

ACTA HYDROPHYSICA

Jährlich ein Band zu 4 Heften. Bis 1974 sind 18 Bände erschienen. Preis nach Umfang und Ausstattung
Bestell-Nr. 2050

Die in zwangloser Folge erscheinende Schriftenreihe veröffentlicht die Ergebnisse aktueller Forschungsarbeiten auf den Gebieten der Dynamik, Thermik und Optik natürlicher Gewässer. Zugleich entsprechen die „Acta Hydrophysica“ durch die Veröffentlichung hydrographischer Arbeiten mit praktischen Anwendungsmöglichkeiten den sich ständig steigenden wasserwirtschaftlichen Anforderungen der Technik, Land- und Forstwirtschaft.

Bestellungen durch den örtlichen Buchhandel möglich



AKADEMIE-VERLAG
DDR-108 Berlin, Leipziger Str. 3-4

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

24 MA

Akademie der Wissenschaften der DDR
Institut für Meereskunde
- Bibliothek -
253 Vorkomünde
Deutsche Demokratische Republik

HERAUSGEGEBEN VON
ERICH BRÜNS
UNTER MITWIRKUNG VON

OTTO KÖLP, GÜNTHER SAGER, KLAUS VOIGT

HEFT 37



AKADEMIE-VERLAG BERLIN

1976

Berichtigungszettel

Seite 101, erster Absatz, 12. Z. v. o.: statt $1,045 \text{ g cm}^{-3}$
muß es richtig heißen $1,036 \text{ g cm}^{-3}$

Seite 101, zweiter Absatz, 4. Z. v. o.: statt $1,39 \cdot 10^{24}$
muß es richtig heißen $1,38 \cdot 10^{24}$

Beitr. Meereskunde, H. 37

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

HERAUSGEGEBEN VON

ERICH BRUNS

UNTER MITWIRKUNG VON

OTTO KOLP, GÜNTHER SAGER, KLAUS VOIGT

HEFT 37

mit 55 Abbildungen und 20 Tabellen



AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

1976

Institut für Ostseeforschung
Bibliothek - WA
Seestraße 15
D - 18119 Rostock - Warnemünde

7976.230

Die Autoren des Heftes widmen ihre Beiträge

Herrn Prof. Dr. Ing. habil.

Erich Bruns

zu seinem 75. Geburtstag am 8. April 1975

Erschienen im Akademie-Verlag, 108 Berlin, Leipziger Straße 3—4

© Akademie-Verlag, Berlin, 1976

Lizenznummer: 202 · 100/452/76

Gesamtherstellung: VEB Druckerei „Thomas Müntzer“, 582 Bad Langensalza

Bestellnummer: 762 333 6 (2105/37), LSV 1465

Printed in GDR

EVP 39,50

Inhalt

KLAUS VOIGT, ROLAND HELM, HANS-ULRICH LASS, FRIEDRICH MÖCKEL und MANFRED STURM, Vorläufige Ergebnisse der GATE-Expedition des FS „A. v. Humboldt“ in den äquatorialen Atlantik im Juli/August 1974	7
EBERHARD HAGEN, Ein Beitrag zur Erkundung des Kaltwasserauftriebsgebiets vor Nordwestafrika, speziell für das Schelfgebiet vor Cap Blanc	29
DIETWART NEHRING, Untersuchungen über den Nährstoff- und Spurenmetalleintrag durch Saharastaub im nordwestafrikanischen Wasserauftriebsgebiet	73
GÜNTHER SAGER, Gedanken zur Expansion der Erde	77
HANS-JÜRGEN BROSI, Einige Ergebnisse von Untersuchungen zur turbulenten Diffusion mit Driftbojen in küstennahen Gewässern	105
WOLFGANG MATTHÄUS und ULRICH KREMSER, Die Berechnung mittlerer vertikaler Austauschkoefizienten in der Ostsee auf der Grundlage von Sauerstoffkonzentrationswerten	111
PETER HUPFER und HANS-ULRICH LASS, Über ein kombiniertes Strömungs- und Windmeßsystem	137
PETER HUPFER, Das internationale Küstenexperiment „Lubiatowo 74“ an der Ostseeküste der Volksrepublik Polen (Kurze Mitteilung)	145

Vorläufige Ergebnisse der GATE-Expedition
des FS „A. v. Humboldt“ in den äquatorialen Atlantik
im Juli/August 1974

Von KLAUS VOIGT, ROLAND HELM, HANS-ULRICH LASS,
FRIEDRICH MÖCKEL und MANFRED STURM

Zusammenfassung: Nach einer kurzen Erläuterung der Aufgabenstellung und Durchführung des Äquatorialen Ozeanographischen Experiments im Rahmen des GARP Atlantischen Tropischen Experiments GATE 74 werden erste vorläufige Ergebnisse der GATE-Expedition der DDR mit FS „A. v. Humboldt“ in den zentralen äquatorialen Atlantik dargelegt. Anhand eines Teils des mit der Gerätekombination Ozeanologische Meßkette BS63/Selbstregistrierender Strömungsmesser SRS gewonnenen Meßmaterials wird eine Reihe neuer Erkenntnisse über die äquatoriale Zirkulation des Atlantiks, insbesondere über den Äquatorialen Unterstrom, seine raumzeitlichen Variationen und seine Struktur, mitgeteilt und diskutiert. Auf der Grundlage einiger theoretischer Aspekte werden abschließend Vorschläge für weitere Experimente zur Untersuchung der Dynamik der äquatorialen ozeanischen Zirkulation formuliert.

Inhalt

1. Zur Vorgeschichte, Zielstellung und Durchführung des Äquatorialen Ozeanographischen Experiments im Rahmen des GATE 74
2. Die Ozeanologische Meßkette des Instituts für Meereskunde Warnemünde
3. Erste vorläufige Ergebnisse
4. Zu einigen theoretischen Grundlagen der äquatorialen ozeanischen Zirkulation
5. Vorschläge für weitere Experimente zur Untersuchung der Dynamik des Äquatorialen Unterstroms

1. Zur Vorgeschichte, Zielstellung und Durchführung des Äquatorialen Ozeanographischen Experiments im Rahmen des GATE 1974

Die nationalen und internationalen Aktivitäten zur regionalen Ozeanographie des tropischen Atlantiks in den 60er Jahren zeigten, daß über den räumlichen und zeitlichen Maßstab der ozeanischen Zirkulation der Tropenzone unserer Erde völlig unzureichende Vorstellungen bestanden. Dieser ungenügende Wissensstand einer Teildisziplin der Meeresforschung hatte jedoch nicht nur für

die Weiterentwicklung der Ozeanologie selbst, sondern vor allem für die Lösung wichtiger interdisziplinärer Probleme, wie der Beziehung Ozean-Atmosphäre bzw. Abschätzung der Bioproduktivität des Meeres Konsequenzen. Zur Entwicklung theoretischer Modellvorstellung über die Vielzahl von Wechselwirkungsmechanismen zwischen Meer und Atmosphäre bzw. Meer und Biosphäre bestanden ungenügende Kenntnisse über die Grundzüge der physikalischen bzw. dynamischen Prozesse im Meer selbst.

Die ursprünglichen Pläne für ein „internationales tropisches Experiment zur Erforschung der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre“ gehen auf die 2. Tagung des ICSU/IUGG Komitees für atmosphärische Wissenschaften in Genf 1966 zurück. Das Experiment sollte zunächst im Stillen Ozean durchgeführt werden; da sich aber nur für den Atlantik eine „kritische Masse“ an notwendigen Schiffen und sonstigen Meßplattformen ergab, wurde es dorthin verlegt. Die Zwischenstaatliche Ozeanographische Organisation (IOC) wurde gebeten, ihre nationalen Mitglieder aufzufordern, Forschungsschiffe zur Verfügung zu stellen. Das ICSU Wissenschaftliche Komitee für Ozeanische Forschung (SCOR) wiederum wurde ersucht, sinnvolle ozeanographische Programme zu entwerfen, die das Interesse der Meereswissenschaftler an diesem meteorologischen Experiment finden.

Es galt hierbei einerseits, die Priorität der Ziele des Globalen Atmosphärischen Forschungsprogramms (GARP) zu wahren und andererseits solche Aufgaben zu finden, die nicht nur ohne Störung, sondern unter Nutzung des nach ganz anderen Zeit- und Raumschritten konzipierten maritim-meteorologischen Stationsnetzes eine wissenschaftlich sinnvolle Schar von Experimenten für die Ozeanologen bildeten, damit diese bereit waren, ihre Schiffe zur Komplettierung des meteorologischen Netzes einzusetzen.

Eine internationale Expertengruppe von 9 Spezialisten aus 7 Staaten, darunter die DDR, erarbeitete 1972/73 das ozeanographische Konzept, das SCOR und IOC dem internationalen wissenschaftlichen Leitungsgremium für GATE 74 (ISMG) empfahlen.

Mit dem DDR-Forschungsschiff „Alexander von Humboldt“ nahm eine Gruppe von 10 Mitarbeitern des Instituts für Meereskunde der AdW der DDR am „Äquatorialen Ozeanographischen Experiment“ des ozeanographischen Unterprogramms während der Phase II von GATE 74 (28. Juli bis 17. August 1974) teil. Zur methodischen Vorbereitung und Erprobung der Meßsysteme war bereits im Januar 1974 eine Vorexpedition mit dem Forschungsschiff „Alexander von Humboldt“ in das GATE-Untersuchungsgebiet durchgeführt worden (BROSIN und HELM, 1975).

Für das Äquatoriale Ozeanographische Experiment während GATE 74 war geplant, dem zwischenstaatlich vereinbarten Expeditionsprogramm das in Abb. 1 dargestellte Stationsnetz zugrunde zu legen. Damit sollte dank der eingesetzten Forschungstechnik (verankerte Strömungsmesser, Wiederholung engabständiger Profile von Temperatur, Salzgehalt und Strömung) erreicht werden, die „response function“ des Äquatorialen Unterstroms auf Veränderung der tropischen Windfelder allgemein und der Lage der innertropischen Konvergenz-

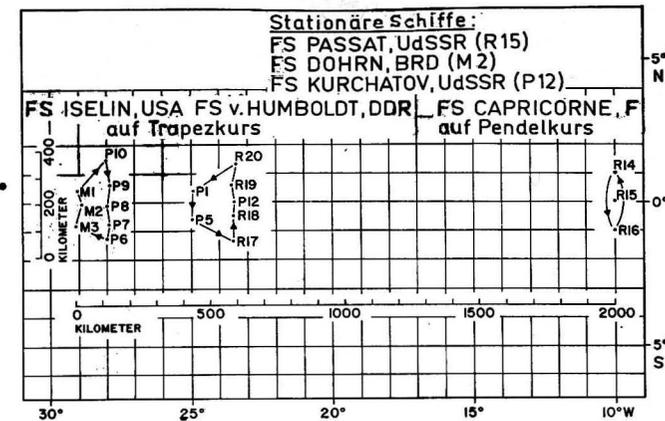


Abb. 1. Schiffseinsatz- und Stationsplan für das Äquatoriale Ozeanographische Experiment 1974

zone im besonderen zu untersuchen. Da auch außerhalb der äquatornahen Zone ständig die Veränderung der Hauptglieder der tropischen ozeanischen Zirkulation zumindest angenähert durch die meteorologischen Schiffe erfaßt wurde, war zu hoffen, daß auch die Wechselwirkungen des Unterstroms mit den benachbarten Strömungen berücksichtigt werden konnten. Andererseits erhofften sich die Meteorologen von den ozeanographischen Experimenten Einblicke in die „feed back“-Vorgänge, d. h. in den Mechanismus des zunächst vom Windfeld induzierten Kaltwasserauftriebs an einzelnen Äquatorabschnitten und seiner Einwirkung auf den Energieumsatz des Meeres mit der Atmosphäre (FLOHN 1972).

Unter Führung des sowjetischen Forschungsschiffes „Akademik Kurchatov“ nahmen die „C. Iselin“ (USA), zeitweise auch „Trident“ (USA) und „Atlantis II“ (USA), die Schiffe „A. Dohrn“ (BRD), „Capricorne“ (Frankreich), „Passat“ (UdSSR), sowie die „Alexander von Humboldt“ an dem Experiment teil. Die Einsatzleitung lag beim „Gate Operations Control Centre“ (GOCC) in Dakar/Senegal, wo auch nach dem erfolgreichen Experiment die untenstehenden vorläufigen Ergebnisse zusammenfassend vorgetragen wurden.

In Auswertung des IOC-Unternehmens ICITA des Jahres 1963 war durch Maßnahmen zum ozeanographischen Gerätevergleich, durch Satellitennavigation bzw. Navigation relativ zu Tiefseeankerbojen, durch mehrfaches Wiederholen der wesentlich kürzeren und engabständigeren Profile und ein von der Planung bis zur Datenauswertung sehr streng abgestimmtes Expeditionsprogramm von vornherein sehr viel für den Erfolg der internationalen Untersuchung getan worden. Allerdings gab es trotzdem genügend organisatorische Probleme, die eine optimale internationale Zusammenarbeit einschränkten. Hierzu gehörten:

— Der verspätete Einsatz und schließlich Ausfall des französischen Schiffes „Capricorne“, dessen Aufgaben nur teilweise von dem außerplanmäßigen

Ersatzschiff „Passat“ (UdSSR) wahrgenommen werden konnten. Das seitens Frankreich geplante Reserveschiff „Perle“ mußte wegen Ausfall aerologischer Landstationen an der afrikanischen Küste dort aus Gründen der Priorität der meteorologischen Zielstellung zum Einsatz kommen.

- Die drastische Reduktion der Anzahl geplanter Bojenstationen durch die USA führte u. a. dazu, daß die 8 DDR-Strommesser gar nicht zum Einsatz kamen und andererseits rasch entwickelte amerikanische Bojen samt Geräten (insgesamt 5) abrisen und in Drift gingen.
- Das am Westrand des Meßnetzes stationierte BRD-Schiff „A. Dohrn“ mußte 11 Tage der erneut vom Unterstrom abgerissenen Ankerboje nachfahren, da mit dieser die maritim-meteorologische Grenzschichtboje verbunden war, so daß die ozeanographischen Serien nicht „raumfest“ stattfinden konnten. Ein Ersatzschiff konnte nicht eingesetzt werden.
- An keiner der „stationären“ Tiefseeankerbojen konnte gleichzeitig zum Strömungsspektrum das Windspektrum instrumentell untersucht werden.

Diese Fakten wurden erst wenige Tage vor Beginn bzw. während der Phase II bekannt. Dank der stabsmäßigen Leitung des Experiments GATE 74 konnten unter den gegebenen Bedingungen den beteiligten Schiffen optimale Profile/Stationen (Abb. 1) zugewiesen werden. Da die „Akademik Kurchatov“ 6-stündig, zeitweise noch häufiger, aerologische Aufstiege durchzuführen hatte, konnte sie keine ozeanologischen Profile, auch nicht in unmittelbarer Nachbarschaft des Äquators, vermessen, sie blieb quasistationär. Die „A. v. Humboldt“ übernahm das Profil der „Akademik Kurchatov“ und ein 1° östlich ihres Sollprofils liegendes Kurzprofil mit nur 2 statt 5 amerikanischen Bojen, so daß das Schiff einen Trapezkurs 7mal in der Beobachtungsperiode durchlief. Auch die „C. Iselin“ lief einen Trapezkurs, da die „A. Dohrn“ nur stationäre Beobachtungen und auch diese nicht über die ganze Beobachtungsperiode durchführen konnte. Auf der „A. v. Humboldt“ kam die ozeanologische Meßkette zur quasikontinuierlichen Registrierung von Temperatur, elektrischer Leitfähigkeit, Druck und Schallgeschwindigkeit, kombiniert mit einem Dauerstrommesser sowie 12 Wasserschöpfern für die gezielte Probennahme bis 600 m Tiefe, zum Einsatz. Die Abbildungen 3 bis 7 enthalten Beispiele vorläufiger Ergebnisse. Weiterhin wurde auf der „A. v. Humboldt“ ein Meßgerät (PCM) zur quasikontinuierlichen Bestimmung des vertikalen Stromprofils durch Dr. O. BROWN von der Universität Miami eingesetzt. (Amerikanische Geräte gleichen Typs fanden auch Anwendung auf allen anderen Schiffen des äquatorialen Experiments).

2. Die Ozeanologische Meßkette des Instituts für Meereskunde Warnemünde

Für die „in situ Messung“ hydrologischer Daten sowie zur Gewinnung von Wasserproben wurde das vor einigen Jahren als Prototyp einer ozeanologischen Meßkette im Institut für Meereskunde entwickelte Gerätesystem BS 63 einge-

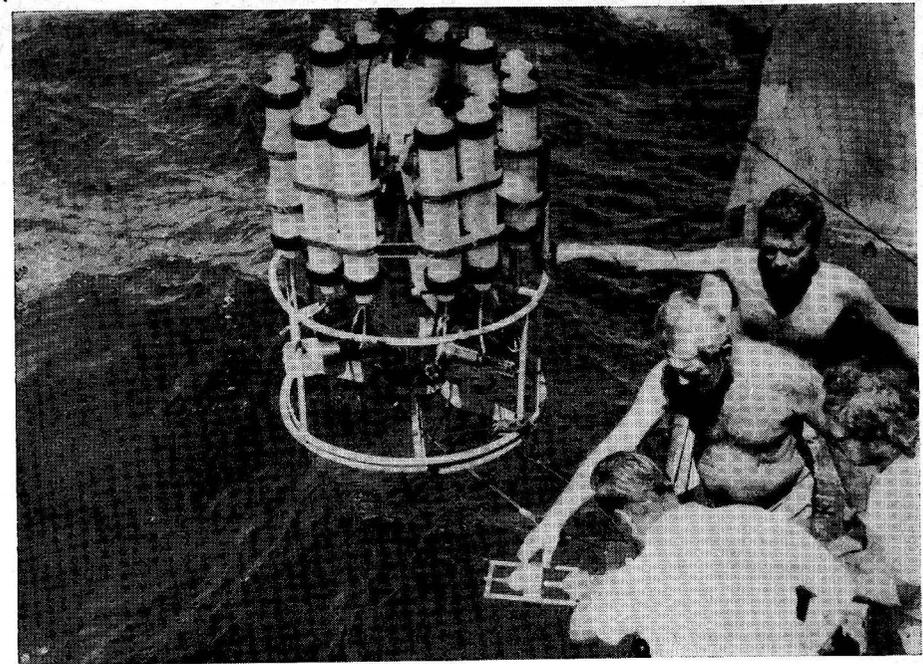


Abb. 2 Unterwassereinheit der Ozeanologischen Meßkette BS63 in Kombination mit dem Selbstregistrierenden Strömungsmesser SRS bei der Vorbereitung zum Einsatz

setzt (Abb. 2). Es enthält eine Gruppe zentraler Einheiten, aus denen unter Zuhilfenahme aufgabenspezifischer Elemente problemorientierte Systemvarianten kombiniert werden. Die für GATE 74 eingesetzte Anlage umfaßte: zentrale Unterwassereinheit, Kabel und Winde, Laboreinheit und spezifische Meßwandler für statischen Druck, Temperatur, elektrische Leitfähigkeit, Schallgeschwindigkeit sowie eine Gruppe von 12 fernauslösbaren Wasserschöpfern. Die Informations- und Energie-Übertragung zwischen Unterwasser- und Laboreinheit erfolgt simultan und in beiden Richtungen nach dem Frequenzmultiplexverfahren über ein Koaxialkabel, die benutzten Meßwandler haben frequenzanaloge Ausgangssignale. Für die Übertragung der Meßdaten von der getauchten zur Laboreinheit stehen 9 Frequenzbänder gleicher relativer Bandbreite zur Verfügung: 0,18–0,28, 0,36–0,56, 0,72–1,12, 1,44–2,24, 288–4,48, 5,76–8,96, 11,52–17,92, 23,04–35,84, 46,08–71,68 kHz, in umgekehrter Richtung ein Band um 86 kHz für Befehle, eine quartzgesteuerte Pilotfrequenz von 100 kHz sowie Konstant-Gleichstrom 0,65 A für die Energieversorgung getauchter Einheiten.

Die Unterwassereinheit ist für 3000 m Tauchtiefe berechnet, sie enthält eine Gruppe zur Energieverteilung, Kontrollfilter für die Signale der Meßwandler, Ausgleichsglieder für die frequenzabhängige Kabeldämpfung und Leistungs-

verstärker. Für Meßwandler mit abweichenden Frequenzbändern erfolgen notwendige Frequenzumsetzungen bei Bedarf auch mit Hilfe der 100 kHz Pilotfrequenz und daraus abgeleiteter. Der Befehlskanal hat eine Kapazität von 1 aus 7 sowie 2 unabhängigen Signalen. Hiervon wurde ein Signal zum nacheinanderfolgenden Schließen der 12 an der Unterwassereinheit angebrachten Teflon-Wasserschöpfer benutzt. Drei dieser Wasserschöpfer waren mit Kipprahmen für geschützte und ungeschützte Tiefseekippthermometer gekoppelt. Damit wurde der Anschluß der elektronischen Temperatur, Druck-, Leitwert- und Schallgeschwindigkeitsdaten an die aus Wasserproben mit Salinometer ermittelten Werte möglich. Das Gewicht der Unterwassereinheit im getauchten Zustand betrug etwa 2000 N.

Das Kabel zur Unterwassereinheit war koaxial und drehungsarm aufgebaut, es hatte einschließlich einer 0,8 mm starken Schutzhülle 7 mm Durchmesser, 17000 N Bruchlast, 41 Ohm/km Schleifenwiderstand, 127 nF/km Kapazität, 0,2 mH/km Induktivität und etwa 50 Ohm Scheinwiderstand; ausführliche Daten wurden bereits veröffentlicht (BENGELSDORFF, 1967). Die Fertigungslänge des Kabels beträgt ca. 5000 m, hierfür ist die verwendete Winde konstruiert. Während der Messungen erfolgten keine Schiffsmanöver, um den Seilwinkel gegen die Vertikale gering zu halten. Bedingt durch Schiffsdrift und Unterstrom traten Kabelwinkel bis über 65° gegen die Vertikale auf. Die nur stufenweise regelbare Windengeschwindigkeit wurde mit konstanter Regelstufe betrieben, bei gleicher zeitlicher Datenfolge von 2,5 s variierte der vertikale Datenabstand zwischen etwa 0,5 und 1 m.

In der Laboreinheit erfolgt die Trennung des von der getauchten Einheit ankommenden Signalgemisches mittels Bandfiltern, gleichzeitig können weitere 7 Meßwandler mit frequenzanalogen Ausgängen angeschaltet werden. Die Frequenz aller Wandler wird durch duale Vervielfachungen bis in das Frequenzband 46,08–71,68 kHz umgesetzt. In diesem Band erfolgt die Frequenzzählung bei 1,25 s Integrationszeit gleichzeitig für alle Meßwandler durch 5stellige Dezimalzähler. Das Ergebnis wird mittels 100stelligem Zeilendrucker für jeden Meßwandler im Ziffernbereich 57600 bis 89600 ausgedruckt, bei 1,25 s Integrationszeit beträgt die kürzeste schaltbare Zeilenfolge 2,5 s. Längere Integrationszeiten wie 10 und 80 s bei 20 bzw. 160 s Zeilenfolge sind einstellbar, die Frequenzzählung erfolgt dann in entsprechend niedrigeren Frequenzbändern (5,76 bis 8,96 bzw. 0,72 bis 1,12 kHz) so, daß dem gleichen Meßwert stets der gleiche Ziffernwert unabhängig von der Integrationszeit zugeordnet ist. Integrationszeiten 10 und 80 s werden durch zusätzliche Marken gekennzeichnet. Da das System die Übertragung und Verarbeitung von Meßbereichen mit über 14 Bit Umfang erlaubt, werden Bereich und Meßgenauigkeit der zu erfassenden Variablen von den Eigenschaften der zugehörigen Meßwandler bestimmt. Pilotfrequenzen und Zeitmarken werden von einem 1 MHz Quarzgenerator abgeleitet. Die Auslösung von Befehlen an die Unterwassereinheit (z. B. Schließen von Wasserschöpfern) kann manuell über Tastatur erfolgen, Anschlüsse für Fernsteuerung sind vorhanden.

Als Druckmeßwandler wurde ein Stahl-Bourdonrohr mit angebautem induktiven Geber und L-C-Generator verwendet. Das Gerät war für 2000 dbar Enddruck, Zeitkonstante $\leq 0,2$ s, relative Meßwertauflösung 0,2 dbar und Fehler $\leq 0,3\%$ vom Endwert bei Umgebungstemperatur 0 bis 20 °C konstruiert. Der für das Programm vorgesehene Präzisionsdrucksensor mit 0,03% Fehler v. E. (Plessey) traf erst nach Abschluß der Arbeiten ein. Zur Reduzierung des infolge von Umgebungstemperaturen bis 30 °C stark ansteigenden Gerätefehlers wurden u. a. Vergleichswerte aus Tiefseekippthermometern sowie ausgefahrene Kabellänge und Kabelwinkel herangezogen.

Für die Bestimmung der Wassertemperatur standen 3 Gerätetypen zur Verfügung. Als Standard zur laufenden Kontrolle der elektronischen Temperaturmeßmittel wurden geschützte Tiefseekippthermometer benutzt (Hersteller: Thermometerwerk Geraberg, 6306/Geraberg DDR), von denen 3 Sätze an der Unterwassereinheit installiert waren. Diese Kippthermometer haben Abweichungen von $\pm 0,01$ °C gegenüber den Werten der zugehörigen Prüfscheine. Zur elektronischen Fernmessung diente zunächst ein Temperaturmeßwandler des Instituts für Meereskunde mit isoliertem Platindraht von 0,05 mm Durchmesser als temperatursensibles Element, der in einer Goldkapillare druckgeschützt untergebracht ist und einen Phasenschiebegerator steuert. Das Gerät ist für Tauchtiefen über 4000 m, Meßbereich -2 bis $+38$ °C und Zeitkonstante unter 0,4 s konstruiert, das Eigenrauschen liegt unter 0,005 °C, der Meßfehler bei 0,02 °C. Das Gerät zeigte nach einigen Tagen gegenüber den letzten Laborprüfwerten vom März 1974 zu große Temperatur-Eigendrift, es wurde durch einen im Juli 1974 reparierten und laborgeprüften Temperatursensor (Hersteller Plessey) ersetzt, dessen Werte auf $\pm 0,01$ °C mit den Kippthermometern übereinstimmten.

Die aus Wasserschöpferproben in größeren Abständen bestimmten Salzgehalte wurden bei einem großen Teil der Serien durch kontinuierliche elektronische Leitfähigkeitsmessung erweitert. Als Sensor wurde ein Erprobungsmuster des Instituts für Meereskunde benutzt mit einer Meßwertauflösung zur Erfassung von Fluktuationen von 0,003 mS/cm.

Zur direkten Messung der Schallgeschwindigkeit war die Unterwassereinheit mit einem Präzisions-Schallgeschwindigkeits-Meßwandler ausgerüstet. Das im Institut für Meereskunde hergestellte Gerät arbeitet nach dem „sing-around“-Verfahren, die effektive Länge der Meßstrecke beträgt 100 mm, in Verbindung mit dem Gerätesystem BS/63 werden noch Fluktuationen der Schallgeschwindigkeit von 0,04 m/s erfaßt.

3. Erste vorläufige Ergebnisse

Während des gesamten Zeitraumes wurden an jeder Station des Trapezkurses (Abb. 1) Messungen mit einer Ozeanologischen Meßkette in Verbindung mit einem selbstregistrierenden Strömungsmesser (SRS) durchgeführt. Die

Strömungsmessungen erfolgten in zehn Horizonten zwischen 15 m und 600 m Tiefe vom driftenden Schiff aus und wurden anhand der vorhandenen exakten Radarpeilungen zu Referenzbojen, die an jeder Meßposition verankert waren, korrigiert. An sieben Stationen fehlen einwandfreie Driftbestimmungen. In diesen Fällen wurden die Strömungsmeßergebnisse auf den 600 m-Tiefenhorizont bezogen.

Sechs Nord-Süd-Schnitte aus dem Zeitraum vom 28. 7. bis 17. 8. 1974 stehen zur Interpretation zur Verfügung.

Nach einer ersten Auswertung eines Teils des umfangreichen Datenmaterials ergeben sich im Vergleich mit ersten vorläufigen Ergebnissen, soweit sie von den anderen am äquatorialen Experiment beteiligten Schiffen vorliegen, folgende vorläufige Resultate:

- Der Kern des Unterstromes wurde während des gesamten Zeitraumes zwischen 65 m und 80 m Tiefe angetroffen (Beispiel s. Abb. 3a). Maximalwerte der Zonalkomponente bis zu 86 cm/s wurden am 1. und 4. 8. im Bereich von 20' bis 40' N gemessen.
 - Die Abbildung 3b läßt die charakteristische Auffächerung der Isothermen der Hauptsprungschicht im Bereich des Äquatorialen Unterstroms längs 23,5° W erkennen. Der Salzgehaltskern des deutlich südlich des Äquators angeordneten Unterstroms liegt um etwa 20 m oberhalb des Strömungskerns im Bereich der stärksten vertikalen Stromscherung (Abb. 3a, b), ein Ergebnis, das auf drei Meridionalschnitten bereits 1964 während der „Penck“-Expedition in den Golf von Guinea nachgewiesen werden konnte (STURM and VOIGT, 1966).
 - Die Temperaturfeinsondierung des Äquatorialen Unterstroms mit der Ozeanologischen Meßkette BS 63 längs 23,5° W bestätigt die charakteristische Dreischichtenstruktur des vertikalen Temperatureaufbaus im Bereich des Unterstroms (Abb. 4, Profil-Nr. 462—464). Unter der nur wenige Dekameter mächtigen homothermen Deckschicht liegt im Bereich des intensivsten Unterstroms eine ca. 130 m umfassende weitgehend isopykne Schicht mit stark abgeschwächtem vertikalen Temperaturgradienten, an die sich bis ca. 300 m Wassertiefe eine nahezu homotherme Vermischungsschicht anschließt, die von dem darunter befindlichen Wasserkörper durch eine sekundäre Sprungschicht getrennt wird (vgl. auch SCHEMAINDA et al., 1967).
 - Die Zeit-Breiten-Darstellung der Maxima der Zonalkomponenten (Abb. 5a) zeigt ein Mäandrieren des Stromkernes zwischen etwa 50' N und 50' S. Eine Periode von ca. 18 Tagen, wie sie DÜNG und EVANS (1974) auf 28° W gefunden haben, deutet sich an. Ein Nachweis kann auf Grund der Kürze des Untersuchungszeitraumes und der Mehrdeutigkeit der Meßergebnisse nicht geführt werden, da überdies die Extremlage des Kerns nördlich und südlich des Äquators zeitlich nicht eindeutig fixiert werden kann.
- In Übereinstimmung mit dem Verhalten von Temperatur und Salzgehalt (s. u.) kann auf zwei Zellen maximaler Ostkomponenten im Zeitraum vom 31. 7. bis 5. 8. geschlossen werden (Abb. 5b, 6a und b). Diese sind auch im

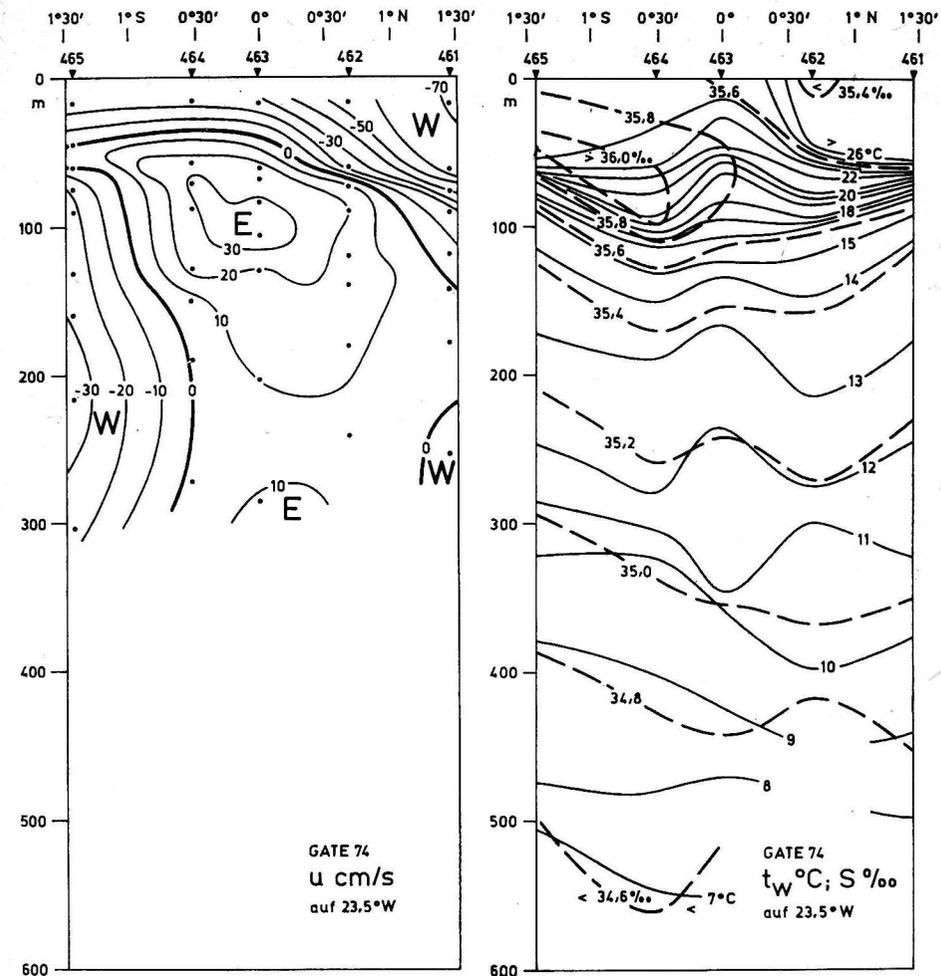


Abb. 3a

Abb. 3b

Abb. 3a, b. Meridionalschnitte der Zonalkomponente der Meeresströmung [cm/s], der Wassertemperatur [°C] und des Salzgehaltes [‰] längs 23,5° W. FS „A. v. Humboldt“, Stat.-Nr. 461—465, 14. 8.—15. 8. 1974

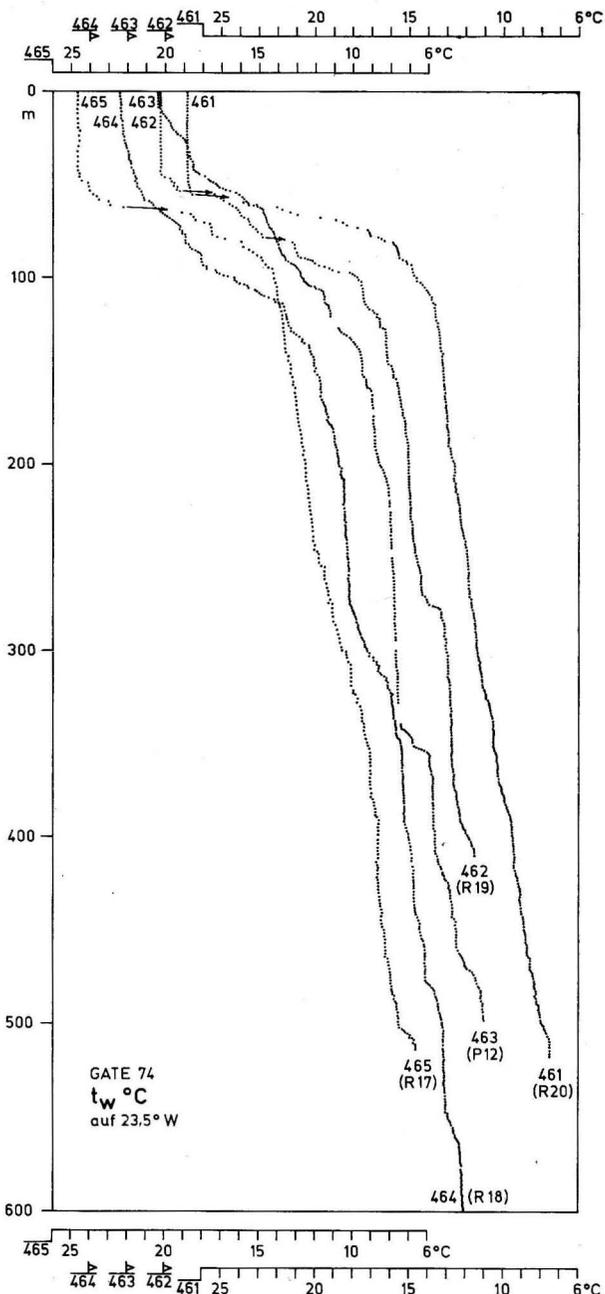


Abb. 4. Vertikale Feinprofile der Wassertemperatur [°C] längs 23,5° W. FS „A. v. Humboldt“, Stat.-Nr. 461–465, 14. 8.–15. 8. 1974

16-m-Tiefenniveau der Strömung eindeutig zu erkennen. Beide Zellen werden ebenfalls von DÜNG and EVANS (1974) sowie von BROWN and VOIGT (1974) beschrieben (Abb. 7a, b).

Ein Vergleich des raum-zeitlichen Verhaltens der Ostkomponenten in 16 m Tiefe und im Kern des Unterstroms ergibt, wie im Falle von Temperatur und Salzgehalt in 5 m Tiefe und maximalem Salzgehalt (s. u.), keine erkennbaren Phasendifferenzen (Abb. 5a und b, 6a und b).

- Die in Abb. 5b dargestellte Zeit-Breiten-Verteilung des maximalen Salzgehalts im Bereich des Unterstroms (nach Abb. 3a, b oberhalb des Niveaus der maximalen Stromgeschwindigkeit gelegen) entspricht in allen wesentlichen Details der entsprechenden Verteilung des Unterstrommaximums in Abb. 5a. Die Felder höheren und niederen maximalen Salzgehalts mäandrieren mit gleicher Periode und phasengleich mit den entsprechenden Feldern höherer und niederer Zonalkomponente des Unterstroms im Kernniveau.
- Eine ähnliche Aussage gilt für die in Abb. 6a, b dargestellten Zeit-Breiten-

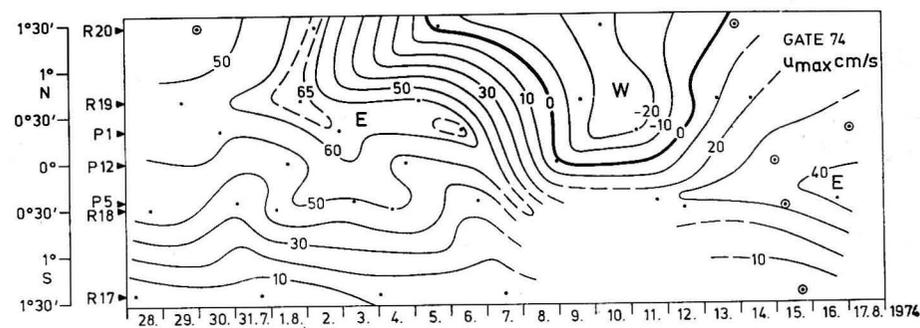


Abb. 5a

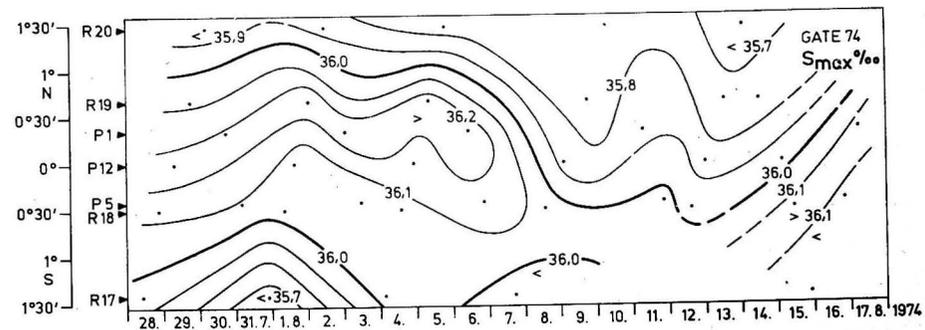


Abb. 5b

Abb. 5a, b. Zeit-Breiten-Darstellung der Zonalkomponente der Meeresströmung [cm/s] und des Salzgehaltes [‰] in der Kernschicht des Unterstroms unter Verwendung der Meßdaten aller Stationen längs 23,5° W und 25° W. FS „A. v. Humboldt“, Stat.-Nr. 429–465, 28. 7.–15. 8. 1974

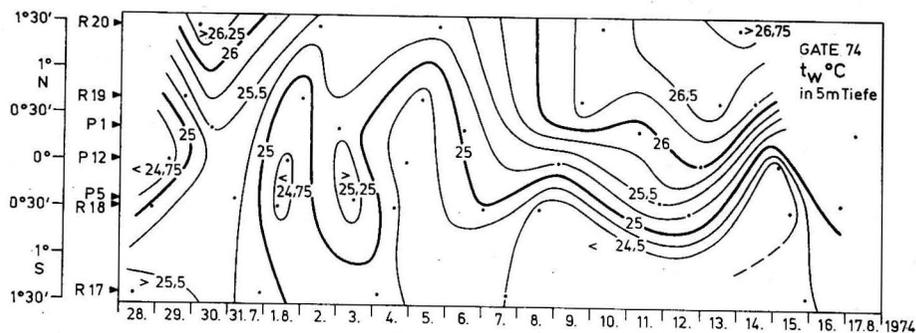


Abb. 6a

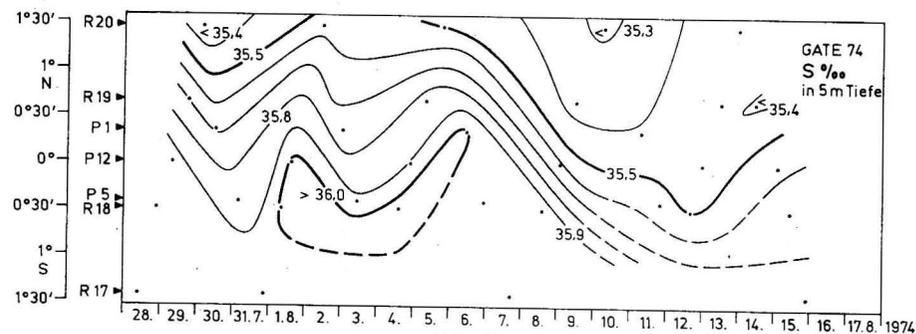


Abb. 6b

Abb. 6a, b. Zeit-Breiten-Darstellung der Wassertemperatur [$^{\circ}\text{C}$] und des Salzgehalts [‰] in der Oberflächenschicht (in 5 m Wassertiefe) unter Verwendung der Meßdaten aller Stationen längs $23,5^{\circ}\text{W}$ und 25°W . FS „A. v. Humboldt“, Stat.-Nr. 429–465, 28. 7. bis 15. 8. 1974

Verteilungen der Wassertemperatur und des Salzgehaltes in der Oberflächenschicht (in 5 m Wassertiefe). Auch hier mäandrieren die Felder höherer und niedriger Wasseroberflächentemperatur bzw. höheren und niedriger Salzgehalts an der Oberfläche mit gleicher Periode und weitgehend phasengleich selbst im Detail mit den entsprechenden Feldern höherer und niedriger Zonalkomponente des Unterstroms im Kernniveau. Selbst die Zwei-Zellen-Struktur in der Verteilung der Zonalkomponente der Strömung zwischen dem 31. 7. und dem 5. 8. 1974 (Abb. 5a) findet in der Verteilung der Wasseroberflächentemperatur und des Oberflächensalzgehalts (Abb. 6a, b) ihre Entsprechung. Über die Periode dieser langen Welle ist wie bei der Zonalkomponente der Strömung keine zuverlässige Aussage möglich. Dafür ist der Beobachtungszeitraum mit 20 Tagen zu kurz und die Dichte des Stationsnetzes zu gering bemessen. Die Salz- und Temperaturschnitte in den Abbildungen 5b und 6a, b deuten auf eine Periode hin, die zwischen 14 und 22 Tagen liegt.

– Sowohl der Oberflächensalzgehalt als auch die Wasseroberflächentemperatur erweisen sich dank der intensiven, bis an die Meeresoberfläche reichenden

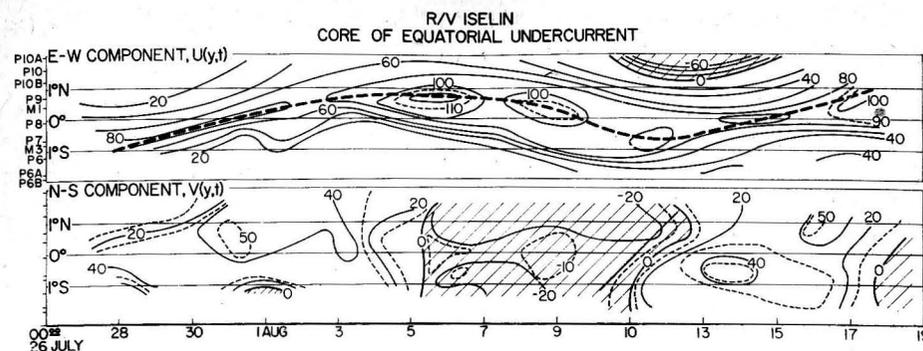


Abb. 7a

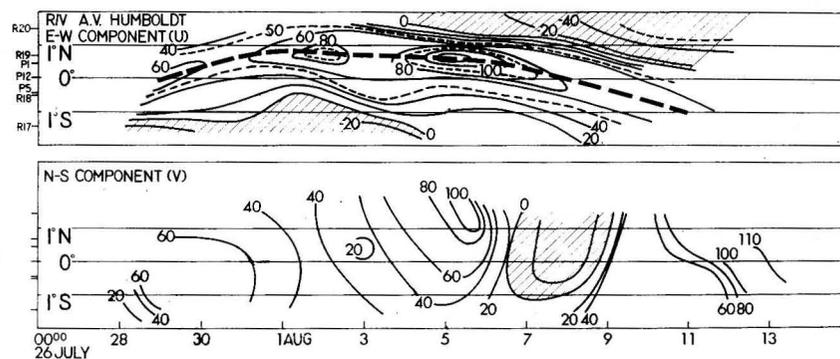


Abb. 7b

Abb. 7a, b. Zeit-Breiten-Darstellung der Zonalkomponente der Meeresströmung [cm/s] in der Kernschicht des Unterstroms (60–90 m Wassertiefe) unter Verwendung der PCM-Meßdaten aller Stationen.

a) FS „C. Iselin“ (USA) längs 28°W und 29°W , 26. 7. – 16. 8. 1974 (aus DÜING and EVANS, 1974)

b) FS „A. v. Humboldt“ (DDR) längs $23,5^{\circ}\text{W}$ und 25°W , 28. 7. – 10. 8. 1974 (aus BROWN and VOIGT, 1974).

vertikalen Austauschprozesse im Bereich des Unterstroms als empfindliche Indikatoren für den Existenznachweis des Unterstroms. Während der GATE-Phase II traten im engeren Untersuchungsgebiet der „A. v. Humboldt“ zwischen $1,5^{\circ}\text{N}$ und $1,5^{\circ}\text{S}$ sowie $23,5^{\circ}\text{W}$ und 25°W sowohl in der Zeitachse (28. 7. – 17. 8. 1974) als auch in der Meridionalachse ($1,5^{\circ}\text{N}$ – $1,5^{\circ}\text{S}$) an der Meeresoberfläche Änderungen der Wassertemperatur von maximal 2°C

und des Salzgehalts von maximal $0,6\text{‰}$ auf (Abb. 6a, b). Die an den mäandrierenden Unterstrom gebundenen Oberflächenfelder verminderter Wassertemperatur und höheren Salzgehalts bilden dabei an ihrer Grenzfläche zu den wärmeren und salzärmeren Oberflächenwassermassen des Südäquatorialstroms frontartige Übergangszonen mit teilweise erheblichen horizontalen Gradienten (Abb. 3b, 6a). Der Stationsabstand der Messungen auf „A. v. Humboldt“ war allerdings zu groß (ca. 30–55 sm), um darüber detailliertere Aussagen machen zu können. Außer Zweifel steht jedoch, daß diese ausgedehnten Kaltwasserstreifen längs des Äquators von erheblicher Bedeutung sein dürften für den Energieaustausch zwischen dem Ozean und der Atmosphäre, vor allem in Form latenter und fühlbarer Wärme, im Bereich des tropischen Ozeans.

- Eine untere Begrenzung des Unterstroms ist nur im Zeitraum vom 12. bis 14. 8. in 300 m bis 400 m Tiefe erkennbar, während die Schnitte 1 bis 4 (28. 7. bis 10. 8.) bis > 600 m Tiefe positive Zonalkomponenten aufweisen. In Schnitt 4 (7. bis 10. 8.) erreicht der Unterstrom seine südlichste Lage. Während dieses Zeitraumes setzen sich von 0° bis $1^\circ 30' \text{ N}$ in allen gemessenen Tiefen negative Ostkomponenten durch. Nach dem 14. 8. (Schnitt 6) deuten sich unterhalb 300 m Tiefe von $0^\circ 30' \text{ S}$ bis 1° N erneut positive Werte an (Abb. 3a). (Im Schnitt 6 mußten die Messungen auf das 600-m-Meßniveau bezogen werden, da die Radarreferenzbojen zu diesem Zeitpunkt bereits aufgenommen worden waren).

Vom Beginn der Untersuchungen an bis zum 5. 8. sind unterhalb des Unterstromkerns zwei weitere relative Maxima positiver Ostkomponenten mit einem Zwischenkern in 200 m bis 300 m und einem Kern in Tiefen > 500 m mit gemessenen Höchstwerten von 32 bzw. 41 cm/s zu erkennen. Eine Beziehung zwischen den Stromkernen hinsichtlich Lage und Intensität ist sichtbar. Während der nördlichen Extremlage des Unterstroms ($50' \text{ N}$) liegt der Tiefenkern im Bereich 0° bis $30' \text{ S}$. Die Verlagerung der Stromkerne erfolgt gleichsinnig. Dagegen scheint das Zwischenmaximum in 200 m bis 300 m Tiefe mit einer Phasenverschiebung von etwa 180° zwischen $30' \text{ N}$ und $30' \text{ S}$ zu pendeln. Wenn der Unterstrom seine südlichste Lage erreicht, verschwindet der Tiefenkern kurzzeitig. Rückschlüsse auf Intensitätsschwankungen und Grenzen des Tiefenkerns können aus dem vorliegenden Meßmaterial noch nicht gezogen werden.

- Neben den Messungen mit Selbstregistrierenden Strömungsmessern (SRS) wurden auf dem FS „Alexander von Humboldt“ parallel Messungen mit „Profiling Current Meters“ (PCM) durchgeführt (BROWN and VOIGT, 1974). Überraschenderweise liegen die resultierenden Ostkomponenten der PCM-Messungen bis zu 50% über den mit SRS ermittelten (vgl. Abb. 7b). Gute Übereinstimmung der Ergebnisse der SRS-Messungen besteht dagegen mit den auf dem sowjetischen Forschungsschiff „Akademik Kurtschatow“ auf der Position 0° und $23,5^\circ \text{ W}$ ebenfalls mit PCM gemessenen Werten (HALLOCK and MOROSHKIN, 1974).

Die dargelegten Ergebnisse stellen auf der Grundlage der bisher vorgenommenen Auswertungen des umfangreichen Meßmaterials erste vorläufige Schlußfolgerungen dar. Über das Gesamtergebnis des Äquatorialen Ozeanographischen Experiments wird im einzelnen erst im Rahmen des internationalen Datenaustausches im Laufe der nächsten zwei Jahre Klarheit zu erlangen sein.

4. Zu einigen theoretischen Grundlagen der äquatorialen ozeanischen Zirkulation

Aus der Literatur ist eine relativ große Anzahl von Theorien bekannt (z. B. PHILANDER, 1973), mit denen versucht wird, die stationären Eigenschaften des Äquatorialen Unterstroms zu beschreiben. Ein gewisser Teil dieser Aussagen ist einer experimentellen Prüfung ohne größere Schwierigkeiten zugänglich. Die Aussagen verfeinerter stationärer Modelle stoßen bei ihrer experimentellen Überprüfung oft auf Schwierigkeiten, wenn sich die zu untersuchenden Erscheinungen instationär verhalten (LASS, 1973).

Dies gilt auch im Falle des Äquatorialen Unterstromes, der, wie die vorläufigen Ergebnisse der GATE-Expedition in diesem Bereich zeigen (DÜING and EVANS, 1974; BROWN and VOIGT, 1974; HALLOCK and MOROSHKIN, 1974; DÜING, HISARD and LOW, 1974), langperiodischen Schwankungen unterliegt. Es erscheint deshalb zweckmäßig, sich mit den möglichen Ursachen der zeitlichen Variationen des äquatorialen Stromfeldes auseinanderzusetzen. LIGHTHILL (1969) hat dies für den Indischen Ozean durchgeführt. Wenn die instationären Eigenschaften des Stromfeldes hinreichend bekannt sind, kann man Hinweise erwarten, unter welchen Bedingungen die verfeinerten Aussagen stationärer Modelle experimentell überprüft werden können.

Ausgangsgleichungen

Als Ausgangsgleichungen werden die vertikal integrierten Bewegungsgleichungen unter Vernachlässigung der horizontalen Reibung, der Bodenreibung und der realen Struktur des Bodenreliefs zugrunde gelegt. Die folgenden Rechnungen lehnen sich weitgehend an KRAUSS (1973) an. Die Meßgrößen seien aus einer Störungsreihe aufgebaut z. B.

$$v(x, y, t) = v_0 + v_1 + \dots \quad (1)$$

Dabei sei v_0 das in meridionaler Richtung integrierte Stromfeld im Bereich des Äquators von ungefähr 30° S bis 30° N . Damit ist annähernd

$$v_0 \equiv u_0 = \text{const} \quad (2)$$

v_1 sei über einen wesentlich kleineren räumlichen Maßstab integriert. Es ergibt sich dann für die Bestimmungsgleichung von v_1 in Komponentenschreibweise

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u}{\partial x} - fv &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{T^x}{\rho H} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u_0 \frac{\partial v}{\partial x} + fu &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{T^y}{\rho H} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Das Koordinatensystem sei mit der x -Achse nach Osten und der y -Achse nach Norden gerichtet.

u — zonale Komponente der Strömung

v — meridionale Komponente der Strömung

$f(y) = f_0 + \beta y$ — Coriolisparameter

g — Erdbeschleunigung

ρ — Dichte

H — mittlere Wassertiefe

ζ — Wasserstand

Nach zeitlicher Ableitung der Bewegungsgleichungen (3a, b) und Umordnung erhält man

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + u_0 \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} - gH \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u &= \left(gH \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} + f \frac{\partial}{\partial t} \right) v + \frac{\partial T^x}{\partial t} \\ - \left(-f \frac{\partial}{\partial t} + gH \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) u &= \left(gH \frac{\partial^2}{\partial y^2} - u_0 \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) v + \frac{\partial T^y}{\partial t} \end{aligned} \quad (4)$$

Da die auf u wirkenden Operatoren vertauschbar sind (man beachte $f(y)$), kann aus dem obigen Gleichungssystem u eliminiert werden.

Mit $\frac{\partial^2}{\partial t'^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + u_0 \frac{\partial^2}{\partial t \partial x}$ erhalten wir

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial^2}{\partial t'^2} \nabla^2 - \frac{1}{gH} \left(\frac{\partial^2}{\partial t'^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \beta \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \right] v \\ = \frac{1}{\rho H} \left[- \frac{1}{gH} \left(\frac{\partial^2}{\partial t'^2} \frac{\partial}{\partial t} T^y + f \frac{\partial^2 T^x}{\partial t^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} \text{rot } z \vec{T} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Wir schätzen die einzelnen Terme der Operatoren in Gleichung (5) ab, wobei ω die Kreisfrequenz und k die Wellenzahl der Schwingung sind

$$\nabla^2 \frac{\partial^2}{\partial t'^2} \gg \frac{1}{gH} \frac{\partial^2}{\partial t'^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \leadsto \omega'^2 k^2 \gg \frac{\omega'^4}{gH} \leadsto L \ll T' \sqrt{gH}. \quad (6a)$$

Für die konkreten Daten verwenden wir die von DÜING and EVANS (1974) während GATE ermittelten Werte.

Mit $H \sim 3,5 \cdot 10^8$ m und $T \sim 18$ d muß gelten

$$L \ll 3 \cdot 10^8 \text{ m}$$

was immer erfüllt ist.

Weiterhin muß abgeschätzt werden, wie weit die β -Ebene in meridionaler Richtung ausgedehnt werden kann, ohne die Größe $f^2(y)$ zu berücksichtigen. Es muß also gelten

$$k^2 \gg \frac{f^2}{gH} \leadsto f < k \sqrt{gH} \quad (6b)$$

mit $k = (2/\pi) \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ (nach DÜING and EVANS 1974) erhält man $f < 6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, was bis $f(30^\circ) \sim 0,7 \cdot 10^{-4}$ gut erfüllt ist. Wir erhalten somit nach Integration über die Zeit

$$\left[\nabla^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) + \beta \frac{\partial}{\partial x} \right] v = \frac{1}{\rho H} \frac{\partial}{\partial x} \text{rot}_z \vec{T}. \quad (7)$$

Die erzeugende Kraft der langperiodischen Schwingungen ist also die Rotation der Windschubspannung.

Es sei

$$(v, u, \text{rot}_z T) \sim e^{i(\kappa x + \eta y - \omega t)}. \quad (8)$$

Wir erhalten dann für die Dispersionsrelation

$$\omega = u_0 \kappa - \frac{\beta \kappa}{k^2} \quad (9a)$$

und für die Phasengeschwindigkeit

$$C = u_0 - \frac{\beta}{k^2} \quad (9b)$$

eine sich im allgemeinen westwärts bewegende Welle.

Für die zeitliche Änderung der räumlichen FOURIERKomponenten der Geschwindigkeit erhalten wir

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega \right) \tilde{v} = - \frac{i\kappa}{\rho H k^2} \text{rot}_z \tilde{\vec{T}}. \quad (10)$$

Die Lösung ergibt sich mit Hilfe der Laplace-Transformation zu

$$\tilde{v}(t) = - \frac{\kappa}{\rho H k^2} e^{-i(\omega t - \pi/2)} \int_0^t e^{i\omega \tau} \text{rot}_z \tilde{\vec{T}} \, d\tau. \quad (11)$$

Die analoge Ableitung für die u -Komponente bereitet Schwierigkeiten, da die Operatoren nicht vertauschbar sind. Zur Berechnung der zonalen Komponente

gehen wir von Gleichung (4a) aus und berücksichtigen die Abschätzungen (6a, 6b), so daß sich daraus herleitet

$$\tilde{u} = -\frac{\eta}{\kappa} \tilde{v} \quad (12)$$

und mit Gleichung (11) erhalten wir

$$\tilde{u}(t) = \frac{\eta}{\rho H k^2} e^{-i(\omega t - \pi/2)} \int_0^t e^{i\omega\tau} \operatorname{rot}_z \tilde{T}(\tau) d\tau. \quad (13)$$

Für $\operatorname{rot}_z \tilde{T}(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n e^{in\omega\tau}$ erhalten wir

$$\left. \begin{aligned} \tilde{v}(t, \kappa, \eta) &= \frac{\kappa i}{\rho H k^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n(\kappa, \eta)}{(\omega + n\omega_0)} (e^{in\omega_0 t} - e^{i\omega t}), \\ \tilde{u}(t, \kappa, \eta) &= -\frac{\eta i}{\rho H k^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n(\kappa, \eta)}{\omega + n\omega_0} (e^{in\omega_0 t} - e^{i\omega t}). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Die Strömungskomponenten schwingen also mit einer freien Schwingung der Frequenz ω , die entsprechend Gleichung (11, 14) aus der räumlichen Verteilung der Rotation der Windschubspannung resultiert und mit erzwungenen Schwingungen entsprechend dem Frequenzspektrum der Windschubspannung. Für den stationären Anteil der Windschubspannung ist der erzwungene Teil der Strömung gleich dem Sverdrup-Transport (SVERDRUP 1947).

Das Verhalten von großräumigen Schwingungen im zweigeschichteten Meer wurde von VERONIS und STOMMEL (1956) untersucht. Für die Nähe des Äquators ergibt es sich, daß für die Deckschicht die gleiche Dispersionsbeziehung wie für die vertikal integrierten Bewegungsgleichungen gilt, während für die Tiefenschicht dies nur in unmittelbarer Äquaturnähe von rund $\pm 3^\circ$ Breite der Fall ist. Es ist deshalb zu erwarten, daß die Verhältnisse in der Tiefenschicht komplizierter sind.

Schlußfolgerungen

1. Um für die Dispersionsrelation (9a) η abschätzen zu können, muß die zeitliche Variation der Strömung nördlich bzw. südlich des Äquators untersucht werden (bis ungefähr 10° – 20° Breite).
2. Um die erzeugenden Kräfte bestimmen zu können, müssen die räumlichen und zeitlichen Variationen des Windfeldes bis 30° Breite untersucht werden.
3. Es empfiehlt sich, die Untersuchung der zeitlichen Variation des Stromfeldes an den vollständig vertikal integrierten Strömungskomponenten und an den schichtweise vertikal integrierten Strömungskomponenten durchzuführen.

5. Vorschläge für weitere Experimente zur Untersuchung der Dynamik des Äquatorialen Unterstroms

Im Hinblick auf das ab 1979 erneut auch in der Tropenzone der Ozeane geplante „Erste Globale GARP Experiment (FGGE)“ bzw. POLYMODE sowie weiterer Pilotuntersuchungen in anderen Ozeanen sind die Erfahrungen des WMO/ICSU-Unternehmens GATE 74 Anlaß zu folgenden Vorschlägen:

Denkbar sind auf der Basis der Ergebnisse von GATE 74 erneut international straff organisierte Experimente zu einer vertieften Fortführung des Typs von Untersuchungen wie beim äquatorialen Experiment 1974. Hierbei muß, auf Grund der langen Periode der „Rossbywellen“ aber eine mehrmonatige, abgestimmte Einsatzplanung der Schiffe und Meßtechnik mehrerer Staaten geschehen.

Andererseits gibt es, sowohl aufbauend auf den in der vorliegenden Arbeit dargestellten theoretischen und experimentellen Methoden wie auch weiteren Problemen der ozeanischen Dynamik eine Reihe von Experimenten, die sehr wohl mit einem oder zwei Schiffen in kurzer Zeit realisiert werden können.

Hierzu gehören:

5.1. Äquatoriales Diffusionsexperiment

Auf der Grundlage statistischer hydrodynamischer Modellvorstellungen über die Diffusion und Ausbreitung künstlicher Beimengungen im Meer, die von den RGW-Mitgliedsstaaten entwickelt wurden (Beiträge zur Meereskunde, H. 30/31, 1972) erscheint es sinnvoll, sich mit den Symmetrie-Eigenschaften der Äquatorialen Unterströmung zur Untersuchung der Anisotropie in der Ausbreitungsgeschwindigkeit künstlicher Beimengungen näher zu befassen. Bekanntlich ist die Annahme eines horizontal-isotropen Turbulenzfeldes im allgemeinen nicht gerechtfertigt. Die räumliche Änderung des Stromvektors führt zu einem Scherstrom, der zusammen mit dem Vertikalaustausch den Schereffekt bestimmt. KREMSER (1974) hat unter Berücksichtigung des Schereffektes theoretische und experimentelle Verfahren zur Berechnung statistischer Konzentrationspulsationen eines Farbtacers im Meerwasser vorgelegt. Bei hinreichender Standortgenauigkeit (Satellitennavigation oder Tiefseereferenzbojen) und Einsatz der gezielten Probennahme in Verbindung mit der Ozeanologischen Meßkette (bestückt mit einem Sensor für den horizontalen Strömungsvektor) bildet der Äquatoriale Unterstrom ein Feld für ein notwendiges Naturexperiment zur Prüfung verbesserter Modellvorstellungen über die Diffusion im Meer.

5.2. Gravitationswellenexperiment

Gravitations- oder interne Wellen sind Gleichgewichtsschwingungen von durch äußere Kräfte verlagerten Wasserteilchen. Sie bestimmen insbesondere in geschichteten Meeren weitgehend die ozeanische Dynamik. In der Ostsee werden sie durch die raumzeitlich rasch wechselnden Windfelder erzeugt; ihre Wechselwirkungen untereinander und mit den seitlichen und oberen bzw. unteren Begrenzungen sind kompliziert und einer Untersuchung schwer zugänglich.

Der Bereich des Äquatorialen Unterstroms bildet das Naturmodell eines dreifach geschichteten Meeres mit praktisch vernachlässigbaren Boden- und Randeffekten. Im Bereich des Unterstrommaximums existiert eine mehrere Dekameter mächtige isopykne Schicht, die zur ebenfalls homogenen Deckschicht (0–40 m) und der darunter liegenden Mischungsschicht abgegrenzt ist. Ausbreitungsuntersuchungen über Gravitationswellen in diesem Medium sind durch hochauflösende Meßwandler (Sensoren) an Bojen oder im Schlepp eines Schiffes möglich.

5.3. Kinematik langer planetarer Wellen

Wie weiter oben bereits betont, erfordert die Untersuchung z. B. der meridionalen Ausdehnung und der zonalen Phasengeschwindigkeit äquatorialer Rossbywellen einen hohen experimentellen und organisatorischen Aufwand. Eine Lösung bietet sich an durch die Bestimmung der Bahnelemente von Treibbojen.

Treibbojen mit Senderpaaren, deren Standort sich durch die gemessene Dopplerverschiebung des Sendersignals von umlaufenden Erdsatelliten mit einer Genauigkeit von ca. 2 m bestimmen läßt, könnten mehrere Monate lang auf ihrer Bahn über den Atlantik verfolgt werden. Durch Treibfallschirme an den Bojen lassen sich diese auch im Unterstrom „verankern“, so daß aus der Phasenverschiebung mit der Tiefe und der Breite sich auch seitliche und vertikale Austauschgrößen für großmaßstäbige Prozesse im Ozean statistisch ermitteln lassen.

Eingehendere theoretische Voruntersuchungen sind für ein solches Experiment notwendig, das zumindest auf der ozeanographischen Seite experimentell einfach zu realisieren ist.

Neben den physikalischen Experimenten zur internen Dynamik im Meer gibt es ferner eine Reihe chemisch-biologischer Untersuchungen zur Modellbildung des Stofftransports in ozeanischen Auftriebsgebieten. Auftriebsprozesse bestimmen in weiten Teilen der Meere geo- und biochemische Prozesse, sie lassen sich am „äquatorialen Auftrieb“, d. h. den mit dem Äquatorialen Unterstrom verbundenen ozeanischen Auftriebsprozessen, recht gut untersuchen.

Erst 15 Jahre sind seit der Entdeckung der mächtigen äquatorialen Ostströmung verstrichen. Die im letzten Jahrzehnt durchgeführten Untersuchungen beweisen, daß die tropische ozeanische Zirkulation und ihre interne Dynamik in kurzer Zeit einen großen Wandel erfahren hat. Es ist sicher, daß die erkennbaren Fortschritte der geophysikalischen Hydrodynamik, die Entwicklung numerischer Modelle für das Klima auf unserer Erde eng mit der tropischen Ozeanologie verknüpft sein werden.

Literatur

- BENGELSDORFF, E., Ein neues hochfestes Seilkabel für ozeanographische „in situ-Geräte“. Beitr. Meereskunde, H. 21 (1967).
 BROSIN, H.-J. und R. HELM, Einige Beobachtungen über kurzfristige Veränderungen im Äquatorialen Unterstrom im Atlantischen Ozean auf 21° W. Beitr. Meereskunde, H. 36 (1975) S. 111–114.

- BROWN, O. B. and K. VOIGT, Meander Motions in the Equatorial Atlantic. University of Miami, Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, Preliminary Report, First Results from the Equatorial PCM Experiment during GATE, Phase II (Nov. 1974).
 DÜING, W. and R. EVANS, Long, Westward Waves in the Upper Equatorial Atlantic. University of Miami, Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, Preliminary Report, First Results from the Equatorial PCM Experiment during GATE, Phase II (Nov. 1974).
 DÜING, W., P. HISARD and J. LOW, Current Profiling Observations by the R/V CAPRI-CORNE. University of Miami, Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, Preliminary Report, First Results from the Equatorial PCM Experiment during GATE, Phase II (Nov. 1974).
 FLOHN, H., Investigations of equatorial upwelling and its climatic role, pp. 93–102 In: Studies in Physical Oceanography, a tribute to George Wuest on his 80th birthday 1, II, New York (1972).
 HALLOCK, Z. R. and K. V. MOROSHKIN, Fluctuations in the Vertical Structure of the Atlantic Equatorial Undercurrent. University of Miami, Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, Preliminary Report, First Results from the Equatorial PCM Experiment during GATE, Phase II (Nov. 1974).
 KRAUSS, W., Dynamics of the Homogeneous and Quasihomogeneous Ocean, Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart, 1973.
 KREMSER, U., Die Berechnung statistischer Parameter aus den Konzentrationspulsationen eines Rhodamin-S-Fleckes zum Nachweis der Anisotropie in der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Farbtracers bei Versuchen in der Ostsee. Unveröffentlichtes Manuskript (1974).
 LASS, H.-U. Zur Vergleichbarkeit von Beobachtung und Theorie der winderzeugten Meeresströmung. Gerl. Beitr. Geophys. 82 (1973) 5; S. 379–389.
 LIGHTHILL, M. G., Dynamic Response of the Indian Ocean to onset of the Southwest Monsoon. Philos. Trans. R. Soc. London 265 (1969) A 1159, S. 45–92.
 PHILANDER, S. G. H., Equatorial Undercurrent: Measurements and Theories. Reviews of Geophysics and Space Physics, 11, Nov. 3 (1973).
 SCHMEMAINDA, R., E. FRANCKE, K.-H. ROHDE, M. STURM und K.-H. TILL, Das ozeanographische Beobachtungsmaterial der Tropenexpedition mit dem Forschungsschiff „Professor Albrecht Penck“ in den Golf von Guinea von April bis Juli 1964. Geodätische und Geophysikalische Veröffentlichungen des NKG der DDR, Reihe IV, H. 2 (1967).
 STURM, M. and K. VOIGT, Observations on the structure of the Equatorial Undercurrent in the Gulf of Guinea in 1964. Journal of Geophysical Research, pp. 3105–3108, 71 (1966).
 SVERDRUP, H.-U., Wind-Driven Currents in a Baroclinic Ocean. Proc. Nat. Acad. Sci. 33 (1974) 11, pp. 318–326.
 VERONIS, G. and H. STOMMEL, The Action of Variable Wind Stresses on a Stratified Ocean., J. Mar. Res. 15 (1956) S. 43–75.

Anschrift der Verfasser:
 Institut für Meereskunde der AdW der DDR
 DDR-253 Rostock-Warnemünde

Ein Beitrag
zur Erkundung des Kaltwasserauftriebs vor Nordwestafrika,
speziell für das Schelfgebiet vor Cap Blanc

VON EBERHARD HAGEN

Zusammenfassung: Es wird eine Literaturanalyse zur Dynamik des Kaltwasserauftriebs vorgenommen. Für den küstennahen Auftrieb wird die Bedeutung einer küstensenkrechten Querkirkulation hervorgehoben. Diese Querkirkulation ist der Grundströmung überlagert. Die Grundgleichung für das zeitliche Verhalten der küstennormalen Zirkulation an einem Ort ist abgeleitet. Das Ergebnis ist, daß die Zirkulationsbeschleunigung senkrecht zur Küste abhängig ist

- von der küstenparallelen Hauptströmung (geostrophischer Oberflächenstrom, Kanarenstrom) und ihrer Änderung in vertikaler und küstenparalleler Richtung (Stromscherungen),
- von den vertikalen Schichtungsverhältnissen (Sprungschicht) im Zusammenhang mit den Wasserstandsänderungen normal zur Küste,
- von den horizontalen Schichtungsverhältnissen (Oberflächenfront),
- von den Größen der Turbulenzreibung und die dadurch verursachten Stromscherungen in vertikaler und horizontaler Richtung (Windschub, interne Wellen, Küstenkonfiguration, Bodentopographie).

Aus dem Meßmaterial, das von dem FS „Alexander von Humboldt“ von 1970 bis 1973 im Untersuchungsgebiet vor Cap Blanc gewonnen wurde, ist eine Größenabschätzung der für die Querkirkulation wichtigen Parameter vorgenommen worden. Die Turbulenzreibung in vertikaler Richtung ist als wichtigster Term abgeschätzt. Die horizontalen Reibungsanteile sind mit den restlichen Bestimmungsgrößen der Querkirkulation gleich groß oder etwas größer. Der vertikalen Stromscherung der küstenparallelen Grundströmung unter Einfluß der Corioliskraft kommt Bedeutung zu. Wegen der kräftigen Hauptströmung um 40 cm s^{-1} entlang der Küste vor Spanisch Sahara und Marokko wird dort eine Querkirkulation bestehen, unabhängig vom Windeinfluß. Die Beschaffenheit des Windfeldes wird die Querkirkulation verstärken oder dämpfen, je nach Windrichtung und Wirkdauer.

Auf Störungen reagieren die vertikalen Zweige der Querkirkulation sehr viel langsamer als die horizontalen. Innerhalb der vertikalen Zirkulationsäste liegen die Änderungen innerhalb von Tagen, bei Aufstiegszeiten um einen Monat. Die horizontalen Zirkulationszweige reagieren bereits nach Stunden.

Die Komponente des geostrophischen Stromes ist im Schelfbereich gleich groß oder geringer als die Komponente der Driftströmung. Auf dem Schelf liegen die meßbaren Stromgeschwindigkeiten um $30 \text{ cm s}^{-1} \pm$ den periodischen Anteilen der inneren Kraftfelder.

Es werden die von 1971 bis 1973 benutzten Strömungsmeßgeräte und die Meßdatenbearbeitung besprochen.

Die Auswertung kurzzeitiger Strömungsmessungen auf dem Schelf auf verschiedenen Positionen führt auf das Vorhandensein mesomaßstäblicher Verwirbelungen mit vertikaler

Achse von einigen 10 cm Durchmesser. Der Drehsinn dieser Rotoren ist vorwiegend contra solem. Sie verdriften mit der Hauptströmung bis an die Oberflächenfront in Schelfkanten-nähe und dann entlang der Front nach Süden in das Gebiet zwischen Cap Blanc und Cap-Timiris. Über der Banc d'Arguin bilden sich zwei quasistationäre Wirbel heraus. Im süd-westlichen Teil der Banc d'Arguin ist der Drehsinn contra solem. Diese Verwirbelung erhält ständig Energiezufuhr von den hier auslaufenden Rotoren contra solem. Zwischen dem Wirbel contra solem und der Küste entsteht topographisch begünstigt ein Wirbel cum sole. Die Ursache der mesomaßstäblichen Verwirbelungen mit vertikaler Achse wird hauptsächlich in den über Wochen gehenden langperiodischen Windintensitätsschwankungen und im Einfluß der Bodenbeschaffenheit gesehen. Das großräumige Steuerzentrum dieser Wirbel ist in den küstensenkrechten Druckgradienten auf Grund des Massendefizits in Küstennähe zu sehen.

Die Auswertungen von Dauerstationsbeobachtungen auf einer Schelfposition ergaben zwischen Wind und Strom eine Phase von 3 bis 5 Stunden. Die für den Auftrieb wichtige Ostkomponente des Stromes ist in der oberflächenschicht mit der Windintensität bei mäßigen und kräftigen Winden gleichmäßig korreliert. Die Kreuzkorrelation der Windgeschwindigkeit mit der Nordkomponente des Stromes zeigt eine Abhängigkeit von der Windstärke. Bei mäßiger Windintensität ist die Korrelation relativ gering. Bei kräftigen Winden ist die Korrelation fast viermal so groß als bei mäßigen Winden und auch größer als die der Ostkomponente. Daraus wird gefolgert, daß auf dem Schelf die langperiodischen Windänderungen einen stärkeren Einfluß auf die Nordkomponente des Stromes ausüben als auf die Ostkomponente. Für die auftriebswichtige Querkirkulation ist in erster Linie die Zeitdauer (Tage bis Wochen) der Windeinwirkung mäßiger Stärke wichtig. Die kurzfristigen (Tage) Geschwindigkeitsänderungen im Windfeld spielen diesbezüglich eine untergeordnete Rolle. Die Stromschwankungen mit ganztägiger Periode, die auf den täglichen Seewind zurückzuführen sind, werden für das Schelfgebiet vor Cap Blanc hinsichtlich der Querkirkulation als vernachlässigbar abgeschätzt. In Richtung höherer Breiten nimmt die Bedeutung des Seewindes für den Auftrieb zu. Die Spektralanalyse der durchgeführten Strömungsmessungen auf dem Schelf zeigt, daß sich das Frequenzband um die Trägheitsfrequenz mit dem Frequenzband um die halbtägige Gezeit (M_2) über die ganze Wassersäule den zur Verfügung stehenden Energievorrat teilt. Die Energieanteile dieser Frequenzbänder liegen in der Ostkomponente bis zu einer Größenordnung über denen der Nordkomponente. In Abhängigkeit von der Schichtungsstruktur entfallen auf das Frequenzband der halbtägigen Gezeit in der Nordkomponente des Stromes etwa 30 bis 40% der Gesamtenergie dieser Komponente. Für die Ostkomponente liegt der Prozentsatz zwischen 40 und 70%. Im intermediären Niveau liegen die höchsten Energien auf der Frequenz der halbtägigen Gezeit (Sprungschichtbereich). Die normierte Kohärenz der Komponenten untereinander liegt in der Mittelschicht bei 80% für Schwingungen mit 12-stündiger Periode. In den Kreuzspektren überwiegen auf dieser Frequenz und in diesem Niveau die Wellenanteile gegenüber den Turbulenzanteilen. Es ist dies das Niveau des Minimums der Zirkulationsgeschwindigkeit senkrecht zur Küste. Der intermediäre Tiefenbereich kann für den Fall einer Einzellenzirkulation als Träger der flächenmäßig ausgebildeten Zirkulationsachse angesehen werden, oder als Grenzfläche (Sprungschicht) zwischen den in der Oberschicht und Unterschicht vorhandenen Querkirkulationen (Zweizellenzirkulation).

Für weitere ozeanologische Untersuchungen im Seegebiet vor Cap Blanc wird der Schluß gezogen, daß aus Gründen der Vergleichbarkeit numerischer Modellrechnungen zur Querkirkulation und den ozeanologischen Feldbeobachtungen die Reibungseinflüsse in ihrer räumlichen und zeitlichen Struktur intensiver zu untersuchen sind. Es wird auf geeignete Meßanordnungen hingewiesen. Die künftigen Aufgabenstellungen im System des Kaltwasserauftriebs werden eine meßtechnische Abschätzung der Energiebilanz innerhalb der Querkirkulation zwischen Schelfkante und Küste erfordern. Die ozeanologischen Feldbeobachtungen erfordern diesbezüglich kleinräumige quasisynoptische Untersuchungen. Zur gleichen Zeit sind von geeigneten autonomen Bojensystemen in räumlicher Anordnung die erforderlichen Strömungsdaten zu gewinnen.

1. Einleitung

Der küstennahe Kaltwasserauftrieb ist bedingt durch den in der oberflächenschicht in Richtung Meer einsetzenden winderzeugten EKMAN-offshore-Transport senkrecht zur Küste. Die Folgeerscheinung ist ein in Bodennähe oder im intermediären Bereich einsetzender aufländiger Kompensationsstrom. Dieser Ausgleichstrom wird in Küstennähe zum Aufsteigen gezwungen und liefert als Resultat die bekannten Auftriebseffekte. Der küstennahe Auftrieb beschränkt sich auf den 30-km-Bereich vor der Küste (CHARNEY, 1955), und schwächt sich meist exponentiell mit zunehmender Küstenentfernung ab (HIDAKA, 1954). Das Ergebnis des Auftriebs sind Seegebiete mit bis zu 7 °C kühlerem Wasser als die Umgebung. Das aufquellende kalte Wasser ist relativ salz- und sauerstoffarm aber nährstoffreich. Die Tiefe, aus der es stammt, liegt zwischen 200 und 500 m (DEFANT, 1951). Das Gebiet kalten Auftriebswassers ist durch eine einseitige Divergenzzone (Oberflächenfront) in Richtung Meer abgegrenzt (DEFANT, 1936). Im Gebiet des stärksten horizontalen Dichtegradienten bildet sich ein Dichtegradientstrom heraus, der auf die Zonalkomponente der Strömung wie eine „Barriere“ wirkt (SVERDRUP, 1938). Die Dichtesprungschicht übt einen Einfluß auf den vertikalen Stromaufbau aus. Sie steigt zur Küste hin an und ist in Auftriebsgebieten schwach oder gar nicht ausgebildet. Die Sprungschicht ist Träger der internen Wellen, insbesondere der mit Gezeitencharakter. Die Auflösung der Dichtesprungschicht erfolgt unter anderem durch die Abschwächung der Stabilität infolge interner Wellen (DEFANT, 1952). Die Schelfkante kann als „Zündkerze im Motor des Auftriebs“ angesehen werden, da hier das Instabilwerden der in zonaler Richtung (auf den Schelf hinauf) laufenden internen Wellen topographisch begünstigt wird. Es ist der Bereich der größten vertikalen Strömungsscherungen. In der Nähe der Schelfkante läuft ein polwärts gerichteter Unterstrom in einer Breite von 20 bis 100 km mäandrierend mit einer vertikalen Mächtigkeit von 50 bis 100 m bei Geschwindigkeiten von 10 bis 20 cm s⁻¹ (HURLBURT und THOMPSON, 1973; McNIDER und O'BRIEN, 1973; O'BRIEN und HURLBURT, 1972). Dieser Unterstrom kann auf den Schelf übergreifen, befindet sich aber stets im Bereich zwischen Oberflächenfront und Küste.

Für das Auftriebsgebiet von Nordwestafrika wurde der Unterstrom vor der Schelfkante erstmals von TOMCZAK (1970) anhand von Salzgehaltinversionen nachgewiesen.

Seewärts der Front existiert ein kräftiger äquatorwärts setzender Oberflächenstrom (ALLEN, 1973), dessen zeitliche Variationen von THOMPSON und O'BRIEN (1973) an einem numerischen Modell untersucht wurden. Dieser hauptsächlich geostrophische Strom hat Geschwindigkeiten von 20 bis 40 cm s⁻¹, eine Breite von 10 bis 20 km und wirkt bis 50 m Tiefe.

Der küstenparallelen Strömung ist eine Querkirkulation überlagert (BLUMSACK, 1972). Sie hat eine Einzellen- oder Zweizellenstruktur. Die Geschwindigkeiten in dieser Zirkulation liegen in Bodennähe bzw. im intermediären Bereich in

Größenordnungen von 1 bis 10 cm s⁻¹ und an der Oberfläche zwischen 10 und 30 cm s⁻¹. Die Art der Querkirkulation ist stark von den vertikalen und horizontalen Schichtungsverhältnissen abhängig. Die resultierenden Vertikalgeschwindigkeiten liegen zwischen 10⁻³ und 10⁻¹ cm s⁻¹.

Die räumliche und zeitliche Struktur des an die Oberfläche angreifenden Windfeldes bestimmt die großräumigen horizontalen Druckverteilungen im Zusammenhang mit den bestehenden Schichtungsverhältnissen. Das Druckfeld prägt die Vielfalt der Strömungsverhältnisse und damit auch die für den Auftrieb so wichtigen Ausgleichströmungen. Die sich in den Auftriebsgebieten abspielenden Vorgänge im Stromfeld tragen — trotz der gesetzmäßig erfolgenden großmaßstäblichen räumlichen und zeitlichen Verlagerungen — stochastischen Charakter, der durch die Vielfalt in der Bodentopographie, durch die variierende Küstenkonfiguration, durch die Pulsationen im Windfeld sowie durch die Schwankungen im Hauptstromfeld hervorgerufen wird. Eine allgemeine Übersicht über den Stand theoretischer Modellrechnungen zum küstennahen Wasserauftrieb und deren zukünftige Zielstellungen wurde von MOOERS und ALLEN (1973) dargelegt.

Eine Weiterentwicklung der räumlich-zeitlichen Modelle unter Berücksichtigung der Thermodynamik wurde von THOMPSON (1974) vorgenommen. Danach kommt den baroklinen Einflüssen, die durch die Oberflächenfront bedingt sind, eine stärkere Bedeutung zu. Die Wirkung der Küstenbeschaffenheit und der Bodentopographie auf die Querkirkulation untersuchte HURLBURT (1974) in einem ähnlichen Modell.

Wird der Auftriebsvorgang als Störungsproblem aufgefaßt, kann die Formulierung des Auftriebsproblems auf eine Wellengleichung erster Ordnung zurückgeführt werden (GILL und CLARKE, 1974). Diese Störungen schreiten längs der Küste fort. Die Lösung dieser Wellengleichung wurde von den Autoren für ein geschichtetes ebenes Meer bestimmt. In diesem Falle sind es entlang der Küste laufende Wellen vom KELVIN'schen Typ. Wird hingegen die Bodenbeschaffenheit und die Schichtung mit einbezogen, haben diese Wellen sowohl die Eigenschaften der Kontinentalschelfwellen als auch die der internen KELVIN-Wellen. Bei den Letzteren wurde ein Zusammenhang zwischen den Schwankungen des Wasserstandes an der Küste und der Verlagerung der thermischen Sprungschicht nachgewiesen. Damit wäre eine Information über den Auftriebsvorgang aus den Wasserstandsmessungen möglich. Für eine Wasserstandsänderung von 1 cm senkrecht zur Küste wurde eine Verlagerung der thermischen Sprungschicht von 1,45 m ermittelt. Dabei wird richtungsweisend festgestellt:

“The implications is that the upwelling problem is also the shelf-wave problem and that movements of the thermocline in the appropriate frequency range are correlated with changes of sea-level and with currents.”

Der Auftrieb hat seine Ursachen nicht nur in den lokal wirkenden Kräften, sondern ist stark abhängig von den räumlichen und zeitlichen Verhältnissen, die zuvor bestanden haben.

2. Die Bedeutung der Querkirkulation für den Auftrieb

2.1. Die Formulierung der küstensenkrechten Zirkulation

Die küstensenkrechte Zirkulation ist unmittelbar an den Auftriebsprozeß gebunden. An dieser Stelle sollen die bekannten Einflußgrößen für die Querkirkulation zusammengefaßt werden, um sie in dem darauffolgenden Abschnitt für das Schelfgebiet vor Cap Blanc in ihren Größenordnungen abschätzen zu können.

Das von HAGEN (1974a) vorgestellte Zirkulationsschema mit seiner Zellenstruktur nimmt mit den beobachteten ozeanologischen Feldverteilungen von SCHEMAINDA, NEHRING, SCHULZ (1975), JONES (1972), BANG (1973) und mit den Strömungsmeßergebnissen von TOMCZAK (1970), MITTELSTAEDT und KOLTERMANN (1973) gut überein und ist der Ausgangspunkt nachstehender Überlegung.

Die Grundgleichung einer in sich geschlossenen lokalen zeitlichen Zirkulationsänderung

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \oint \frac{\partial v}{\partial t} dx = \iint (\nabla \times \frac{\partial v}{\partial t}) dF^1 \quad (1)$$

und die allgemeine hydrodynamische Bewegungsgleichung pro Masseneinheit

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v + 2\vec{\omega} \times v + \frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times r) + \mathfrak{B} + \mathfrak{R} = 0 \quad (2)$$

sowie die Kontinuitätsgleichung für inkompressible Flüssigkeiten

$$\nabla v = 0 \quad (3)$$

ergeben mit $\vec{\zeta} = \vec{\Omega} + 2\vec{\omega} = \nabla \times v + 2\vec{\omega}$ als Absolutwirbel für die Zirkulationsbeschleunigung

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \iint [(\vec{\zeta} \nabla) v - (v \nabla) \vec{\zeta} + \nabla p \times \nabla \alpha + \mathfrak{R} \times \nabla] dF. \quad (4)$$

In der weiteren Betrachtung wird das Koordinatensystem so gewählt, daß die x -Achse positiv nach Westen (Richtung Meer), die y -Achse positiv nach Norden (mit der Küstenlinie zusammenfallend) und die z -Achse positiv nach unten orientiert ist. Für die lokale zeitliche Zirkulationsänderung einer Zirkulation mit küstenparalleler Zirkulationsachse ergibt sich aus (4)

$$\frac{\partial J_y}{\partial t} = \iint \left[v(\nabla \zeta_y) - \vec{\zeta}(\nabla v) + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial R_z}{\partial x} - \frac{\partial R_x}{\partial z} \right) \right] dx dz. \quad (5)$$

Verbleibt man mit dem Koordinatensystem auf der rotierenden Erde, wird $\vec{\zeta} = 2\vec{\omega}$.

¹⁾ Symbolerklärung im Anhang

Durch die Wahl dieses Koordinatensystems ergeben sich die Komponenten von $2\vec{\omega}$ zu

$$2\omega_x = 0$$

$$2\omega_y = 2\vec{\omega} \cos \varphi = f^*$$

$$2\omega_z = -2\vec{\omega} \sin \varphi = -f.$$

Zerlegt man der Einfachheit halber für die Betrachtung in der x - z -Ebene

$$p(x, z) = \bar{p}(z) + p'(x)$$

$$\rho(x, z) = \bar{\rho}(z) + \rho'(x)$$

den Druck in seinen hydrostatischen Anteil und die Abweichung davon, die Dichte in eine mittlere und die Abweichung vom Mittel im REYNOLDSchen Sinne, dann ist bei Gültigkeit der statischen Grundgleichung

$$\partial p = g\bar{\rho} \partial z$$

nämlich

$$\partial \bar{p}(z) = g\bar{\rho}(z) \partial z$$

$$\partial p'(x) = g\bar{\rho}(z) \partial \eta.$$

Darin ist η ausdrückbar in den Anomalien der dynamischen Tiefen. Es werden ferner die Abkürzungen

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\rho}(z)} \frac{\partial \bar{\rho}(z)}{\partial z} > 0$$

$$M = \frac{g}{\bar{\rho}(z)} \frac{\partial \rho'(x)}{\partial x} \geq 0$$

eingeführt, worin N die BRUNT-VÄISÄLÄ-Frequenz ist als Maß für die statische Stabilität und M eine äquivalente Größe darstellt. Weiterhin wird vorausgesetzt, daß im Gebiet des küstennahen Kaltwasserauftriebs

$$\left| \frac{\partial R_z}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial R_x}{\partial z} \right|$$

gilt.

Mit dem von ERTEL (1932) eingeführten Reibungsansatz unter Benutzung des REYNOLDSchen Schubspannungstensors ergibt sich für (5) die Form

$$\frac{\partial J_y}{\partial t} = \iint \left[\bar{v} \frac{\partial f^*}{\partial y} - f^* \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + f \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + N^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} - M + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u'^2}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{(u'v')} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{(u'w')} \right) \right] dx dz. \quad (6)$$

Darin sind die turbulenten Dichteschwankungen — die im Meer bekanntlich klein sind — und die, die durch die turbulenten Schwankungen selbst entstehen, vernachlässigt.

Bekanntlich können die v_i und die v_k als Realisierungen zweier Zufallsprozesse $x(t)$ und $y(t)$ angesehen werden. Das Kreuzkovarianzprodukt mit dem Verschiebungsschritt ϑ ist definiert als Erwartungswert E von

$$E\{[x(t) - \bar{x}][y(t + \vartheta) - \bar{y}]\} = \overline{v'_i v'_k} = C_{xy}(0) \quad \text{für } \vartheta = 0.$$

Damit fällt bei der Bearbeitung von Strömungsmeßergebnissen aus der Kreuzkorrelationsfunktion $C_{xy}(0)$ an der Stelle $\vartheta = 0$ eine Information über die bestehenden Turbulenzreibung an. Es besteht nun prinzipiell die Möglichkeit, die zeitlichen Änderungen der küstennormalen Zirkulation nach der Beziehung (6) numerisch zu bestimmen. Alle Größen von (6) sind mit Feldbeobachtungen von Temperatur, Salzgehalt und hinreichend langen Strömungsmessungen abschätzbar. Erste Aussagen über das zeitliche Zirkulationsverhalten senkrecht zur Küste im nordwestafrikanischen Auftriebsgebiet werden die Resultate des von Februar bis Mai 1974 erfolgten JOINT-I-Programms ergeben. Der Reibungsterm in (6) kann über die Kreuzkorrelation der Strömungsmeßreihen zwischen den Komponenten von drei in Dreieckform angeordneten Meßträgern bestimmt werden, wie es bei gleichzeitigen Feldmessungen in diesem Programm vorgesehen ist.

Aus der Gleichung (6) ist ersichtlich, daß das zeitliche Verhalten einer küstensenkrechten Zirkulation hauptsächlich abhängig ist

- von der küstenparallelen Hauptströmung, die der Corioliskraft unterliegt, mit ihren Änderungen in vertikaler und küstenparalleler Richtung,
- von den vertikalen Schichtungsverhältnissen (Sprungschicht) im Zusammenhang mit den Wasserstandsänderungen normal zur Küste,
- von den horizontalen Schichtungsverhältnissen senkrecht zur Küste (Oberflächenfront),
- von den Größen der Turbulenzreibung und die dadurch hervorgerufenen Stromscherungen in vertikaler und horizontaler Richtung.

2.2. Eine Abschätzung der Zirkulationsparameter unter Berücksichtigung der ozeanologischen Verhältnisse vor Cap Blanc

In Gleichung (6) bleibt die Frage nach der meßtechnischen Möglichkeit zur Erfassung von $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \approx \frac{\partial}{\partial z} \overline{(u'w')}$ offen. Ein bewährter Ausweg ist die Bestimmung des Schubspannungsvektors τ_{xz} mit der Einführung der EKMANschen Reibungstiefe D_e . Das ist die Tiefe, bei der die Dämpfung von τ_{xz} so groß ist, daß $\tau_{xz} = 0$ wird. Für die Wasseroberfläche bei $z = 0$ wird

$$\tau_{x0} = C \rho_a U^2$$

gesetzt, (WILSON, 1960). So ergibt sich unter der Voraussetzung einer linearen Abnahme der Schubspannung mit der Tiefe (zur groben Abschätzung scheint dies

gerechtfertigt)

$$\frac{\partial \tau_{xo}}{\partial z} \approx \tau_{xo} r(z) \quad \text{mit} \quad r(z) = \frac{D_v - z}{D_v \cdot z}.$$

Die Tabelle 1 gibt die Abschätzung des Reibungseinflusses wieder.

Tabelle 1

Die Größenordnungen der Bestimmungsgrößen der Querkirkulation in der Cap Blanc-Region

Symbol	Magnitude	Dimension	
τ_0	$10^{-2} - 10^0$	dyn cm ⁻²	
C	10^{-3}	—	
ρ_a	10^{-3}	gr cm ⁻³	
$\bar{\rho}$	10^0	gr cm ⁻³	
U^2	$10^4 - 10^6$	cm ² s ⁻²	
D_h	$10^6 - 10^7$	cm	
D_v	$10^3 - 10^4$	cm	
\bar{u}	$10^0 - 10^1$	cm s ⁻¹	
\bar{v}	10^1	cm s ⁻¹	
\bar{w}	10^{-2}	cm s ⁻¹	
$r(z)$	10^{-3}	cm ⁻¹	
f^*	10^{-4}	s ⁻¹	
f	10^{-5}	s ⁻¹	
g	10^2	cm s ⁻²	
N^2	10^{-5}	s ⁻²	
M	$10^{-7} - 10^{-9}$	s ⁻²	
\bar{u}'^2	$10^1 - 10^2$	cm ² s ⁻²	aus Messungen geschätzt
$\bar{u}'v'$	$10^0 - 10^1$	cm ² s ⁻²	
$\frac{\partial}{\partial x} \bar{u}'^2$	10^{-5}	cm s ⁻²	
$\frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}'v')$	10^{-6}	cm s ⁻²	
$\frac{\partial}{\partial z} (\bar{u}'w')$	$10^{-3} - 10^{-5}$	cm s ⁻²	
$\bar{v} \frac{\partial f^*}{\partial y}$	10^{-13}	s ⁻²	
$f^* \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}$	10^{-9}	s ⁻²	
$f \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$	$10^{-7} - 10^{-8}$	s ⁻²	
$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}$	10^{-7}	gr cm ⁻³ /cm	Sprungschichtniveau
$\frac{\partial \rho'}{\partial x}$	$10^{-9} - 10^{-11}$	gr cm ⁻³ /cm	Frontbereich
$\frac{\partial \eta}{\partial x}$	10^{-6}	—	

Wie aus obiger Tabelle hervorgeht, ist die Größenordnung der in x -Richtung angreifenden Reibung R_x hauptsächlich bestimmt durch den Vertikalanteil des Turbulenztransportes (Windeinfluß, Reibungsturbulenz an Sprungschichten infolge interner Wellen, Bodentopographie) gegenüber den horizontalen Anteilen, die um ein bis zwei Größenordnungen geringer sind. Folglich ist die Magnitude von R_x ungefähr $10^{-3} - 10^{-5}$ cm s⁻². In (6) ist der Reibungsterm für die zeitliche Zirkulationsänderung der wirksamste. Es wird deutlich, daß die horizontalen Reibungsanteile in R_x noch gleich groß oder aber größer sind als die der restlichen Terme von (6).

Dem Einfluß der küstenparallelen Strömung, die der Corioliskraft unterliegt, kommt mit $f \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \approx 10^{-7} - 10^{-8}$ s⁻² Bedeutung zu. Es ist nach der Reibung der wirksamste Term in (6), vgl. Tabelle 1.

Nach den Untersuchungen von ROSSIGNOL und ABOUSSOUAN (1965) über den Verlauf des Kanarenstromes im Untersuchungsgebiet dürfte dieser Term zum Auftriebsverhalten nördlich von Cap Blanc einen ständigen Beitrag liefern. Durch die kräftige küstenparallele Hauptströmung vor der Küste von Spanisch Sahara und vor der Küste Marokkos wird demnach eine Querkirkulation normal zur Küste entstehen, unabhängig vom Windeinfluß. Ferner wird durch $-f^* \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \approx 10^{-9}$ s⁻² ausgedrückt, daß eine Änderung der küstenparallelen Strömung entlang der Küste die Querkirkulation senkrecht zur Küste erheblich dämpfen kann. Die Vertikalgeschwindigkeit in der Querkirkulation ergibt sich aus (3) zu

$$\text{magn}(w) \approx \int_0^z \frac{\partial u}{\partial x} dz \approx 10^{-2} \text{ cm s}^{-1}.$$

Bei 300 m Wasserherkunftstiefe würden 830 Stunden, 35 Tage oder 1 Monat vergehen bis es an die Oberfläche gelangt wäre. Es verbleibt die Frage nach den Reaktionszeiten bei Störungen innerhalb der Zirkulation. Das Zirkulationsverhalten läßt sich in einen horizontalen und einen vertikalen Anteil zerlegen.

$$\text{magn} \left(\frac{\partial J_y}{\partial t} \right) \approx \text{magn} \left(\frac{\partial J_y}{\partial t} \right)_x + \text{magn} \left(\frac{\partial J_y}{\partial t} \right)_z \approx (10^0 - 10^{-2})_x + (10^{-4} + 10^{-5})_z \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}.$$

Damit wird deutlich, daß die vertikalen Zirkulationszweige sehr viel langsamer auf Störungen reagieren als die horizontalen Zirkulationszweige. Innerhalb der vertikalen Zirkulationsäste liegen die wirksamen Änderungen innerhalb von Tagen, bei Aufstiegszeiten um einen Monat (je nach den äußeren Bedingungen). Für die horizontalen Zirkulationszweige ergeben sich die Änderungen bereits nach Stunden.

Für den praktischen Meßeinsatz von Strömungsmessungen und der Auswertung der gewonnenen Ergebnisse ist es von einigem Interesse, den Anteil der reinen Winddrift und den Anteil des geostrophischen Stromes hinsichtlich der küstenparallelen Hauptströmung abzuschätzen. Verbleibt man bei diesen Be-

trachtungen auf dem Schelf, im Bereich zwischen Küste und Oberflächenfront (vgl. HAGEN, 1974a), so kann im Gebiet des eigentlichen küstennahen Kaltwasserauftriebs der Einfluß der vertikalen Schichtung nur gering sein. Erfolgen die Messungen auf dem Schelf zwischen Front und Küste und sieht man von Veränderungen der küstenparallelen Strömung entlang der Küste ab, bleibt nach Gleichung (6) für den stationären Fall hinsichtlich des geostrophischen Stromes in Differenzschreibweise die Beziehung

$$\Delta v^g = \frac{M}{f} \Delta z = \frac{g}{f\bar{\rho}} \Delta \rho \frac{\Delta z}{\Delta x} \quad (7)$$

übrig.

In (7) ist $\Delta z/\Delta x$ als Neigung der Isopyknen in x -Richtung anzusehen. Es gilt $\text{magn}(\Delta z/\Delta x) \approx 10^{-3}$, $\text{magn}(\Delta \rho) \approx 10^{-3} - 10^{-4}$. Folglich sind gradientbedingte Geschwindigkeitsunterschiede mit $\text{magn}(v^g) \approx 10^0 - 10^1 \text{ cm s}^{-1}$ zu erwarten. Für die Position der in den folgenden Abschnitten diskutierten Geschwindigkeitsmessungen vor Cap Blanc auf $20^\circ 55' \text{ N}$ und $17^\circ 25' \text{ W}$ ist

$$\begin{aligned} g &\approx 980 \text{ cm s}^{-2} \\ \bar{\rho} &\approx 1,025 \text{ gr cm}^{-3} \\ \Delta \rho &\approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ gr cm}^{-3} \\ f &\approx 5,2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \\ \Delta z/\Delta x &\approx 2 \cdot 10^{-3} \\ \text{Es wird } v^g &\approx 13 \text{ cm s}^{-1}. \end{aligned}$$

Der Gradientanteil v^g der küstenparallelen Hauptströmung auf dem Schelf kann allgemein von 10 bis 20 cm s^{-1} angenommen werden.

Der Anteil der reinen Driftströmung ist gemäß (6) über

$$v^d = \frac{\tau_0}{f\bar{\rho}} r(z) \quad (8)$$

mit $\text{magn}(v^d) = 10^0 - 10^2 \text{ cm s}^{-1}$ zu erwarten.

Die Komponente der Driftströmung liegt um eine Größenordnung über der Komponente des Gradientenstromes, oder aber sie ist gleich groß mit ihr.

Bei bestehendem Massenfeld kann ein Nachlassen oder Drehen des Windes dazu führen, daß Gradientenstrom und Winddrift sich ausgleichen und nur die periodischen Strömungen (Gezeiten, Trägheitswellen, andere interne Wellen) am Ort gemessen werden.

Für die real im Untersuchungsgebiet vor Cap Blanc zu erwartenden Strömungsgeschwindigkeiten kann folgendes Rechenbeispiel dienen:

Windrichtung, NE

Windgeschwindigkeit, $V_h = 11 \text{ ms}^{-1}$

$$U^2 = 6,4 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\rho_a = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ gr cm}^{-3}$$

$$C = 1,3 \cdot 10^{-3}$$

$$\tau_0 = 1 \text{ dyn cm}^{-2}$$

$$D_v = 60 \text{ m}$$

$$z = 10 \text{ m}$$

Die Winddrift in 10 m Tiefe ergibt sich mit diesen Werten zu 16 cm s^{-1} .

Nimmt man nach den vorigen Überlegungen einen Gradientenstrom von 13 cm s^{-1} an, liegen die meßbaren Stromgeschwindigkeiten um $30 \text{ cm s}^{-1} \pm$ den periodischen Stromanteilen.

Es kann rückblickend festgestellt werden, daß für die Änderung der Querkirkulation und damit für das zeitliche Verhalten des Kaltwasserauftriebs gemäß (6)

- die Existenz einer küstenparallelen Hauptströmung,
- die Existenz der küstenvorgelagerten ozeanischen Front,
- der vertikale windbedingte (bodenreibungsbedingte) Turbulenztransport von Bedeutung sind.

Wichtig für den EKMAN-offshore-Transport ist ein kräftige küstenparallele Windkomponente. Die Horizontalströmung ist im Untersuchungsgebiet mit 30 bis 40 cm s^{-1} und die vertikale Stromkomponente mit $10^{-2} \text{ cm s}^{-1}$ zu erwarten.

3. Die Ergebnisse von Strömungsmessungen im Rahmen der Auftriebsdynamik

3.1. Die Zielstellung der Strömungsmessungen

Im Rahmen der Routineuntersuchungen des FS „Alexander von Humboldt“ zum Produktionspotential des Kaltwasserauftriebs der küstennahen Gebiete vor Nordwestafrika wurde die Messung der Strömung in mehreren Tiefenhorizonten auf zweierlei Art durchgeführt. Einmal erfolgte ein kurzzeitiger Einsatz der Strömungsmesser von mehreren Stunden bis zu zwei Tagen, zum anderen ein längerer Einsatz der Geräte von zehn bis zu vierzehn Tagen. Die auf jeder dieser Atlantikreisen aufgesuchte Position der Dauerstation ($20^\circ 55' \text{ N}$ und $17^\circ 25' \text{ W}$) liegt auf dem Schelf bei 65 m Lottiefe im intensiven Kaltwasserauftriebsgebiet vor Cap Blanc. Auf dieser Position gelangten von 1971 bis 1973 mehrere Strömungsmesser zum Einsatz. Sie wurden in Oberflächennähe (10 m), im intermediären Bereich (20, 30, 40 m) und in Bodennähe (60 m) installiert.

Der Geräteeinsatz erfolgte sowohl vom verankerten Schiff als auch von Bojen. Ab 1972 wurden nur noch Bojensysteme als Träger der Strömungsmesser genutzt. Die Bojen standen 150 bis 200 m vom verankerten Schiff entfernt. Die auf diesen Dauerstationen gewonnenen Zeitreihen sollten Aufschluß geben über

- den Zusammenhang zwischen den zeitlichen Variationen des Stromfeldes und den Änderungen der chemischen, biologischen und physikalischen Parameter,
- die interne vertikale Struktur der zeitlichen Schwankungen des Stromes im Schelfbereich im Zusammenhang von Winddrift, Gezeitenstrom, Trägheitsströme und der Grundströmung,
- den Grundzustand der Strömung in Richtung und Stärke,
- die Verdriftungsbedingungen.

Aus technischen Gründen konnte nur jeweils eine Boje gesetzt werden. Die Aussagen zum zeitlichen Verhalten wurden so auf diese Position beschränkt. Über die räumliche Struktur des Stromfeldes sollten indirekte Schlüsse aus den Zeitreihen dienen. In Zukunft wird angestrebt, daß drei Bojen in der Form eines gleichseitigen Dreiecks, mit der Grundseite in Ost-West-Richtung, mit Strömungsmessern versehen werden, um genauere Aussagen über die räumliche Stromstruktur auf dem Schelf zu gewinnen.

Aussagen über die Verdriftung können nur mittels Schätzverfahren gemacht werden, da vorausgesetzt werden muß, daß das zeitliche Verhalten des Stromfeldes mit dem räumlichen synchron geht, was natürlich nicht zu stimmen braucht. Der kurzzeitige Meßeinsatz sollte die auf dem Schelf vorhandene Strömung in ihrer Größenordnung abschätzen, um eventuell starke räumliche Änderungen des Stromes festzustellen.

3.2. Die Strömungsmessgeräte und ihr Einsatz

Bei den Strömungsmessungen gelangten drei Typen von Strömungsmessern zum Einsatz. Es waren der LSK 800, der LSK 801.1 und der „Alexejew-BPW-2“. Der Gerätetyp LSK 800 wurde von HELM (1961) beschrieben. Er liefert die integralen Richtungs- und Geschwindigkeitswerte über 2,5 min. Die Ansprechgeschwindigkeit liegt um 4 cm s^{-1} . Die Aufzeichnung erfolgt auf Wachspapier. Die Richtungsgenauigkeit liegt bei 10° . Die Auswertung geschieht optisch. Dieses Gerät gelangte vom verankerten Schiff aus auf den kurzzeitigen Schelfstationen von mehreren Stunden bis zu zwei Tagen zum Einsatz.

Der Geräteeinsatz des Typs LSK 801.1 erfolgte 1971 vom verankerten Schiff, 1972 und 1973 von einer Meßboje aus (MÜLLER, 1974). Diese Boje ist in Abb. 1 als Geräteträger für Strömungsmessinstrumente skizziert. Die Einsatzdauer betrug mehrere Tage bis zu zwei Wochen. Eine genaue Gerätebeschreibung liegt im IfM vor (Autorenkollektiv, 1969). Die Geschwindigkeit wird über 9,8 Minuten integriert mit einem Fehler von $\pm 1,3 \text{ cm s}^{-1}$. Die Strömungsrichtung wird alle 4,9 Minuten als Momentanwert abgetastet mit einem möglichen Fehler von $\pm 5^\circ$.

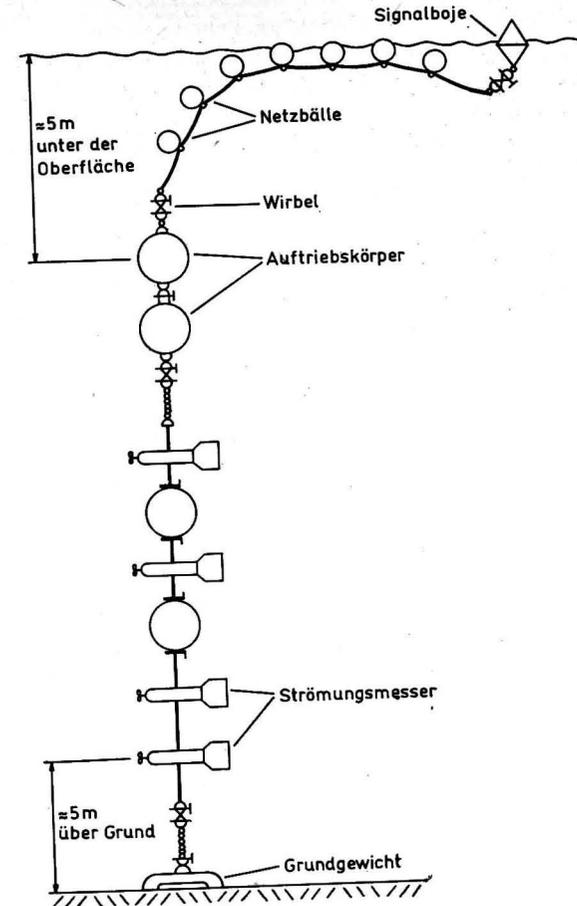


Abb. 1. Prinzipdarstellung des in den Jahren 1972 und 1973 auf $20^\circ 55' \text{ N}$ und $17^\circ 25' \text{ W}$ verwandten Bojensystems

Der Typ „Alexejew“ druckt die Momentanwerte in vorgebbaren Zeitintervallen auf Papierstreifen aus. Es wurden, je nach Einsatzort, fünf bis fünfzehn Minutenintervalle als Abtast Schritte gewählt. Das Gerät wurde vom Schiff und von der Boje aus eingesetzt. Die Ansprechgeschwindigkeit liegt bei $2,5 \text{ cm s}^{-1}$ mit einem Fehler von $\pm 2 \text{ cm s}^{-1}$. Die Richtungsgenauigkeit wird mit $\pm 10^\circ$ angegeben.

3.3. Die Meßdatenaufbereitung

Alle gewonnenen Strömungsdaten wurden mit den notwendigen Korrekturen versehen (Deviation u. ä.). Anschließend sind sie in ihre Nord- und Ostkomponente zerlegt worden. Die Komponenten wurden zu Stundenmittelwerten

zusammengefaßt. Die in den Zeitreihen vorgegebene kürzeste erfaßbare Periode lag damit bei 2 Stunden. Das wurde für den Vergleich mit den ozeanologischen Parametern als ausreichend angenommen. Bei den längeren Meßreihen erfolgte eine Datenübertragung auf Lochstreifen oder Magnetband. Die einzelnen Komponenten der Strömung in den betreffenden Tiefen wurden der statistischen Behandlung unterzogen, wie sie bei TAIRA (1971) dargelegt ist.

Eine weitere Bearbeitungsvariante war durch das schrittweise Aufsummieren der Stundenmittel und deren graphische Darstellung in Form des fortschreitenden Vektordiagramms, auch (unexakt) Trajektorie genannt, gegeben. An diesen Trajektorien wurden die Meßreihen in typische Stromsituationen (Perioden) unterteilt.

3.4. Die kurzzeitigen Strömungsmessungen von 1972 und 1973

Die kurzfristigen Messungen der Strömung wurden auf der fünften Atlantik-Forschungsreise der „Alexander von Humboldt“ 1972/1973 parallel zu den durchgeführten ^{14}C in situ-Messungen vorgenommen. Der Einsatz des LSK 800 erfolgte durchweg vom verankerten Schiff aus.

Der Zweck dieser Messungen war es, einen groben Überblick über die in Küstennähe vorhandenen Strömungsverhältnisse zu gewinnen. Wegen der Kürze der Meßdauer sind die Daten bei weniger als 12 Stunden Meßzeit durch den Gezeitenstrom verfälscht. Im Mittel können diese Werte um $\pm 5 \text{ cm s}^{-1}$ schwanken. Bei den Meßreihen mit einer Länge von ganzzahligen Vielfachen der hauptsächlich wirksamen halbtägigen Gezeit eliminiert sich im Mittelwert der Gezeiteinfluß.

Tab. 2 liefert einen Überblick über diese kurzen Meßreihen für die verschiedenen Tiefen und die unterschiedlichen Positionen. Die Lottiefe und die Zeit der Beobachtung sind der Vollständigkeit wegen mit eingetragen.

Es ist ersichtlich, daß die Geschwindigkeitswerte auf dem Schelf von 25° N bis 9° N allgemein um 20 cm s^{-1} liegen. Von den 15 aufgeführten Beobachtungen nimmt in sechs Fällen die Geschwindigkeit mit der Tiefe ab; in sechs Fällen zu. Auf einer Position konnte wegen Geräteausfalls nur in einem Tiefenhorizont gemessen werden. Alles deutet darauf hin, daß im Untersuchungsgebiet großräumig gesehen der winderzeugten Oberflächendrift gleiche Bedeutung zukommt, wie der dynamisch erzwungenen Ausgleichströmung im intermediären Bereich (positiver Geschwindigkeitsgradient mit der Tiefe). Eine Breitenabhängigkeit konnte auf Grund dieser wenigen Messungen nicht festgestellt werden.

Anders ist es mit der Strömungsrichtung. Von 25° N bis 21° N setzt der Strom an der Oberfläche vorherrschend nach SW. Das ist im Zusammenhang mit dem vor der Schelfkante nach SW verlaufenden Kanarenstrom und der in diese Richtung durch den NE-Passat bedingten Winddrift zu sehen. Aus dem Gebiet zwischen Cap Blanc und Cap Vert liegen leider nur wenig Messungen vor. Einiges deutet jedoch auf mesomaßstäbliche Verwirbelungen mit vertikaler Achse hin. Dafür sprechen auch die vor Cap Blanc gemachten Beobachtungen vom 3. 1. und 5. bis 6. 1. 1973 (Tab. 2).

Tabelle 2

Überblick über die 1972/73 durchgeführten kurzzeitigen Strömungsmessungen auf dem nordwestafrikanischen Schelf

Von — bis	$\varphi(^\circ;')$	$\lambda(^\circ;')$	Lottiefe (m)	Meßtiefe (m)	Geschwindigkeit (cm s^{-1})	Richtung ($^\circ$)	Sektor	Meßdauer (h)
	N	W	(m)	(m)				
9. 1./07—13	25,00	15,14	45	20; 35	20,7; 19,4	235, 225	SW	6
13. 3./10—17	24,30	16,14	84	20; 70	20,1; 24,2	191, 225	SSW	7
11. 3./08—15	23,09	17,01	96	20; 50; 80	24,2; 15,3; 17,2	242, 246, 247	WSW	7
7. 1./07—13	23,00	16,42	48	20; 40	12,5; 12,8	257, 350	WNW	6
17. 12./14—19	22,35	17,01	55	20; 50	14,2; 15,3	146, 143	SE	5
12. 12./12—								
13. 12./18	21,53	17,22	90	20; 70	22,5; 21,3	241, 218	SW	30
10. 3./07—14	21,00	17,27	88	10; 20; 50	22,2; 17,6; 15,5	218, 265, 218	SW	7
3. 1./07—13	20,55	17,22	62	20; 50	7,9; 9,9	330, 85	NW, E	6
5. 1./08—								
6. 1./12	20,55	17,33	104	20; 50	13,5; 15,0	161, 155	SSE	18
31. 12./07—13	16,00	16,47	83	20; 70	18,3; 16,9	285, 320	WNW	6
29. 12./08—15	(14,45)	(17,47)	(1200)*	20; 100	(42,0; 48,6)	(83, 84)	(E)	7
1. 3./10—17	12,09	17,14	67	5; 11	22,8; 19,4	144, 113	SE	7
27. 12./08—13	12,00	17,00	16	10	33,0	109	E	5
24. 12./09—13	9,58	15,45	35	7; 14	21,1; 29,1	235, 70	NNW, ENE	4
26. 2./08—18	9,47	16,16	64	7; 17; 47	12,8; 24,2; 21,9	60, 148, 189	E, SE, S	10

*) Messungen vom driftenden Schiff

Auf gleicher Breite wurden im 11-sm-Abstand Strömungsmessungen mit einem Tag Zeitunterschied durchgeführt. Setzt man voraus, daß sich die mittleren Strömungsverhältnisse im Verlaufe von drei Tagen nicht grundsätzlich ändern, so setzt der Strom an der Oberfläche in Landnähe mit $7,9 \text{ cm s}^{-1}$ in den NW-Sektor und ist mit $9,9 \text{ cm s}^{-1}$ in Bodennähe aufländig. Ungefähr 10 sm westlicher läuft der Strom nach SSE. Dabei erhöht sich die Geschwindigkeit an der Oberfläche auf $13,5 \text{ cm s}^{-1}$ und in Bodennähe auf $15,0 \text{ cm s}^{-1}$ bei gleicher Richtung wie an der Oberfläche. Der Richtungssprung von NW über W und S nach SE und die gleichzeitige Zunahme der Geschwindigkeit mit wachsendem Küstenabstand läßt mit einiger Vorsicht auf Verwirbelungen contra solem schließen.

Derartige Wirbel mit vertikaler Achse würden mit der Hauptströmung nach SW in die Richtung der Cap Verden verdriften. Das Steuerzentrum dieser relativ kleinen Wirbel ist in den großräumigen Unterschieden der Massenverteilung und der passatbedingten Winddrift zu suchen. Die verdrifteten Wirbel mit einigen 10 sm Durchmesser würden in den südlicheren Breiten in Gegenden mit schwächeren horizontalen Druckgegensätzen gelangen. Die Folge wäre ein

„sich Auslaufen“ der Verwirbelungen mit Ausdehnung des Wirbeldurchmessers, Verminderung der Winkelgeschwindigkeit sowie ein Flacherwerden der Wirbel in der Vertikalen.

Die Oberflächenfront vor der Schelfkante würde auf die verfrachteten Wirbel im Sinne einer „Barriere“ (HAGEN, 1974a) wirken und deren SW-Drift auf das Seegebiet zwischen Küste und Barriere beschränken. Im Frontbereich erfolgt eine Intensitätsabnahme der Verwirbelungen unter Einwirkung zusätzlicher horizontaler Reibung. Ferner wird die längs der Schelfkante mäandrierende Oberflächenfront eine Quelle großräumiger Wirbel sein, ähnlich der Entstehung von Zyklonen an der planetarischen Polarfront, die Träger der langen ROSSBY-Wellen sind.

Im weiteren soll die Betrachtung hier auf die mesomaßstäblichen Rotoren mit einigen 10 m Durchmesser beschränkt bleiben. Die Bedingungen für die Entstehung dieser kleineren Wirbel sind

- Rotoren im Feld der Windschubspannung,
- Unebenheiten (Schelfkante) im Bodenprofil,
- horizontale Dichteunterschiede in den benachbarten Wassermassen,
- hydrodynamisch wirbelbegünstigende Küstenkonfiguration (Leewellen) zwischen Cap Blanc und Cap Timiris (Cap Blanc-Halbinsel).

Zur Bedeutung des Bodenprofils wurde von EKMAN (1923) abgeleitet, daß dort, wo der Strom über wachsende Tiefen strömt, ein Wirbel contra solem entsteht. Wo er hingegen über abnehmende Tiefen strömt, bildet sich ein Wirbel cum sole. Folgt der Strom den Niveaulinien des Bodenprofils, haben die Tiefenunterschiede keinen Einfluß auf den Strömungsverlauf. Die Tab. 2 zeigt, daß der Strom im Untersuchungsgebiet zwischen Cap Barbas und Cap Blanc bei zunehmender Wassertiefe nach SW setzt. Die Bildung der Verwirbelungen contra solem in dem Bereich zwischen Front und Küste wird topographisch begünstigt. Ein Beispiel für einen oberflächennahen Wirbel contra solem ist durch die Messungen auf $21^{\circ}53' N$ und $17^{\circ}22' W$ (Tab. 2) gegeben.

Abb. 2 gibt die stündlichen Mittelwerte der Windgeschwindigkeit, der Stromrichtung und -geschwindigkeit für 20 und 70 m Tiefe an. Bei allmählichen Nachlassen der Windstärke (der Trend ist gestrichelt eingetragen) und einer Rechtsdrehung des Windes von NNE auf NE verringert sich mit der Zeit die Stromgeschwindigkeit mit sichtbarem Trend in 20 m Tiefe.

An der Oberfläche (20 m) dreht der Strom von N über W nach SE. Der Trend ist als gestrichelte Gerade eingezeichnet, die bei einer Verlängerung der Meßdauer von 30 Stunden auf 44 Stunden bei linearer Fortführung wieder auf N ankommt. Die Verhältnisse für 70 m Tiefe sind gestrichelt eingetragen. Deutlich ist der Einfluß der halbtägigen Gezeit (als Sinus skizziert) sichtbar. Für den Beobachtungsort liegt ein recht flacher Wirbel contra solem mit fast konstanter Winkelgeschwindigkeit vor. Nimmt man als Wirbelform eine Ellipse an und ein Achsenverhältnis von 3:1, dann ergibt sich für die gemessene Geschwindigkeit ein Hauptachsenwert von 36 km und für die kleine Achse 12 km. Das stimmt

Wind und Strom vom 12.12.-13.12.1972
auf $21^{\circ}51' N, 17^{\circ}22' W$

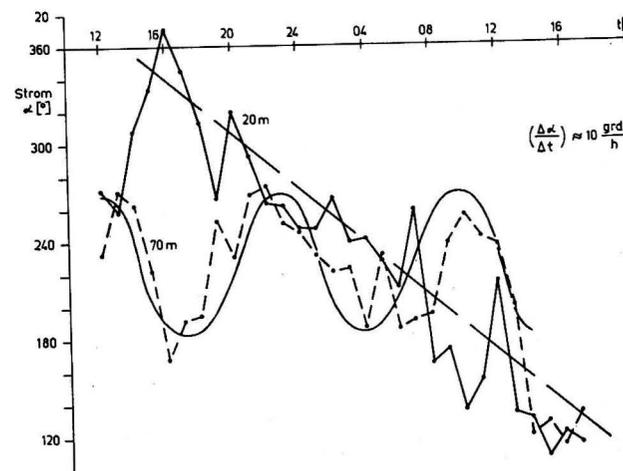
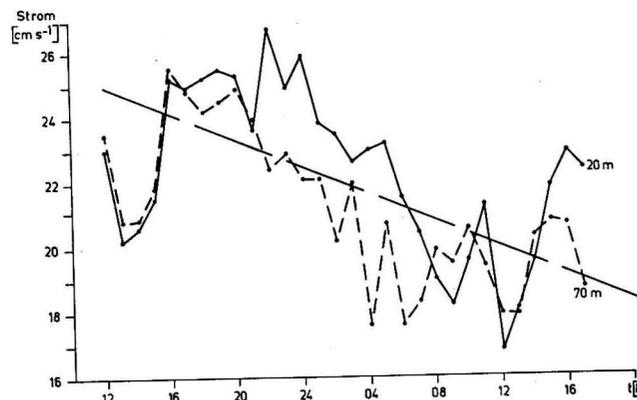
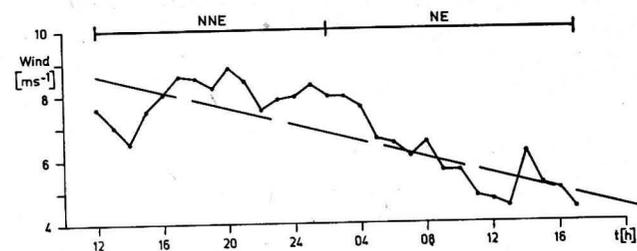


Abb. 2. Stundenmittel des Windes und des Stromes in Betrag und Richtung auf $21^{\circ}53' N, 17^{\circ}22' W$ vom 12. 12. bis 13. 12. 1972 in 20 m und 70 m Tiefe

recht gut mit den bereits besprochenen Größenordnungen überein, wie sie aus den Messungen auf $20^{\circ}55' N$ zwischen $17^{\circ}22' W$ (und $17^{\circ}33' W$) hervorgingen.

Für das Untersuchungsgebiet stellte BARTON (1974) aus Strömungsmessungen auf $21^{\circ}40' N$ über der Schelfkante fest, daß der Strom in den oberen 100 m bei nachlassenden Winden contra solem und bei einsetzenden kräftigen Winden aus N bis NE cum sole dreht. Das stimmt einerseits mit den besprochenen Betrachtungen in Abb. 2 für den Schelf überein. Andererseits zeigt die Abb. 5e, daß auch bei sich abschwächenden Winden eine Drehrichtung cum sole möglich ist. Mag für die oberflächennahen Wirbel über größere Wassertiefen allein der lokale Wind von Bedeutung sein, so ist für das Schelfgebiet der Einfluß der Bodenbeschaffenheit im Zusammenspiel mit der Windtendenz von Wichtigkeit.

In den Sommermonaten biegt die Front südwestlich der Banc d'Arguin von der meridionalen in eine zonale Richtung zur Küste hin um, wie es in Abb. 3 in einem nahezu küstenparallelen Schnitt der Dichte demonstriert wird. Das Ergebnis ist ein „Stationärwerden“ der mit der Hauptströmung verdrifteten Wirbel contra solem südwestlich der Banc d'Arguin. Dort erhält dieser Wirbel ständig Energiezufuhr durch die hier auslaufenden Wirbel aus nördlicheren Breiten.

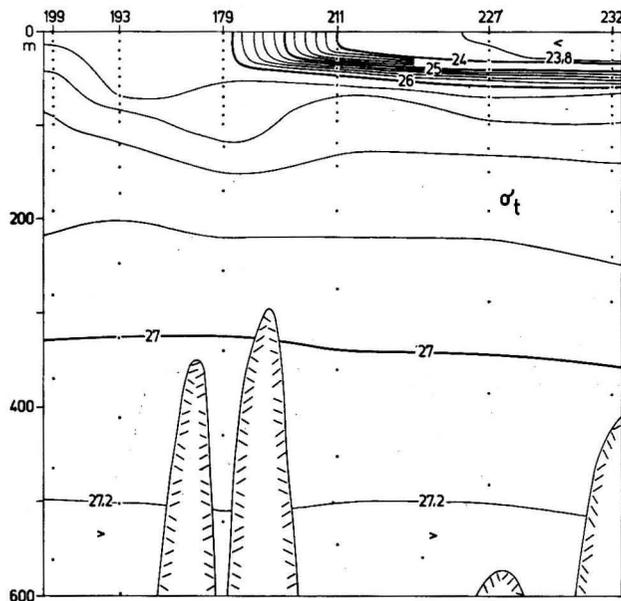


Abb. 3. Meridionaler Schnitt der Dichte vom 27. 7. bis 4. 8. 1972 entlang der Schelfkante von Cap Barbas (St. Nr. 199) bis $20^{\circ} N$ (St. Nr. 232).

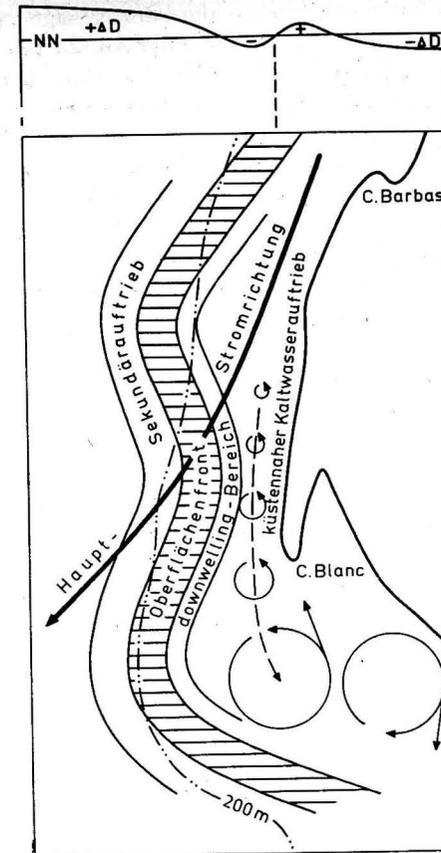


Abb. 4. Schematisierter Frontverlauf im Sommerhalbjahr im nordwestafrikanischen Wasserauftriebsgebiet

Der schematisierte Frontverlauf mit der Zugrichtung der Wirbel für die Sommermonate ist in Abb. 4 skizziert. Über der Banc d'Arguin selbst bildet sich östlich des quasistationären Wirbels contra solem ein topographisch begünstigter quasistationärer Wirbel cum sole heraus. Für die Dynamik des Kaltwasserauftriebs in der Cap Blanc-Region könnte dies insofern von Bedeutung sein, als daß dann das Massendefizit zwischen Front und Küste (Offshore-Transport) nicht nur durch eine auflandige Strömung am Boden oder im intermediären Niveau normal zur Küste ausgeglichen würde, sondern — bedingt durch die südliche Massenanhäufung — der Ausgleich auch durch eine nordwärts setzende Kompensationsströmung in Bodennähe aus dem Gebiet der Banc d'Arguin erfolgt.

Hinsichtlich der Verdriftungsbedingungen kann gesagt werden, daß sich die Wasserkörper der Oberflächenfront im Gebiet der Auftriebsregion zwischen Küste und ozeanischer Front nach SW bis an die Front verlagern. Dann driften sie mit südlicher Richtung in das Gebiet zwischen Cap Blanc und Cap Timiris. Für ihre weitere Fortbewegung gibt es drei Möglichkeiten:

- Sie überwinden den Bereich der Oberflächenkonvergenz, driften weiter nach SW und gelangen über die Cap Verden Inseln hinaus in die nordäquatoriale Westdrift.
- Sie gelangen in den südwestlich der Banc d'Arguin liegenden zyklonalen Wirbel und werden unmittelbar unter der Küste mit dem hier zu erwartenden Nordstrom wieder in höhere Breiten verfrachtet (bis nördlich von Cap Barbas).
- Sie gelangen aus dem zyklonalen Wirbel in den antizyklonalen Wirbel über der Banc d'Arguin und verdriften nun unmittelbar an der Küste über Cap Timiris hinaus nach S.

3.5. Der mittlere Strom auf der Dauerstation

Die Tab. 3 vermittelt eine Übersicht der auf der Dauerstation vor Cap Blanc von 1971 bis 1973 gewonnenen Zeitreihen der Strömungsmessungen. Die Analyse der Meßreihen des Jahres 1971 ist von HAGEN (1974 b) ausführlich besprochen worden.

Tabelle 3

Meßdauer und Meßtiefen der auf 20°55' N und 17°25' W von 1971 bis 1973 durchgeführten Strömungsmessungen

Jahr	Meßdauer		Meßtiefe (m)	Bemerkung
	von	bis		
1971	31. 05./15.00	10. 6./08.00	10, 40, 50,	Schiffsbeobachtungen
1971	30. 10./16.00	04. 11./17.00	10, 30, 40, 60	
1971	05. 11./10.00	08. 11./04.00	10, 30, 40, 60	
1972	17. 07./11.00	27. 07./08.00	12, 22, 37, 57	Bojenmessungen
DS(1)	15. 01./11.00	29. 01./08.00	10, 20, 40, 60	
1973	19. 03./10.00	31. 03./10.00	10, 20, 40, 60	
DS(2)				

An dieser Stelle sei anhand der Vektordiagramme zusammenfassend der Verlauf des mittleren Stromes aller Meßreihen diskutiert. Ihr Verlauf ist in den Abbildungen 5a—f wiedergegeben. Die höchsten Geschwindigkeiten traten bei Richtungen nach SW in der Oberschicht auf. Das absolute Maximum der Stromgeschwindigkeit im Stundenmittel wurde in der Meßreihe vom 19. 3.—31.3. in 20 m Tiefe mit 85 cm s⁻¹ in Richtung 210° gemessen.

Aus den Kreuzkorrelationsfunktionen C_{xy} zwischen den Windgeschwindigkeitsmessungen und den Komponenten der oberflächennahen Strömung ist in Abb. 6a, b durch die Verschiebung der Korrelationsmaxima deutlich eine mittlere Phase zwischen den korrelierten Prozessen festzustellen. Damit wird das Stromverhalten in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit charakterisiert. Die für den Auftriebsprozeß wichtige Ostkomponente der Strömung ist bei mäßigen und starken Winden aus NNE in 10 m Tiefe nahezu gleichmäßig korreliert und folgt dem Wind in seinen Änderungen 4 bis 6 Stunden verzögert hinterher. Der Windeinfluß reicht auch bei mäßigen Winden mit einer Phase von 5 Stunden bis in das 20 m Tiefenniveau (Abb. 6b).

Für den Verlauf der Autokorrelationsfunktion der hochpaßgefilterten Meßreihen, Hochpaß $(X_j^H) = \text{Meßreihe } (X_j) - \text{Tiefpaß } (x_j^T) x_j^T = \frac{1}{2|n|+1} \sum_{k=-n}^n X_{k+j}$

mit $n = 24$ für $-n \leq k \leq n$, ist als Beispiel die Autokorrelationsfunktion der N-, E-Komponente in 10 m Tiefe der DS (1) 1973 in Abbildung 6c gegeben. Die Korrelation zwischen Windgeschwindigkeit der Richtung NNE einerseits und der Nordkomponente der Oberflächenströmung andererseits zeigt eine deutliche Abhängigkeit. Bei mäßigem Passat ist die Kreuzkorrelation relativ gering. Sie läßt aber dennoch eine deutliche Phase von 3—5 Stunden erkennen, die der Strom über die Wassersäule bis 20 m Tiefe dem Wind hinterher folgt. Bei kräftigen Winden ist die Kreuzkorrelation fast viermal so groß und zeigt eine deutliche Phase zwischen 4 und 5 Stunden, (Abb. 6a).

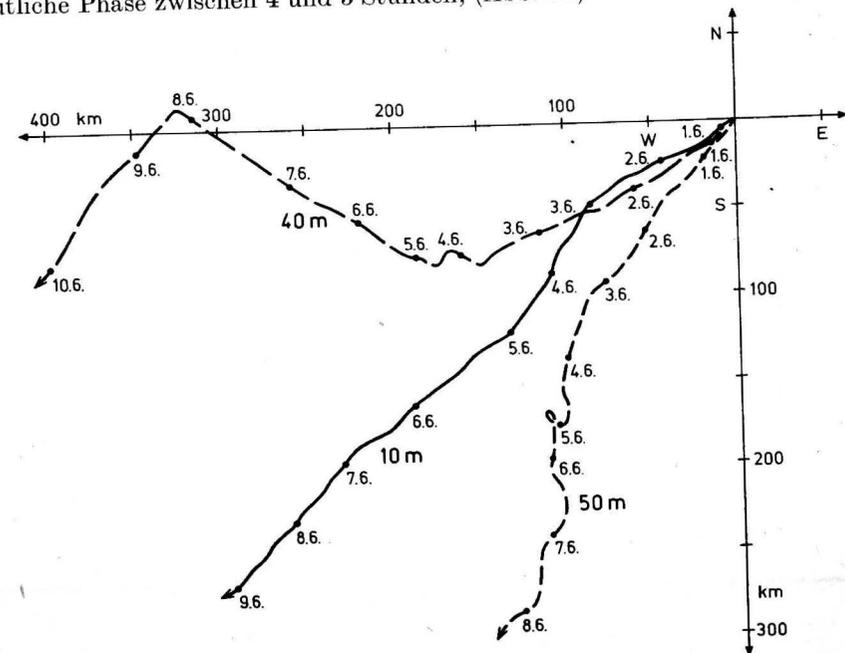


Abb. 5a

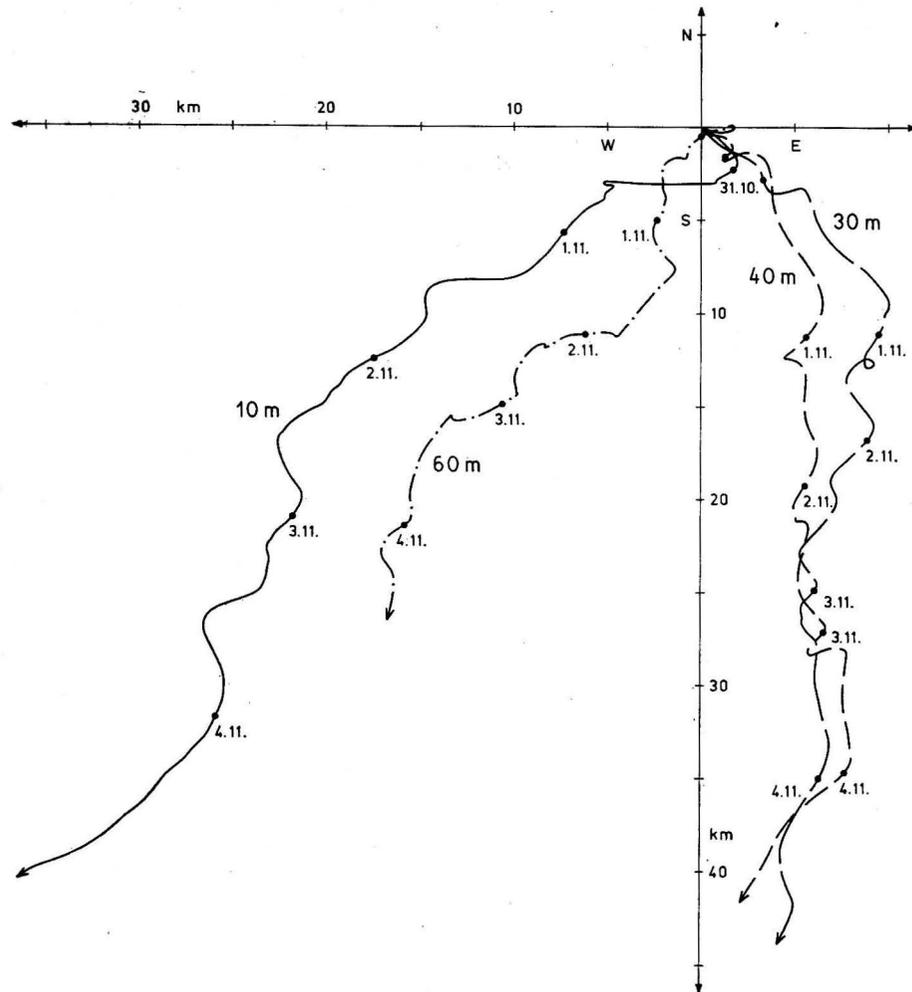


Abb. 5b

Daraus kann geschlossen werden, daß die langperiodischen Änderungen in der Windgeschwindigkeit (bei beständiger Richtung aus dem Sektor N-NE) auf die Nordkomponente des Stromes stärkeren Einfluß ausüben werden, als auf die Ostkomponente. Die auftriebswichtige Ostkomponente zeigt auch bei mäßigen Winden eine gleich hohe Korrelation wie bei starken Winden mit Phasen von einigen Stunden. Demzufolge ist für den Auftriebsprozeß in erster Linie die Zeitdauer der Windeinwirkung mäßiger Stärke wichtig, während die kurzfristigeren Geschwindigkeitsschwankungen eine geringere Rolle spielen. Beide Darstellungen der Abb. 6a, b zeigen, daß auf dem Schelf zwischen der horizon-

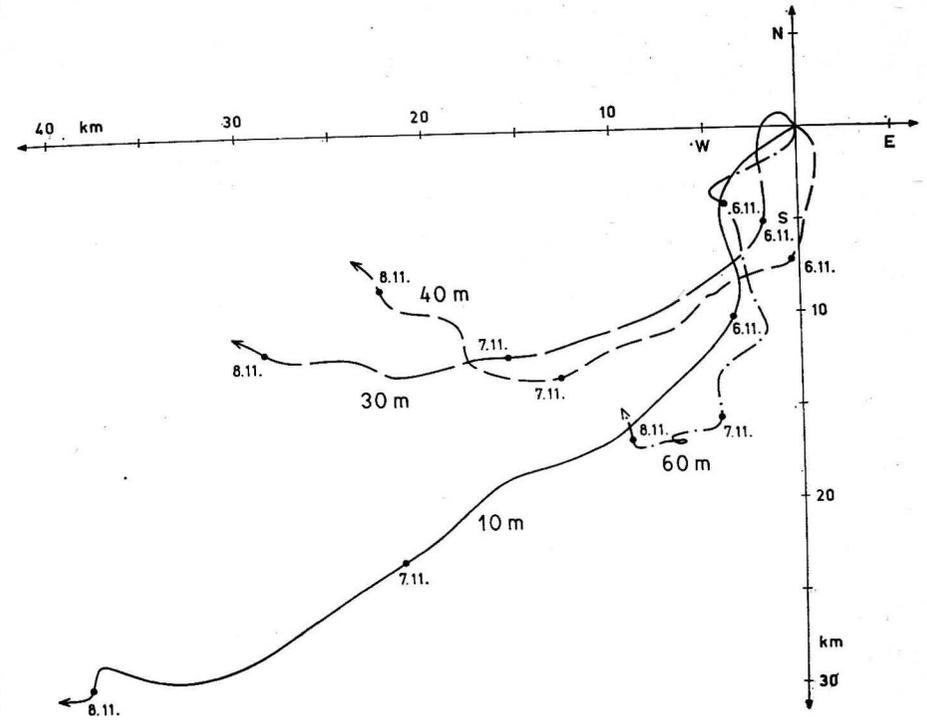


Abb. 5c

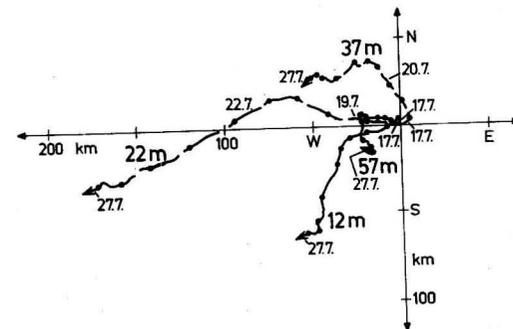


Abb. 5d

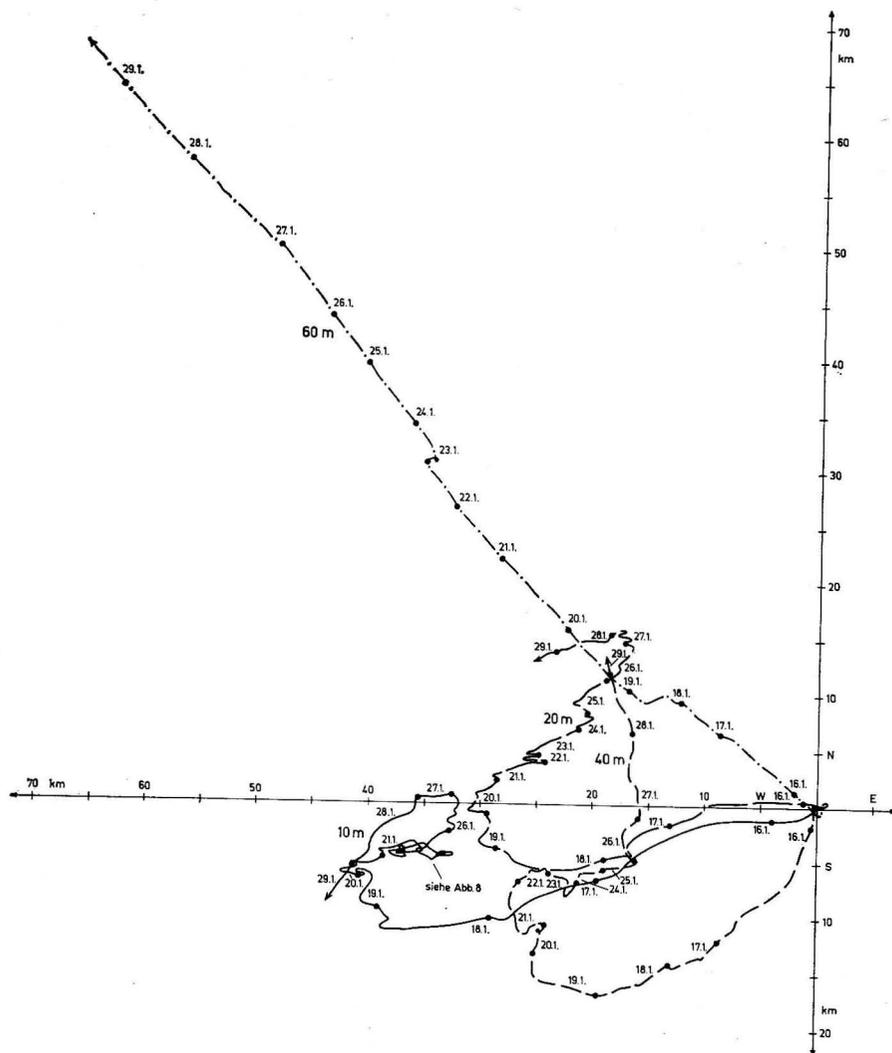


Abb. 5e

talen Strömung und der Windgeschwindigkeit eine enge Beziehung besteht. Ein beträchtlicher Teil der langperiodischen Stromschwankungen in der Ober-schicht muß sehr wahrscheinlich auf langperiodische Windgeschwindigkeits-änderungen (mehrere Wochen) zurückgeführt werden. Aus dem Vergleich von Windmessungen 2 m über der Wasseroberfläche und von Strömungsmessungen in 40 m Tiefe erhielten HUYER und PUTTULO (1972) eine strenge Korrelation für den Periodenbereich oberhalb 2,5 Tage. Daraus wurde gefolgert, daß das „Fernwetter“ einen erheblichen Einfluß auf die Strömung hat.

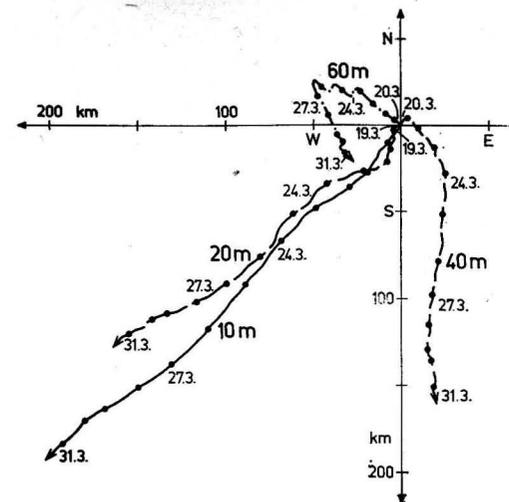


Abb. 5f

Abb. 5. Vektordiagramme der Strömungsmessungen auf der Dauerstation in den Jahren 1971 (5a, b, c), 1972 (5d), 1973 (5e, f)

COLLINS und PATULLO (1970) fanden zwischen Wind und Strom eine Phase von 0 bis 0,7 Tage.

Ergänzende Ausführungen zur Wind-Strom-Beziehung werden im Abschnitt 3.6 gemacht. Auf dem Schelf kann der vertikale Turbulenztransport bei kräftigen Passatwinden offensichtlich bis in 50 m Tiefe reichen. Allgemein ist mit zunehmender Wassertiefe eine Rechtsdrehung der Strömungsrichtung unter gleichzeitiger Geschwindigkeitsabnahme bis in den intermediären Bereich zu beobachten. Die Geschwindigkeiten lagen auf der Dauerstation vor Cap Blanc zwischen 20 und 40 cm s^{-1} . Der vertikale Stromaufbau ist dort stark von der vertikalen Schichtung und der großräumigen horizontalen Druckverteilung abhängig. In Bodennähe drehte der Strom in drei von sechs Fällen nach links (Abb. 5b, e, f). Auflandige Stromkomponenten treten nur in der Mittelschicht und in der Bodenschicht auf. In der Situation der Abbildung 5b setzt der Strom im intermediären Bereich küstenparallel nach S, in der Ober- und in der Unterschicht dagegen ablandig nach SW. Zeitweise ist am Boden oder im mittleren Niveau auch eine Strömung nach NW gemessen worden (Abb. 5a, e, f). Das durch die SW setzende Winddrift entstehende Massendefizit wird im intermediären Bereich oder in der Bodenschicht kompensiert. Hinzu kommt nach Abb. 5e, f die Kompensation des Massendefizits in der Cap Blanc-Region durch Bodenströmungen nach NW, die sehr wahrscheinlich aus dem Gebiet der Banc d'Arguin stammen. Das stimmt mit den bereits gemachten Aussagen zur mesomaßstäblichen Dynamik im Auftriebsgebiet vor Cap Blanc gut überein.

Die Ausgleichströmungen in der Mittelschicht kompensieren die Divergenzen in der Ober- und Bodenschicht. Im Falle lang anhaltenden Nachlassens des

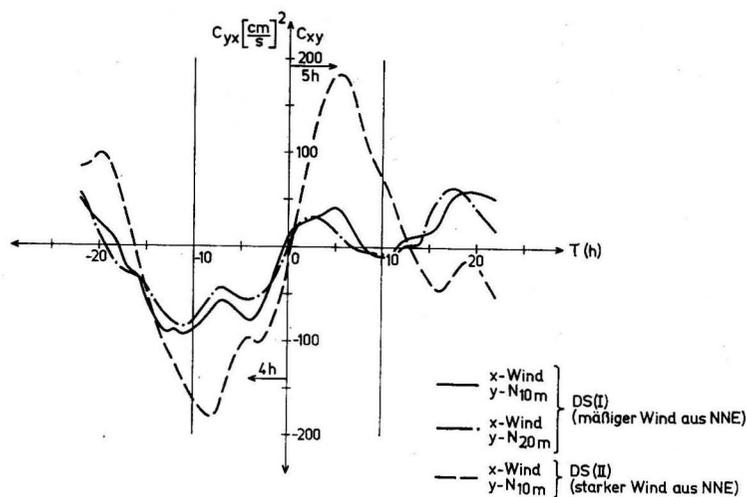


Abb. 6 a

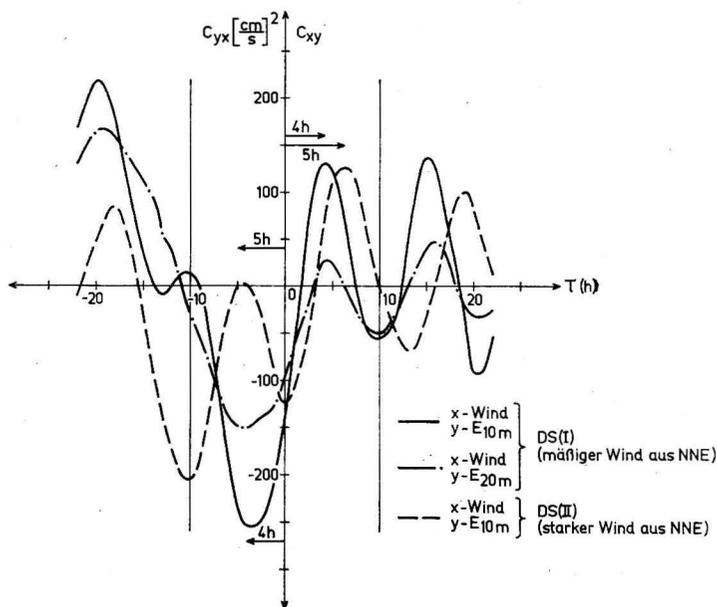


Abb. 6 b

Abb. 6 a, b. Kreuzkorrelationsfunktion der Windgeschwindigkeit zur Zeit der DS (1,2) 1973 mit den Strömungskomponenten in 10 m und 20 m Tiefe

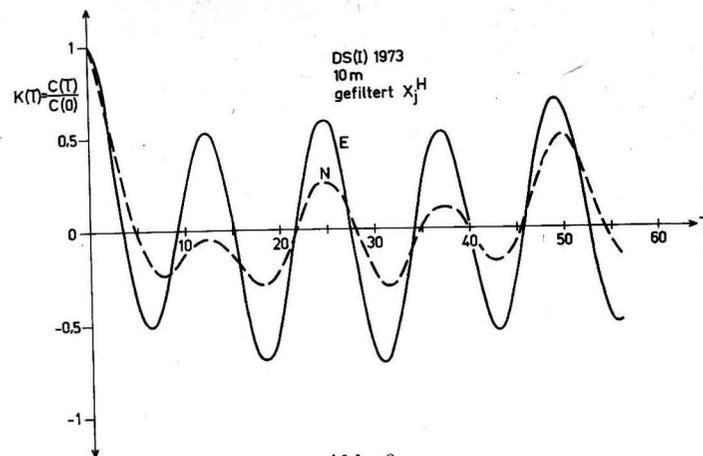


Abb. 6 c

Abb. 6c. Autokorrelationsfunktion der N-, E-Komponente in 10 m Tiefe an der DS (1) 1973 aus den hochpaßgefilterten Meßreihen

Windes werden durch die noch bestehenden horizontalen Druckgradienten die Kompensationsströme für das vertikale Strombild dominierend (Abb. 5e), durch die sich der Einfluß der schwachen Winddrift mit dem der Gradientenströme ausgleichen kann. Die Folgeerscheinung ist ein „stagnierendes“ Stromfeld, in dem nur die periodischen Strömungen den Ausgleichsströmungen aufgeprägt sind. Als Beispiel einer derartigen Situation kann die in 10 m Tiefe im Januar 1973 durchgeführte Messung (Abb. 5e) gelten, von der in Abb. 7 ein Ausschnitt im größeren Maßstab dargestellt ist.

Zur Frage der kurzfristigen Variabilitäten im vertikalen Aufbau des Stromes sei auf die Abbildungen 8a—d verwiesen, die einen Einblick in möglich vertikale Stromstrukturen auf der Dauerstation vermitteln.

Das scheinbare Geschwindigkeitsprofil in den Komponenten wurde gestrichelt eingetragen. Auch darin ist in einigen Fällen eine gute Übereinstimmung mit den Vorstellungen zur Querkirkulation von HAGEN (1974a) und MITTELSTAEDT und KOLTERMANN (1973) zu bemerken. Es wird aber auch deutlich, daß sich diese charakteristischen Strömungsprofile über einen Zeitraum von 4 bis 15 Tagen ablösen. Ähnliche vertikale Geschwindigkeitsprofile und Vektordiagramme für das Gebiet vor Cap Blanc wurden von MITTELSTAEDT und KOLTERMANN (1973) auf $21^{\circ}6' N$ und $17^{\circ}14' W$ bei 45 m Wassertiefe im Mai 1968 gefunden.

3.6. Zur Struktur der Stromschwankungen auf dem Schelf

Im Folgenden werden die zeitlichen Schwankungen untersucht, die dem mittleren Strom überlagert sind. Zu diesem Zweck ist es unumgänglich, das zeitliche Verhalten des Windfeldes in ähnlicher Weise wie das des Stromfeldes zu untersuchen.

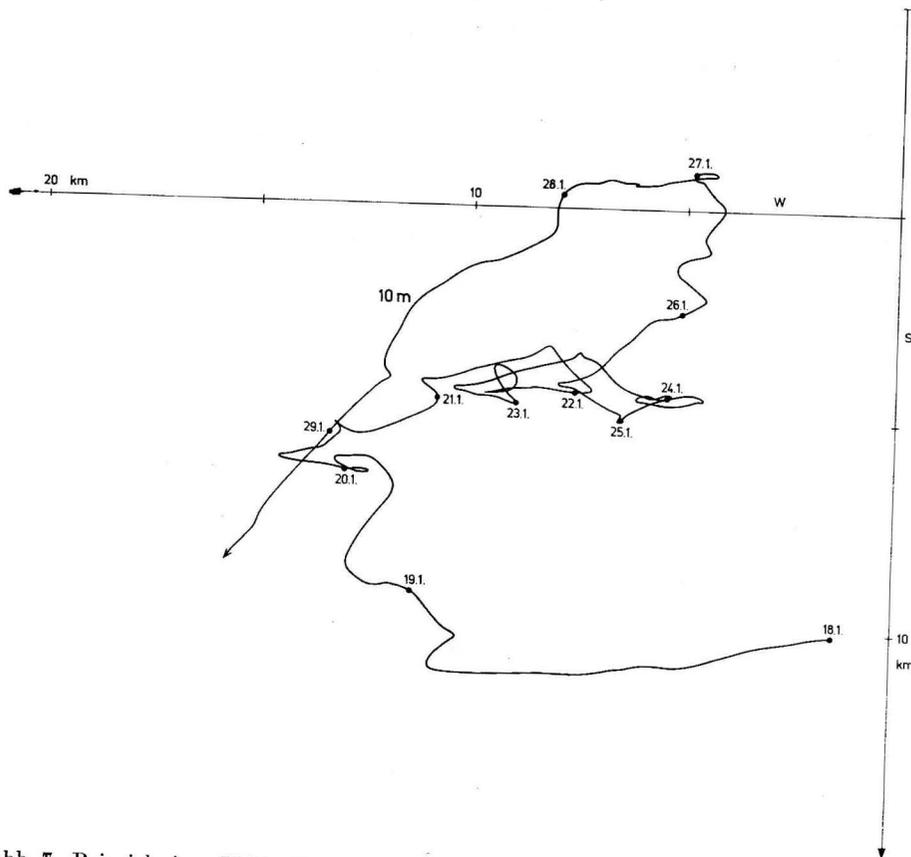


Abb. 7. Beispiel eines Vektordiagramms mit hauptsächlich periodischen Änderungen bei Winden um 5 ms^{-1} aus NNE und nachlassender Tendenz an der DS (1) 1973 in 10 m Tiefe

Durch die vom Auftriebswasser verstärkte Temperaturdifferenz zwischen küstennahem Seegebiet und Land ist ein Seewind vorhanden. Dieser Seewind ist dem Passat überlagert. Er ist in seiner Richtung stark abhängig von der Lage des kräftigsten horizontalen Temperaturgradienten. Nach Untersuchungen von JOHNSON und O'BRIEN (1973) über das Verhalten des Seewindes vor der Oregonküste ist der Seewind am besten um 16.00 Uhr ungefähr 30 km im Inland in der Höhe von 300 bis 500 m ausgebildet mit einem Kern von 10 Knoten. Es wurde ein ausgeprägter Tagesgang festgestellt. Mit Hilfe von Rotationsspektren konnte O'BRIEN (1973) zeigen, daß der Seewindeffekt vor der Oregonküste vorwiegend eine Oszillation cum sole ist. Sie liegt auf der Frequenz $4 \cdot 10^{-2}$ cph (Zyklus pro Stunde) im Spektrum der Windbeobachtungen und ist ungefähr bis 30 km seewärts wirksam.

SHAFFER (1972) hat eine analytische Beschreibung des Land-Seewind-Effektes gegeben, der dem NE-Passat überlagert ist. Es wurde eine exponentielle Windabnahme mit zunehmender Küstenentfernung angenommen. Das Ergebnis war, daß die Amplituden derartig bedingter Schwingungen breitenabhängig sind und bei 30° N auf Grund von Resonanzerscheinungen zwischen Trägheitsschwingungen und den durch den Land-Seewind hervorgerufenen Schwingungen unendlich anwachsen. Das wird für diese Breite ein auftriebswichtiges Problem. Die durch den Seewind bedingten Geschwindigkeitsschwankungen im Strom werden für 20° N mit etwa 3 cm s^{-1} abgeschätzt. Bezüglich des meteorologischen Hintergrundes der Dynamik der Passatwinde in der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation wird auf DEFANT (1958) verwiesen. Speziell für das Untersuchungsgebiet von Nordwestafrika hat TOMCZAK (1970) einiges Grundsätzliches gesagt, das durch MITTELSTAEDT (1972) ergänzt wurde. Die Windgeschwindigkeiten schwanken im Untersuchungsgebiet von 3 bis 12 m s^{-1} im Stundenmittel aus Richtungen von N bis NE. Die zur Mittagszeit am besten ausgeprägte thermische Zirkulation, von See zu Land, bewirkt ein Nachlassen des Windes und läßt zu dieser Tageszeit Windrichtungen um NE am häufigsten vorkommen. Um Mitternacht kommen die stärksten Winde aus Richtungen um N.

Aus den Oberflächenkarten der jahreszeitlichen Temperaturverteilung im Untersuchungsgebiet vor der nordwestafrikanischen Küste von SCHEMAINDA, NÉHRING, SCHULZ (1975) geht hervor, daß das kälteste Wassergebiet fast ständig südwestlich der Cap Blanc-Halbinsel liegt. Wegen der ungleichmäßigen Erwärmung der bodennahen Luftschichten zwischen der Cap Blanc-Halbinsel und diesem Kaltwassergebiet entsteht ein kräftiger Temperaturgegensatz mit einem von SW nach NE gerichteten Gradienten. Entlang dieses Temperaturgradienten setzt der Seewind unter Einwirkung der Corioliskraft ein. Der Seewind ist dem NE-Passat unter einem Winkel nach rechts entgegen gerichtet. Die Folge ist eine Verkürzung des resultierenden Windvektors zur Zeit des Seewindes mit Richtungen um NNE. Es ist zu vermuten, daß im Untersuchungsgebiet der Seewind ganztägig weht und zur Mittagszeit oder am frühen Nachmittag sein tägliches Maximum besitzt. Auf Grund der ständig auftretenden Temperaturgegensätze zwischen Gebieten mit kaltem Auftriebswasser und der Küste wird der nächtliche Landwind vermutlich eine untergeordnete Bedeutung besitzen. Auf den 1973 durchgeführten Dauerstationsbeobachtungen war es gerätetechnisch möglich, die Windgeschwindigkeit kontinuierlich zu messen, nicht aber die Windrichtung. Aus den Meßreihen der Windgeschwindigkeit wurde die spektrale Energiedichte berechnet. Für die Reihe vom 15. 1. bis 29. 1. ist das Spektrum in Abb. 9a wiedergegeben. In dieser Abbildung wurde sowohl das Spektrum der unbeeinflussten Meßreihe als auch das der hochpaßgefilterten eingezeichnet. Abb. 9b gibt das Spektrum [die Angabe des Freiheitsgrades (d. f.) erfolgte nach KRAUSS (1966)!] der Windgeschwindigkeit vom 19. 3. bis zum 31. 3. 1973 wider. Der Einfluß des verwendeten Hochpaßfilters auf den Verlauf der Autokorrelationsfunktion für die Windmessungen der DS (1) und DS (2) 1973 wird aus Abb. 9c deutlich. Beide Meßreihen zeigen im Spektrum

Vertikales Geschwindigkeitsprofil
 der in den Perioden I bis V aufgetretenen mittleren Reststromkomponenten

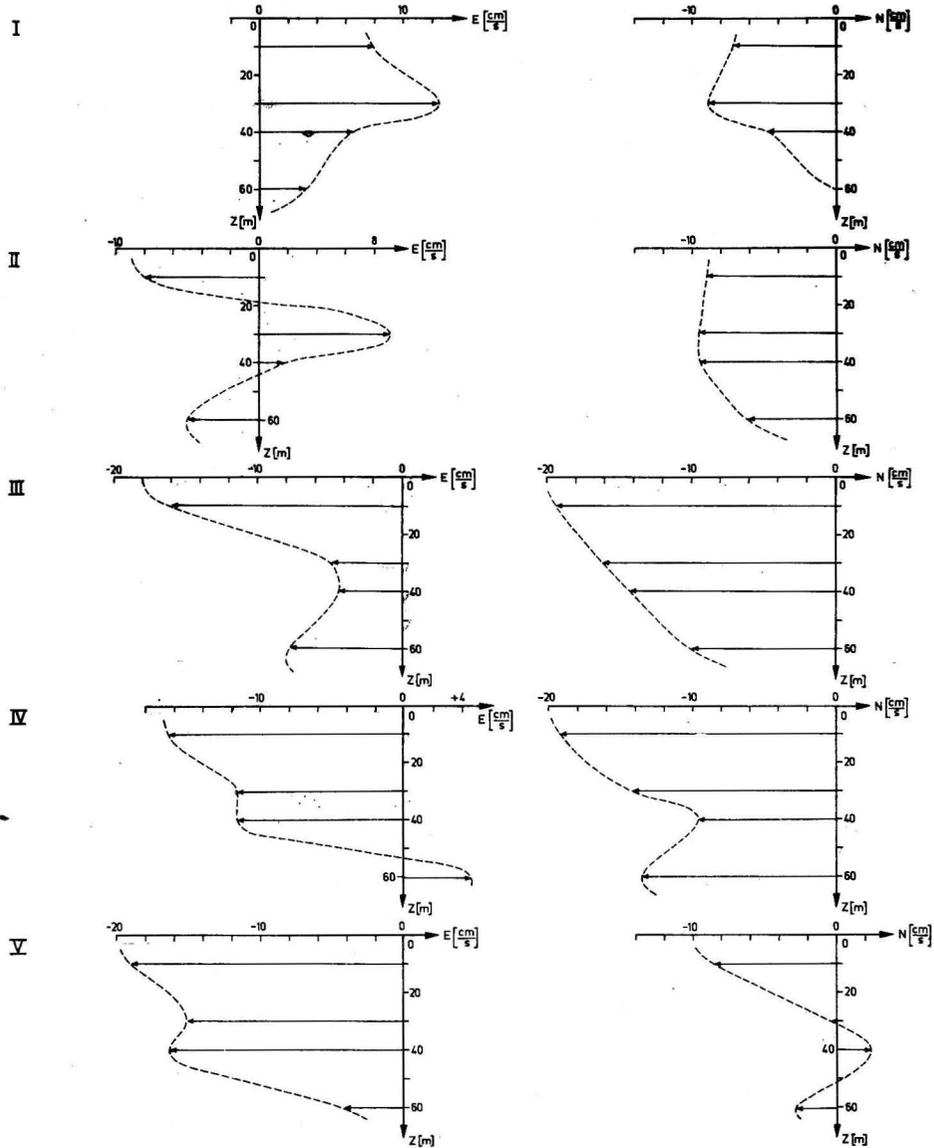


Abb. 8. Vertikaler Geschwindigkeitsprofile auf der Dauerstation in charakteristischen Strömungsphasen der Meßreihen

Abb. 8 a vom 30. 10. bis 8. 11. 1971

Vertikales Geschwindigkeitsprofil
 der in den Perioden I bis III aufgetretenen mittleren Reststromkomponenten

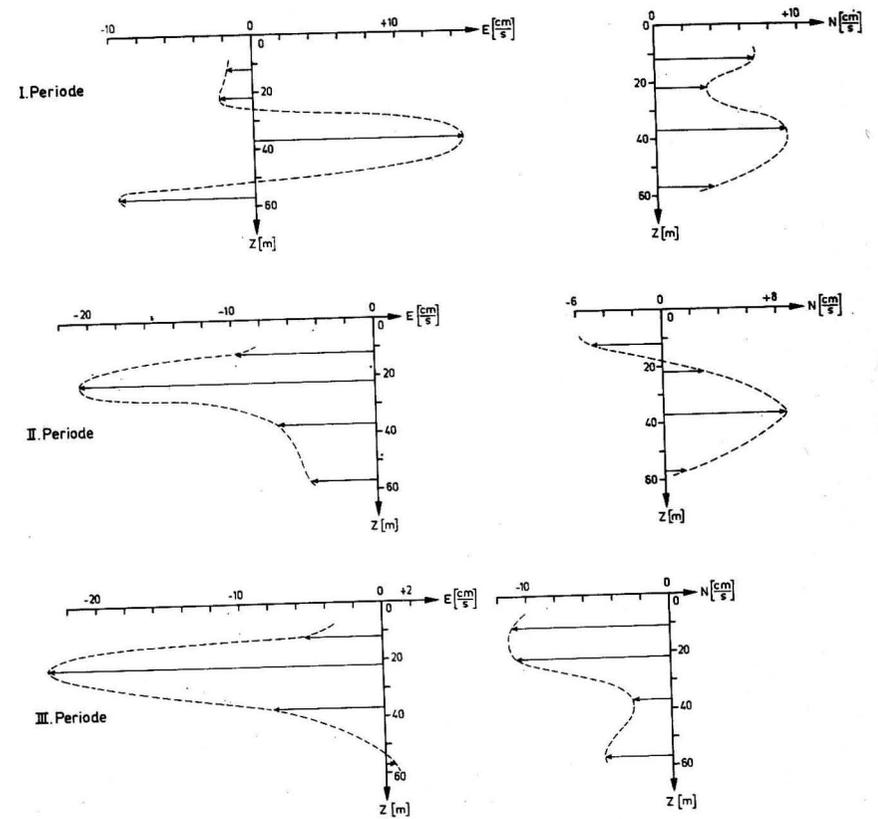
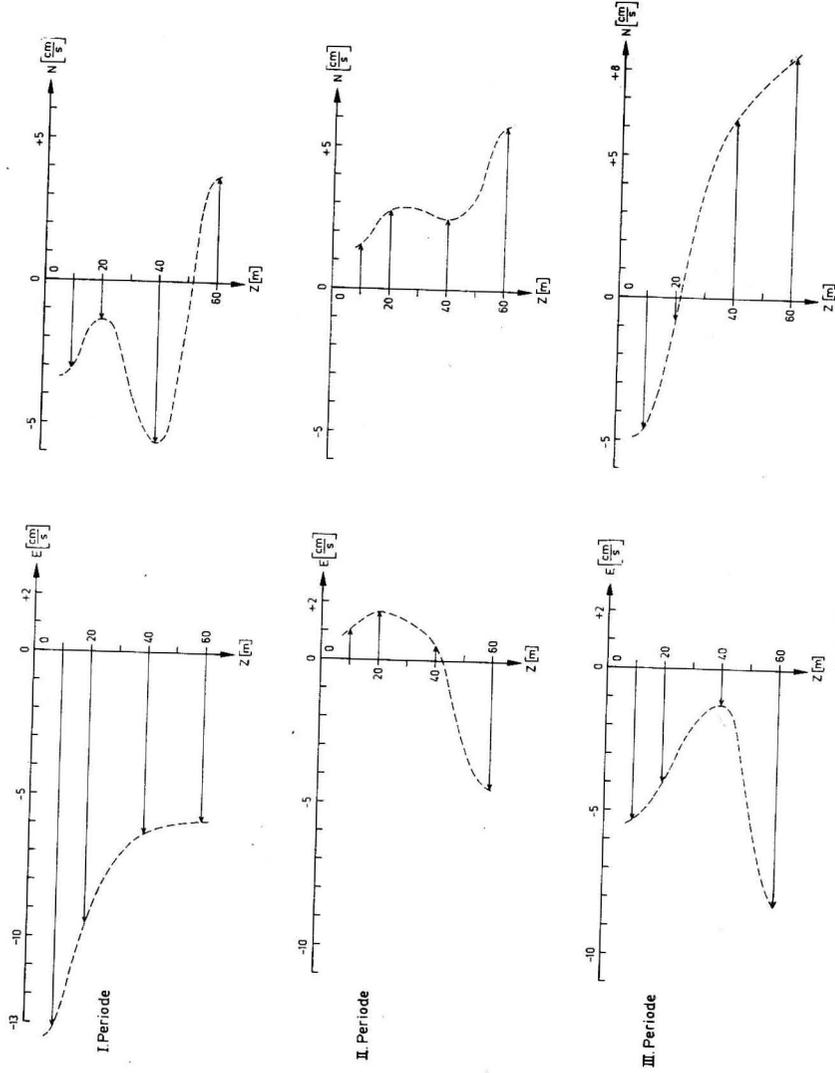


Abb. 8 b vom 17. 7. bis 27. 7. 1972

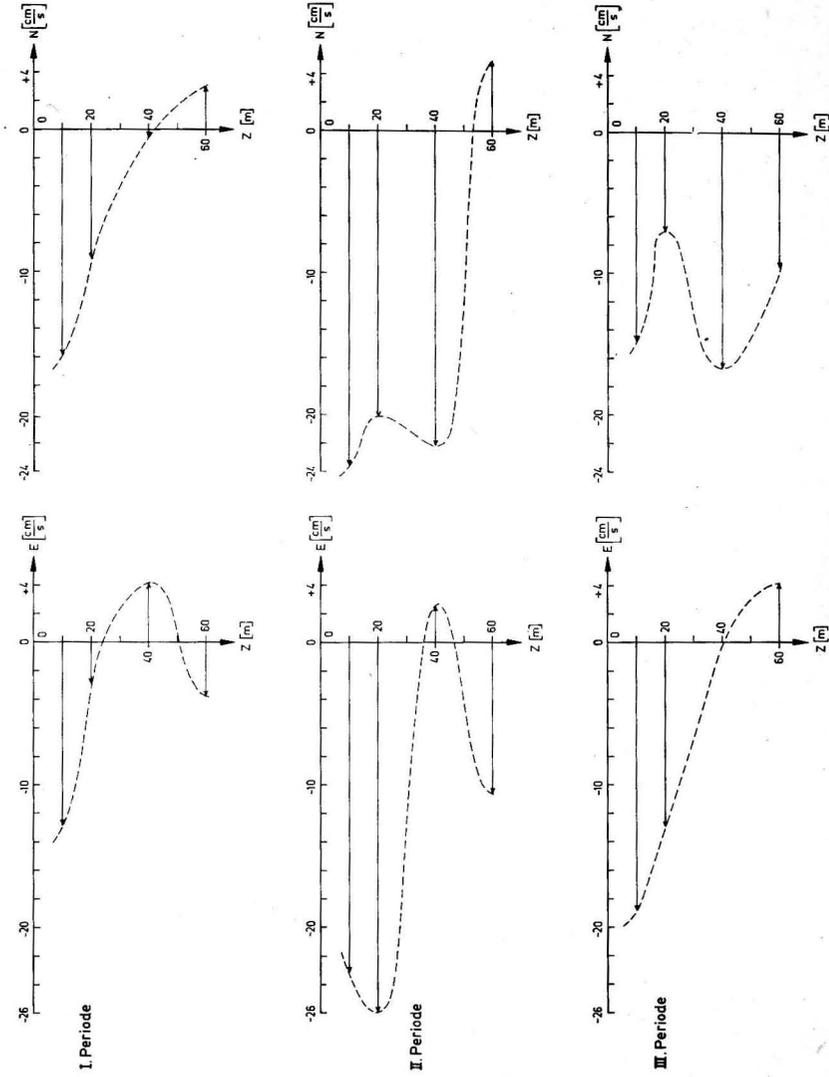
DS (I) 1973

Vertikales Geschwindigkeitsprofil
der in den Perioden I bis III aufgetretenen mittleren Reststromkomponenten



DS (II) 1973

Vertikales Geschwindigkeitsprofil
der in den Perioden I bis III aufgetretenen mittleren Reststromkomponenten



ein deutliches Maximum im Frequenzbereich des Tagesganges. Hinzu kommen noch Oberschwingungen bei 12 und 8 Stunden. Diese Oberschwingungen können real sein. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß sie allein auf das benutzte Glättungsfilter (HANNING-Fenster) zurückgehen. Der Einfluß des Hochpasses ist nach Abb. 9a auszuschließen. Der größte Energieanteil im Rauschprozeß der Windgeschwindigkeit liegt im Frequenzband um $4 \cdot 10^{-2}$ cph (Zyklen pro Stunde). Somit entfällt ein erheblicher Energieanteil in die Nähe der lokalen Trägheitsfrequenz und der Frequenz des Tagesganges des Windes. Die Tabelle 4 vermittelt einen Eindruck vom Anteil der mittleren Amplituden \bar{A} dieses Frequenzbandes an der mittleren Streuung der Meßreihen. Als mittlere Schwankung (doppelte Amplitude) des Windes im 24-h-Rhythmus auf der Position der Dauerstation kann der Wert von 2 m s^{-1} angesehen werden.

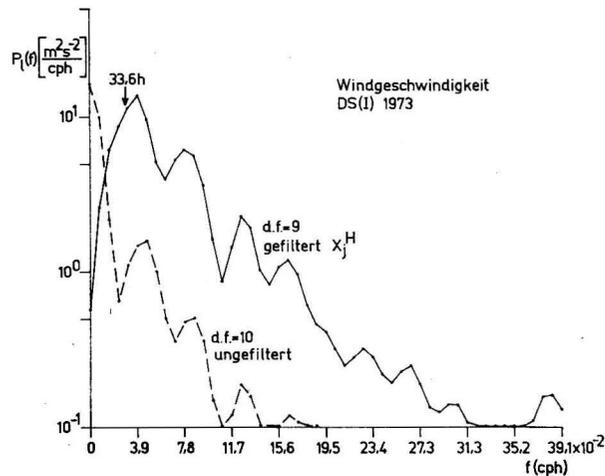


Abb. 9. Spektrale Energiedichte der Windgeschwindigkeit
Abb. 9a. DS (I) 1973, gefilterte und ungefilterte Meßreihe

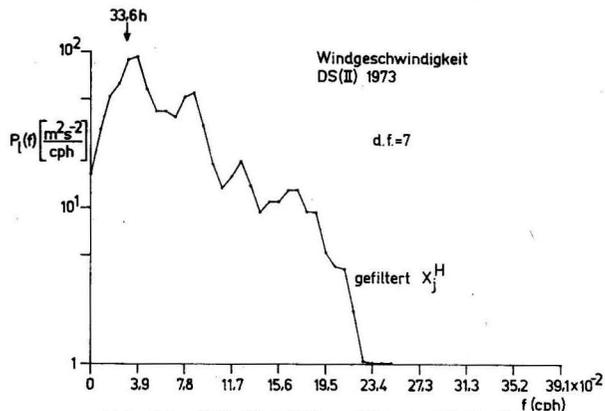


Abb. 9b. DS (2) 1973, gefilterte Meßreihe

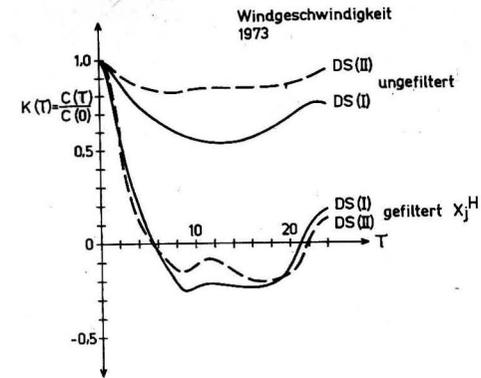


Abb. 9c. Verlauf der Autokorrelationsfunktion der Windmessungen auf der Dauerstation 1973 in Abhängigkeit des benutzten Hochpaßfilters

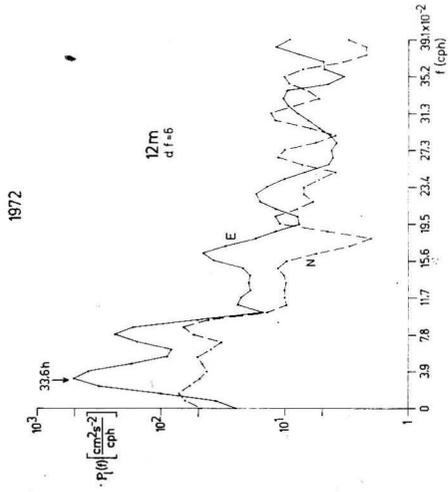
Die Bedeutung der periodischen Windgeschwindigkeitsänderungen mit Perioden zwischen 21 und 43 Stunden wird deutlich. In diesem Periodenbereich dürften demzufolge auch in der Oberflächenschicht Schwankungen des Stromfeldes zu erwarten sein. Das Phasenspektrum und die quadratische Kohärenz weisen in diesem Frequenzband einheitliches Verhalten auf. Allgemein wird sich der wirksame Windeinfluß über den ihm eigenen Trend nahe der nullten Frequenz in den Geschwindigkeitsspektren auswirken. Setzt man den obigen Wert von 2 m s^{-1} in die Beziehung (8) ein, kann die durch den Land-Seewind bedingte tägliche Schwankung in der Schubspannung an der Oberfläche mit $6,8 \cdot 10^{-2} \text{ dyn cm}^{-2}$ eingeschätzt werden. Das entspricht bei einer EKMAN-Tiefe von $D_e = 50 \text{ m}$ für den Strom in 10 m Tiefe einer täglichen Stromschwankung von 1 cm s^{-1} , d. h., dieser Effekt liegt unterhalb der Meßgenauigkeit der Strömungsmesser. Die Größenordnung, wie sie sich bei SHAFER (1972) aus theoretischen Untersuchungen ergab, stimmt mit der aus Messungen erfolgten Schätzung überein. Die Spektren der Strömungskomponenten in 10 m Tiefe (Abb. 10) lassen hinsichtlich eines Tagesganges keinen eindeutigen Schluß zu. In dem Frequenzbereich um $4 \cdot 10^{-2}$ cph konnten MITTELSTAEDT und KOLTERMANN (1973) einen deutlichen Zusammenhang zwischen Wasserstandsänderung und Stromschwankung feststellen.

Tabelle 4

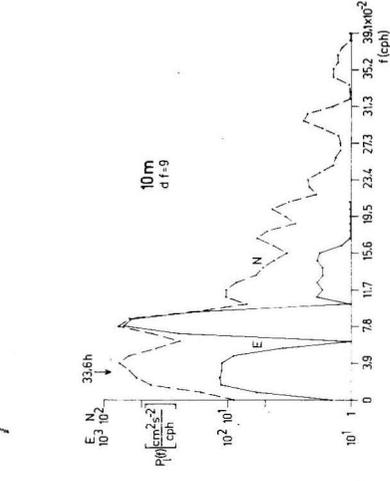
Windschwankungen im Frequenzband $(2,3 < f < 4,7) \cdot 10^{-2}$ cph im Verhältnis zur mittleren Streuung auf der Dauerstation vor Cap Blanc

15. 1. — 19. 1. 1973			19. 3. — 31. 3. 1973		
\bar{A} (m/s)	$\bar{\sigma}$ (m/s)	$\bar{A}/\bar{\sigma}$ (%)	\bar{A} (m/s)	$\bar{\sigma}$ (m/s)	$\bar{A}/\bar{\sigma}$ (%)
1,16	1,26	92	0,97	1,16	84

1972



1973 (I)



1973 (II)

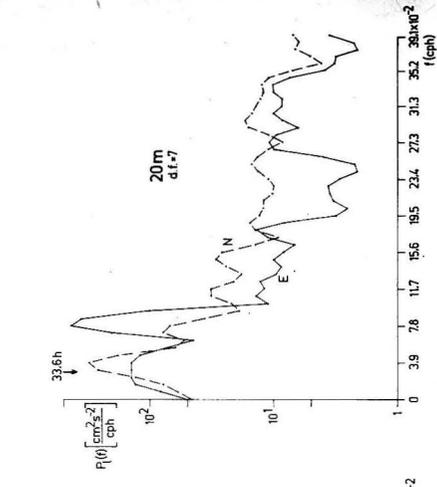
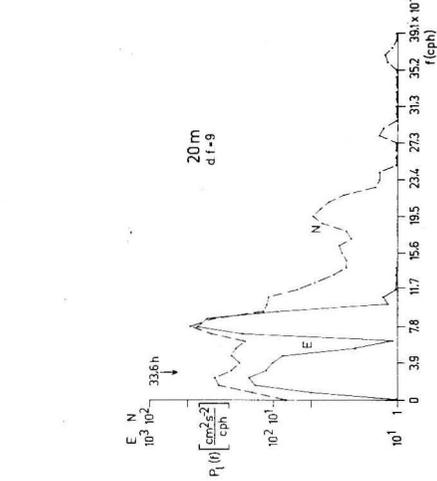
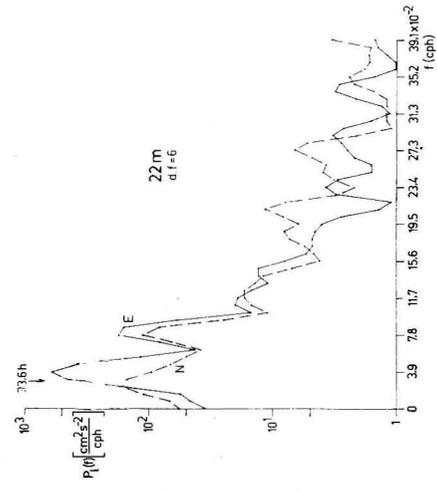
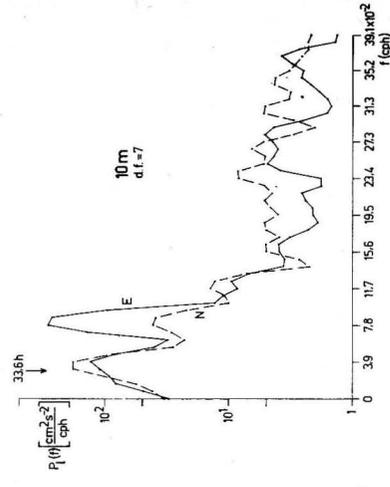
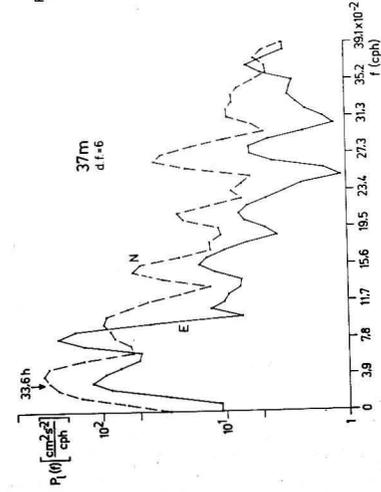
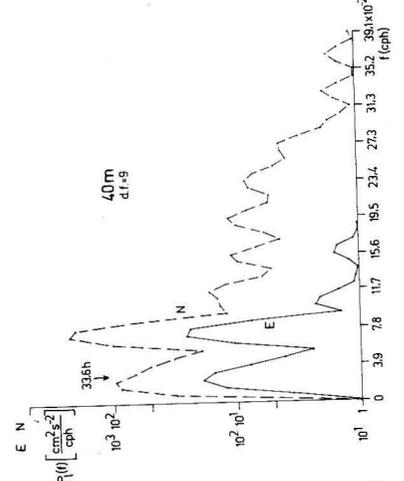


Abb. 10 Spektrale Energiedichte der Stromkomponenten aus den hochpaßgefilterten Meßreihen an der Dauerstation, 20°55' N, 17°25' W
Abb. 10a. Meßreihe 1972

1972



1973 (I)



1973 (II)

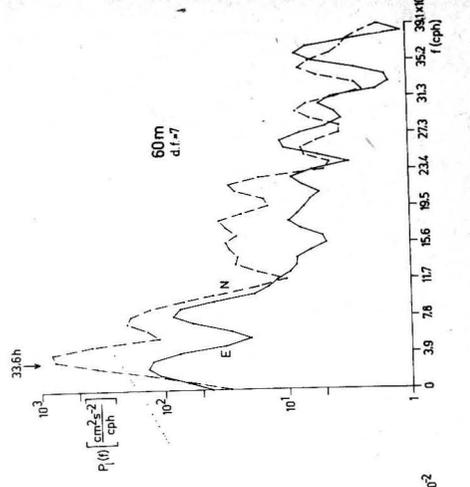
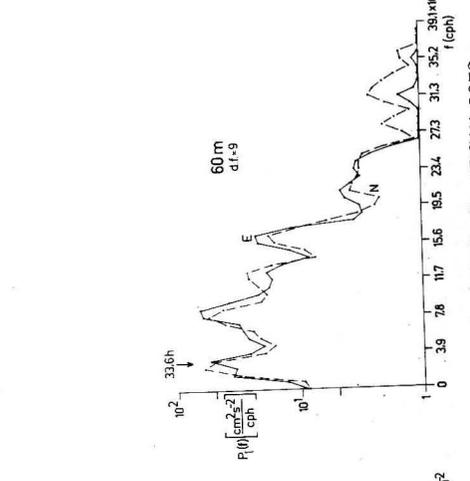
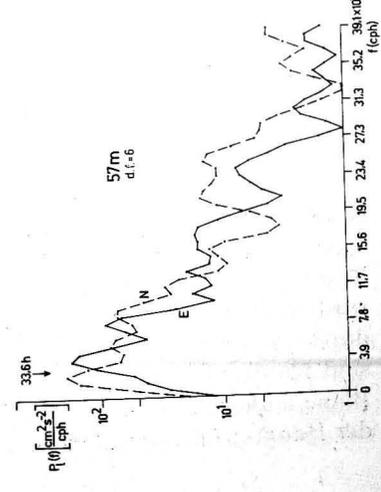
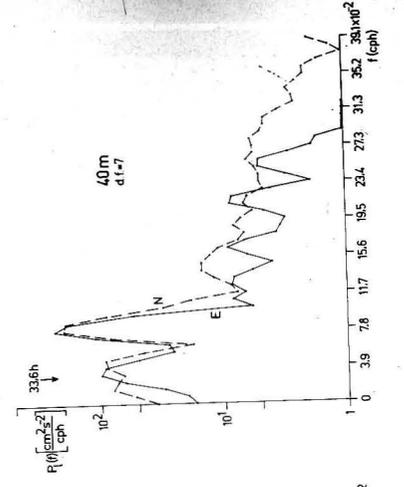


Abb. 10b. Meßreihe (DS(1) 1973

Abb. 10c. Meßreihe (DS(2) 1973

In den Leistungsspektren ist die lokale Trägheitsfrequenz durch einen senkrechten Pfeil markiert. Sie hat an der Dauerstation eine Periode von 33,6 Stunden. Damit ergibt sich das Problem, ob der hohe Energieanteil (Abb. 10) bei $T = 25,6$ Stunden durch die Nachbarschaft der Trägheitsperiode bedingt ist, ob die gantztägige Gezeit (M_1) bedeutend ist, oder aber ob eine echte windbedingte Periodizität vorliegt. Wenn in einem engen Frequenzband Schwingungen unterschiedlichen physikalischen Ursprungs liegen, ist eine Entscheidung für diese oder jene Ursache schwierig. Die Problemlösung ist einmal in der Verlängerung der Beobachtungsreihen und in der damit verbundenen höheren spektralen Auflösung zu sehen und zum anderen in der Anwendung anderer geeigneter spektraler Untersuchungsmethoden. Hier bietet sich das von MOOERS (1970) eingeführte Rotationsspektrum an. Dieses Spektrum gestattet eine Aussage über den Drehsinn auf den einzelnen Frequenzen. Eine andere Variante ergibt sich in der Anwendung des von AURASS (1973) abgeleiteten Entropie- und Likelihood-Spektrums. Diese Spektren haben bei erheblich kürzerer Autokovarianzfunktion eine bedeutend bessere spektrale Auflösung, allerdings auf Kosten der Amplitudentreue.

Der allgemeine Eindruck der Geschwindigkeitsspektren in Abb. 10 ist der, daß sich auf dem Schelf der Frequenzbereich um die Trägheitsfrequenz mit dem Frequenzband um die halbtägige Gezeit (M_2) nahezu über die ganze Wassersäule den in den Spektren zur Verfügung stehenden Energievorrat teilen. Teilt sich der Energievorrat im Frequenzband $(2,3 < f < 4,7) \cdot 10^{-2}$ cph gleichmäßig auf Trägheit, Tagesgang des Windes und gantztägiger Gezeit auf, verbleibt für jede dieser drei Ursachen ungefähr $1/3$ des Energieanteils der halbtägigen Gezeit im Frequenzband $(7,8 < f < 8,6) \cdot 10^{-2}$ cph. Weiter ist aus den Spektren zu entnehmen, daß der Energievorrat in der Ostkomponente stets größer ist als der in der Nordkomponente des Stromes. Ähnliche Ergebnisse wurden von HUYER und PUTTULO (1972) für die Verhältnisse vor der Oregonküste gefunden. Bei einigen Spektren in Abb. 10 liegen die Energien in diesen beiden Frequenzbändern für die Ostkomponente genau um eine Zehnerpotenz über denen der Nordkomponente, lediglich in der bodennahen Schicht sind die Energieanteile in beiden Komponenten gleich groß.

Es kann eingeschätzt werden, daß in der Nordkomponente des Stromes die Schwankungen des windbedingten Tagesganges, der Trägheitsschwingung und der gantztägigen Gezeit ungefähr mit 1 cm s^{-1} anzusetzen sind. In der Ostkomponente sind die Schwankungen dieser Größen mit 2 cm s^{-1} einzuschätzen. Das stimmt mit den grob rechnerisch erhaltenen Werten überein.

Auf die Abweichung der gemessenen Trägheitsfrequenz von der lokalen Trägheitsfrequenz in den Spektren der Geschwindigkeitskomponenten (Abb. 10) wird von HAGEN (1974) bezüglich einer eventuellen DOPPLER-Verschiebung durch den mittleren „stationären“ Strom eingegangen. Die Trägheitswellen sind für den Auftriebsprozeß von einiger Bedeutung. Für das Gebiet vor Cap Blanc laufen sie polwärts und haben in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Hauptströmung wahrscheinlich Wellenlängen zwischen 40 und 90 km.

Die Analyse des Frequenzbandes der halbtägigen Gezeit zwischen $(7,8 < f < 8,6) \cdot 10^{-2}$ cph ist in Tab. 5 für die Position der Dauerstation gegeben.

Es ist zu entnehmen, daß, in Abhängigkeit von der vertikalen Schichtungsstruktur, in der Nordkomponente des Stromes etwa 30 bis 40% des ganzen Energievorrates in diesem Frequenzband vorhanden sind. In der Ostkomponente ist der auf diesen Frequenzbereich entfallende Anteil im Vergleich zu der Gesamtenergie höher, nämlich 40 bis 70%.

Tabelle 5

Gezeitenanalyse (M_2) im Frequenzband $(7,8 < f < 8,6) \cdot 10^{-2}$ cph der hochpaßgefilterten Meßreihe auf der Dauerstation von 1972 bis 1973 vor Cap Blanc

1972

Z (m) Hochpaß

	$C(O) [\text{cm}^2 \text{s}^{-2}]$		$\bar{\sigma} [\text{cm s}^{-1}]$		$\bar{A} [\text{cm s}^{-1}]$		$\bar{\varphi} [^\circ]$	$[h]$	$Ko^2 [\%] \bar{A} / \bar{\sigma} [\%]$		
	N	E	N	E	N	E	N/E	N/E	N	E	
12	15,2	45,2	3,9	6,7	1,4	2,5	88,0	2,9	22	36	37
22	22,2	40,2	4,7	6,3	1,7	2,3	115,7	3,9	76	36	36
37	40,3	20,8	6,3	4,6	1,6	2,5	59,6	2,0	24	25	54
57	22,9	19,3	4,8	4,4	1,4	1,6	108,3	3,6	15	29	36

1973 DS (1) Hochpaß

10	11,1	42,6	3,3	6,5	1,5	4,5	79,9	2,7	75	45	69
20	6,3	29,6	2,5	5,4	1,1	3,5	42,5	1,4	80	44	65
40	19,2	24,8	4,4	5,0	2,1	2,2	24,9	0,8	80	48	44
60	10,0	10,8	3,2	3,3	1,2	1,4	166,1	5,5	39	38	42

1973 DS (2)

Z (m) Hochpaß

	N	E	N	E	N	E	N/E	N/E	N	E	
10	16,7	24,8	4,1	5,0	1,1	3,0	31,0	1,0	47	27	60
20	31,6	36,1	5,6	6,0	1,3	3,5	98,5	3,2	20	23	58
40	21,6	18,6	4,6	4,3	2,5	2,6	35,8	1,2	80	54	60
60	61,4	18,0	7,8	4,2	2,2	1,6	164,3	5,5	49	28	38

Die Ähnlichkeit zwischen der Ost- und Nordkomponente unabhängig von der bestehenden Phasenverschiebung ist im intermediären Bereich am größten und beträgt dort 80% (ausgedrückt durch das Quadrat der normierten Kohärenz). In diesem Tiefenhorizont ist durch das Vorhandensein der an die Dichtesprungschicht gebundenen internen Wellen mit der Periode der halbtägigen Gezeit die Ähnlichkeit der Schwankungen im Strom um $8,3 \cdot 10^{-2}$ cph am deutlichsten ausgeprägt. Es ist das Niveau des Minimums der Geschwindigkeiten in der Quer-

zirkulation senkrecht zur Küste. Dieses Minimum existiert bei Vorhandensein der Sprungschicht (Zweizellenzirkulation). Es besteht auch im Falle der Einzellenzirkulation mit in der Oberflächenschicht ablandigen und in der Bodenschicht auflandigen Strömungen. Die Phasenbeziehung zwischen den Stromkomponenten ist verschieden. Sie liegt im intermediären Bereich bei einigen Stunden, die die Ost- der Nordkomponente hinterher folgt. In Bodennähe sind es 4 bis 5 Stunden.

Die Schwankungen in der Nordkomponente liegen auf dieser Frequenz zwischen 2 und 4 cm s^{-1} .

Ein allgemeiner Überblick über den vertikalen Gezeitenaufbau an der Dauerstation wird in Abb. 11 gegeben.

Darin sind die Gezeitenstromellipsen für diese Schelfposition eingetragen. Der Drehsinn der Ellipsen des Gezeitenstromes kann auf dem Schelf vor Cap Blanc sowohl cum sole als auch contra solem sein. Es wird deutlich, daß der Gezeitenstrom mit halbtägiger Periode im Oberflächenbereich zwischen 10 und 20 m Tiefe fast Ost-West-Richtung besitzt. Mit zunehmender Tiefe erfolgt eine Linksdrehung der großen Halbachse bis in die Mittelschicht („Nullschichtniveau“ der Querkirkulation). In der Bodenschicht wird die Ellipse weiter nach links gedreht und gleichzeitig gestaucht.

Nach Abb. 11 ist das Gesamtbild der Verhältnisse der halbtägigen Gezeit für die verschiedenen Beobachtungszeiten recht einheitlich. Die Bedeutung dieser Schwingungen dürfte sich damit vorwiegend in den Schelfkantenbereich verlagern. Hier kommt es bei der Flutwelle an der Schelfkante zu verstärkten Vertikalgeschwindigkeiten und damit in gleichem Rhythmus zu Abkühlungen in der Bodenschicht. Im Falle der Ebbe tritt an der Schelfkante in Bodennähe stets ein Temperaturmaximum auf. MITTELSTAEDT (1972) hat diese Beziehungen anhand der Forschungsergebnisse des FS „Meteor“ mit Meßergebnissen belegt und eine deutliche Beziehung zwischen dem Wasserstand in La Guera und den Schwankungen im Rhythmus der halbtägigen Gezeit an der Schelfkante nachweisen können. Die obigen Ergebnisse zeigen, daß diese Effekte auch für das Schelfgebiet charakteristisch sind. Daher kann auch auf dem Schelf in der Nähe der Küste bei der Interpretation von Zeitreihen physikalischer, biologischer und chemischer Parameter diese Erscheinung nicht vernachlässigt werden.

Abschließend sei bemerkt, daß die oben genannten Amplituden und Phasen (Tab. 5) im statistischen Sinne nur recht mangelhafte Schätzungen sein können, da zu Ungunsten der statistischen Sicherheit stets ein Kompromiß zwischen spektraler Auflösung und Freiheitsgrad (d. f.) eingegangen werden muß.

Die von TOMCZAK (1970) angegebenen Amplituden der $8,3 \cdot 10^{-2}$ cph-Frequenz für das Gebiet zwischen Cap Barbas und Cap Blanc liegen für die einzelnen Komponenten durchweg um 5 bis 10 cm s^{-1} höher. Diese Werte wurden für den Schelfkantenbereich ermittelt. Daß unsere Werte für das Schelfgebiet geringer sind, liegt daran, daß ein beträchtlicher Teil der Energie der halbtägigen internen Gezeitenwellen an der Schelfkante durch das Instabilwerden in Turbulenzenergie übergeht. Die Ursache ist die durch die Schelfkante begünstigte

Gezeitenstromellipsen der M_2 ($f = 8,3 \cdot 10^{-2}$ cph),
Position: $20^{\circ}55'N$, $17^{\circ}25'W$ Frequenzband: $(7,8-t < 8,6) \cdot 10^{-2}$ [cph]

1973 DS II

1973 DS I

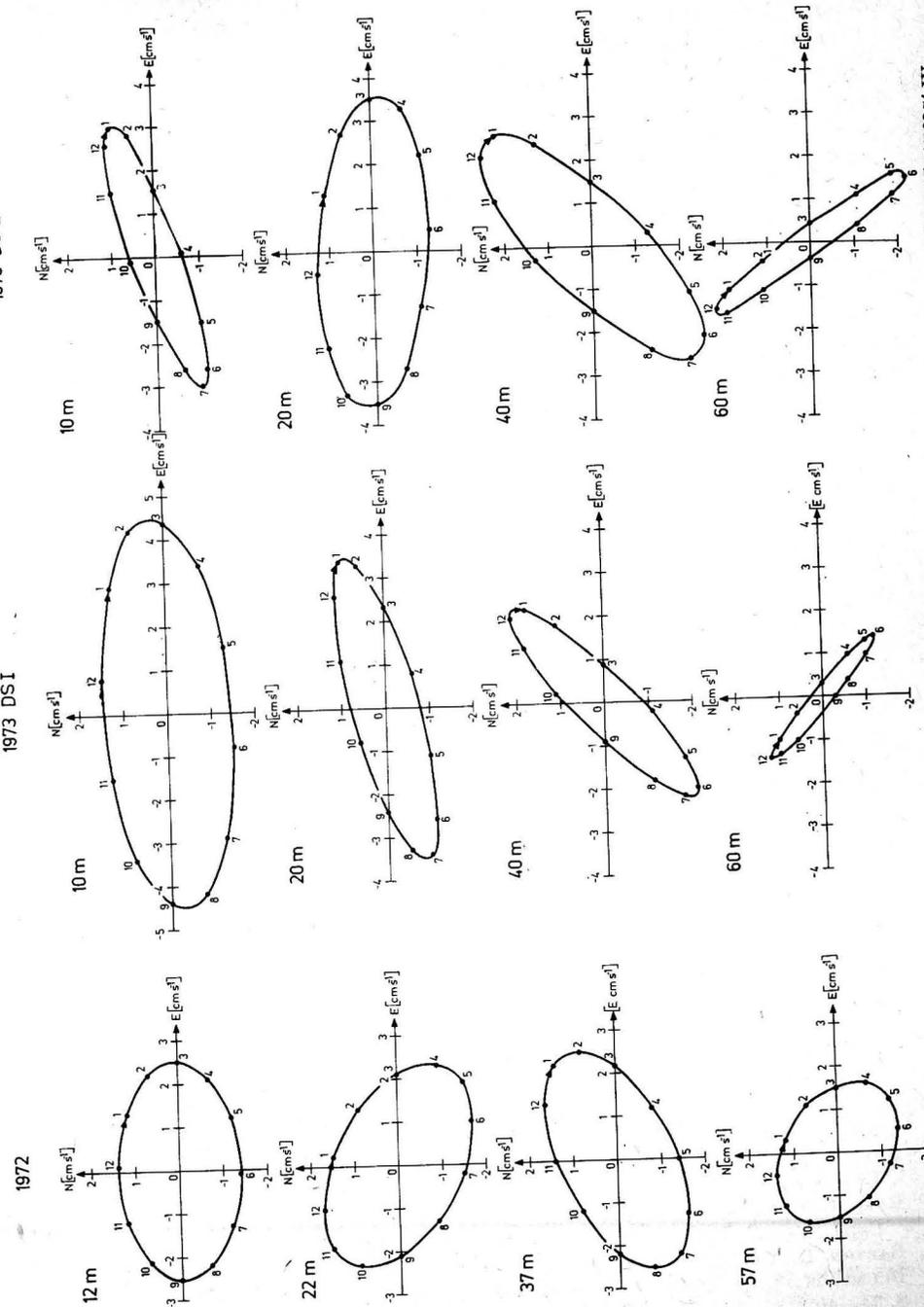


Abb. 11. Die Gezeitenstromellipsen der M_2 an der Dauerstation auf dem Schelf vor Cap Blanc, $20^{\circ}55'N$, $17^{\circ}25'W$

interne Brandung. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit langer interner Wellen 1. Ordnung schätzte MITTELSTAEDT (1972) im Untersuchungsgebiet nach einer Gleichung von KRAUSS (1966) bei Wellenlängen um 13 km auf ungefähr $0,3 \text{ m s}^{-1}$. Die Fortpflanzungsrichtung dieser internen Wellen mit der Periode um 12 Stunden ist vorwiegend küstensenkrecht, so daß die Wellenkämme küstenparallel verlaufen. Für die küstensenkrechte, auftriebswichtige Zirkulation sind solche Schwingungen von grundlegender Bedeutung, da sie in diesem Rhythmus den Auftriebsprozeß merklich beeinflussen.

Der Verfasser dankt Herrn Dr. R. SCHEMAINDA und Herrn Dipl.-Met. G. WOLF für die freundliche Unterstützung seiner Arbeit. Herrn Dr. H. U. LASS sei hier für viele nützliche Gespräche gedankt. Der Autor fand in Herrn Dipl.-Ing. K. WULF bei der numerisch-statistischen Meßdatenaufbereitung eine große Hilfe. Die sorgfältigen graphischen Darstellungen wurden von Ing.-Kart. K. H. RADTKE und Kart. H. E. MULSOW ausgeführt.

4. Symbolverzeichnis

J	= Zirkulation	t	= Zeit
J_y	= Zirkulation in der x - z -Ebene	ζ	= Absolutwirbel
v	= $iu + jv + kw$ = Geschwindigkeitsvektor	η	= Wasserstands anomalie
r	= $ix + jy + kz$ = Ortsvektor	P	= Druck
∇	= $i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$ = Nablaoperator	ρ	= Dichte des Wassers
$\vec{\omega}$	= $i\omega_x + j\omega_y + k\omega_z$ = Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation	ρ_a	= Dichte der Luft
\vec{V}_h	= $iU + jV$ = horizontaler Windvektor	α	= spezifisches Volumen
\Re	= komplexe Reibung	g	= Erdbeschleunigung
\mathfrak{P}	= Potential	τ_{ik}	= Schubspannungstensor
F	= Fläche	f^*, f	= Coriolisparameter
		φ	= geographische Breite
		λ	= geographische Länge
		C	= empirische Konstante
		D_o	= vertikale EKMANTIEFE
		D_h	= horizontale EKMANTIEFE

4. Literatur

- ALLEN, J. S., Upwelling and coastal jets in a continuously stratified ocean. *J. Phys. Oceanogr.* **3** (1973) S. 245–257.
- AURASS, H., Spektrale Methoden zur Untersuchung geophysikalischer Zeitreihen. Dissertation, Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik (1973) 156 S.
- Autorenkollektiv, Gerätebeschreibung und Bedienungsanleitung für den Strömungsmesser LSK 801.1. Unveröff. Ber., Inst. f. Meereskunde, Warnemünde (1969) 17 S.
- BANG, N. D., Characteristics of an intense ocean frontal system in the upwell regime west of Cape Town. *Tellus* **25** (1973) S. 256–265.
- BARTON, D., Upwelling events during JOINT-1. *CUEA Newsletter* **3** (1974) S. 21–27.
- BLUMSACK, S. L., The transverse circulation near a coast. *J. Phys. Oceanogr.* **2** (1972) S. 34–40.

- CHARNEY, J. G., The generation of ocean currents by wind. *J. Mar. Res.* **14** (1955) S. 477 bis 498.
- COLLINS, C. A. und J. G. PATULLO, Ocean currents above the continental shelf off Oregon as measured with a single array of current meters. *J. Mar. Res.* **28** (1970) S. 51–68.
- DEFANT, A., Das Kaltwasserauftriebsgebiet vor der Küste Südwestafrikas. *Länderk. Studien*, Festschrift W. KREBS, Stuttgart (1936) S. 52–66.
- DEFANT, A., Windstau und Auftrieb an ozeanischen Küsten. *Arch. Meteor. Geophys. Biokl.*, Serie A, **4** (1951) S. 296–308.
- DEFANT, A., Über interne Wellen, besonders solche mit Gezeitencharakter. *Dtsch. Hydrogr. Zeitschr.* **5** (1952) S. 231–245.
- DEFANT, A. und F. DEFANT, *Physikalische Dynamik der Atmosphäre*. Akademische Verlagsgesellschaft Frankfurt am Main (1958) 527 S.
- EKMAN, W., Über Horizontalzirkulation bei winderzeugten Meeresströmungen. *Ark. Math., Astron. och Physik*, **17** (1923) 74 S.
- ERTEL, H., Allgemeine Theorie der Turbulenzreibung und des „Austausches“. *Sitz.-Ber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. Berlin, Phys.-Math. Klasse* 1932, S. 436–445.
- GILL, A. E. und A. J. CLARKE, Wind-induced upwelling, coastal currents and sea-level changes. *Deep-Sea Res.* **21** (1974) S. 325–345.
- HAGEN, E., Der Doppelereffekt bei der Trägheitsfrequenz in Geschwindigkeitsspektren des küstennahen Kaltwasserauftriebsgebietes auf dem Schelf vor Cap Blanc. *Gerl. Beitr. zur Geophys.* **84** (1975) S. 431–436.
- HAGEN, E., Ein einfaches Schema der Entwicklung von Kaltwasserauftriebszellen vor der nordwestafrikanischen Küste. *Beitr. zur Meereskunde H.* **33** (1974a) S. 115–125.
- HAGEN, E., Einige Ergebnisse der 1971 im Kaltwasserauftriebsgebiet vor Cap Blanc durchgeführten Strömungsmessungen. *Beitr. zur Meereskunde H.* **33** (1974b) S. 127–133.
- HELM, R., Drei neue Strömungsmeßgeräte des Instituts für Meereskunde. *Beitr. zur Meereskunde H.* **2/3** (1961) S. 33–41.
- HIDAKA, K., A contribution to the theory of upwelling and coastal currents. *Transact. Americ. Geophys. Union* **35** (1974) S. 431–444.
- HURLBURT, H. E., The influence of coastline geometry and bottom topography on the eastern ocean circulation. Dissertation, Florida State University, Tallahassee, 1974, 103 S.
- HURLBURT, H. E. und J. D. THOMPSON, Coastal upwelling on a β -plane. *J. Phys. Oceanogr.* **3** (1973) S. 16–32.
- HUYER, A. und J. G. PUTTULO, A comparison between wind and current observations over the continental shelf off Oregon, summer 1969. *J. Geophys. Res.* **77** (1972) S. 3215–3220.
- JONES, P. G. W., The variability of oceanographic observations of the coast of north-west Africa. *Deep-Sea Res.* **19** (1972) S. 405–431.
- JOHNSON, A. und J. J. O'BRIEN, A study of an Oregon Sea Breeze Event. *J. Applied Meteor.* **12** (1973) S. 1267–1283.
- KRAUSS, W., *Methoden und Ergebnisse der theoretischen Ozeanographie*. Band 2 – Interne Wellen. Berlin – Nikolasssee (1966) 248 S.
- MCNIDER, R. T. und J. J. O'BRIEN, A multi-layer transient model of coastal upwelling. *J. Phys. Oceanogr.* **3** (1973) S. 258–273.
- MITTELSTAEDT, E., Der hydrographische Aufbau und die zeitliche Variabilität der Schichtung und Strömung im nordwestafrikanischen Auftriebsgebiet im Frühjahr 1968. „Meteor“ *Forsch.-Ergebn. A*, **11** (1972) S. 1–57.
- MITTELSTAEDT, E. und K. P. KOLTERMANN, On the currents over the shelf off Cap Blanc in the Northwest African upwelling area. *Dtsch. Hydrogr. Z.* **26** (1973) S. 193–215.
- MOOERS, C. N. K., The interaction of an internal tide with the frontal zone of a coastal upwelling region. Dissertation, Oregon State University, Corvallis, 1970, 480 S.
- MOOERS, C. N. K. und J. S. ALLEN, Final report of the CUEA theoretical workshop, summer 1973. School of Oceanography, Oregon State University, Corvallis, 1973.

- MÜLLER, G., Über den Einsatz der Flachwasser-Bojenstation „Schelf 73“. Seewirtschaft, 9 (1974) S. 563–565.
- O'BRIEN, J. J. und H. E. HURLBURT, A numerical model of coastal upwelling. J. Phys. Oceanogr. 2 (1972) S. 14–26.
- O'BRIEN, J. J. und R. D. PILLSBURY, A note on rotary wind spectrum in a seabreeze regime. J. Applied Meteor. (1973 eingesandt, im Druck) 10 S.
- ROSSIGNOL, M. und M. T. ABOUSSOUAN, Hydrologie Marine Cotiere de la Presqu'île du Cap Vert. ORSTOM (1965) 156 S. Centre Oceanographique de Dakar-Thiaroye.
- SCHEMAINDA, R., D. NEHRING und S. SCHULZ, Ozeanologische Untersuchungen zum Produktionspotential der nordwestafrikanischen Wasserauftriebsregion 1970–1973. Geod. Geoph. Veröff. R. IV (im Druck), (1975).
- SHAFFER, G., A theory of time-dependent upwelling induced by a spacially- and temporally-varying wind with emphasis on the effects of a seabreeze – landbreeze cycle. Kieler Meeresforsch. 2 (1972) S. 139–161.
- SVERDRUP, H. U., On the process of upwelling. J. Mar. Res. 1 (1938) S. 155–164.
- TAIRA, K., Wave particle velocities measured with a Doppler Current Meter. J. Oceanogr. Society of Japan, 27 (1971) S. 218–232.
- TOMCZAK, M., Schwankung von Schichtung und Strömung im westafrikanischen Auftriebsgebiet während der „Deutschen Nordatlantischen Expedition“ 1937. „Meteor“-Forsch.-Ergebn. A, 7 (1970) S. 1–100.
- TOMCZAK, M., An investigation into the occurrence and development of cold water patches in the upwelling region of N.W. Africa. „Meteor“ Forsch.-Ergebn. A, 13 (1973) S. 1–42.
- THOMPSON, J. D. und J. J. O'BRIEN, Time-dependent coastal upwelling. J. Phys. Oceanogr. 3 (1973) S. 33–46.
- THOMPSON, J. D., The coastal upwelling cycle on a beta-plane: hydrodynamics and thermodynamics. Technical Report, Mesoscale Air – Sea Interaction Group Florida State University, Tallahassee 1974, 141 S.
- WILSON, B. W., Note on surface wind stress over at low and high wind speeds. J. Geophys. Res., 65 (1960) S. 3377–3382.

Abschluß der Arbeit: 27. 9. 1974

Anschrift des Verfassers:

Dr. E. HAGEN

Institut für Meereskunde der Akademie der Wissenschaften der DDR
DDR-253 Rostock-Warnemünde

Untersuchungen über den Nährstoff- und Spurenmetalleintrag durch Saharastaub im nordwestafrikanischen Wasserauftriebsgebiet

Von DIETWART NEHRING

Seit 1970 führt das Forschungsschiff „Alexander von Humboldt“ des Instituts für Meereskunde in Rostock-Warnemünde ozeanologische Untersuchungen im nordwestafrikanischen Wasserauftriebsgebiet durch (SCHEMAINDA, NEHRING, SCHULZ, 1975). Bei den Arbeiten im Februar/März 1973 gingen größere Mengen rötlich-gelben Saharastaubs auf das Schiff nieder. Besonders intensiv war der Staubfall im Seegebiet zwischen Cap Vert und Cap Blanc. So hatten sich beispielsweise am 5./6. März 1973, als Untersuchungen auf den Standardstationen 862–868 (Seegebiet vor Nouakchott; vgl. NEHRING, SCHEMAINDA, SCHULZ, 1975) durchgeführt wurden, etwa 9,6 g Staub pro m² innerhalb von 16 Stunden auf dem offenen Vordeck der „Alexander von Humboldt“ angesammelt, was einem atmosphärischen Fallout von 0,6 g/m² · h entspricht. Während dieser Zeit herrschten schwache Winde von 2–5 m/s aus nördlichen bis nordöstlichen Richtungen vor.

Der Niederschlag größerer Mengen rötlich-gelben Staubes ist in den der Sahara vorgelagerten Seegebieten keine Seltenheit. Nach 30jährigen Schiffsbeobachtungen beträgt die durchschnittliche Anzahl der Staubtage 17 pro Jahr (zit. nach LETTAU, 1939). Davon entfallen 9 auf die Monate Januar bis März. Im Oktober und November wurden überhaupt keine Staubtage registriert, was in mittelbarem Zusammenhang mit der tropischen Regenzeit steht.

Nach dem Handbuch der Westküste Afrikas (Deutsches Hydrographisches Institut, 1960) kommen stärkere Staubfälle über See normalerweise in den Monaten Dezember bis März sowie Mai bis September vor. Mit 3–4 Tagen pro Monat erreichen sie in der Zeit von Januar bis März ihre größte Häufigkeit. Im August werden im Durchschnitt 2 Tage, in den übrigen Monaten 1 Tag mit Staubfällen beobachtet. Außer den Monaten Oktober und November bleibt auch der April fast immer staubfrei.

Verantwortlich für den Staubtransport über See sind ablandige, sehr trockene Winde, die auch Harmattan genannt werden. Sie befördern den Wüstenstaub — vor allem in großer Höhe — bis weit auf den Ozean hinaus. An Bord des Forschungsschiffes „Meteor“ wurden beispielsweise am 17. April 1969 auf 30° W, unmittelbar nördlich des Äquators, große Staubablagerungen beobachtet

(JAENICKE, JUNGE, KANTER, 1971). Die Staubteilchen hatten für die mehr als 2700 km lange Strecke 4–5 Tage benötigt. Jahreszeitlich gesehen, befinden sich diese Beobachtungen nicht in Übereinstimmung mit den oben nach dem Seehandbuch zitierten Angaben.

Proben des Anfang März 1973 auf der „Alexander von Humboldt“ gesammelten Saharastaubs wurden nach Rückkehr von der Reise auf ihren Gehalt an löslichen Mikronährstoffen untersucht¹⁾. Zur Bestimmung des löslichen Phosphatanteils wurden 100 mg mit 100 ml nährstofffreiem Meerwasser (pH 8,0–8,4) bzw. doppelt destilliertem Wasser (pH 6–6,5) extrahiert. Bei der Behandlung mit verdünnter Schwefelsäure (pH 2–3) wurden nur 20 mg Saharastaub mit 100 ml Lösungsmittel versetzt. Die Extraktionszeiten lagen zwischen 0,25 Stunden bis 4 Monaten. Bei kurzer Einwirkung wurden die Proben auf einer Schüttelmaschine extrahiert, während bei einer Zeitdauer über 6 Stunden nur gelegentlich umgeschüttelt wurde und die Aufbewahrung im Dunkeln erfolgte. Die abzentrifugierten Lösungen wurden nach der in der Meeresforschung üblichen Methodik analysiert²⁾. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tab. 1 zusammengefaßt.

Neben der Phosphatbestimmung wurden Saharastaubproben auch auf ihren Gehalt an löslichen anorganischen Stickstoffverbindungen untersucht.²⁾ Als Extraktionsmittel für Nitrat-, Nitrit- und Ammoniumstickstoff diente Meerwasser (pH 8,0–8,4), wobei jeweils 100 mg mit 100 ml Substrat versetzt und

Tabelle 1
Lösliches Phosphat im Saharastaub in Abhängigkeit vom Extraktionsmittel und von der Extraktionszeit

Dauer der Extraktion (Stunden)	Meerwasser	Aqua dest.	verd. H ₂ SO ₄
	pH 8,0–8,4	pH 6–6,5	pH 2–3
	(µg-at. PO ₄ -P/g Saharastaub)		
0,25	—	—	10,4
0,5	—	—	10,9
1	0,50	0,84	11,4
3	0,63	0,94	11,8
6	0,64	0,94	—
12	0,56	0,93	—
(Tage)			
2	0,68	1,20	—
4	0,87	1,27	—
7	0,85	1,27	—
14	1,25	1,15	—
34	1,45	1,55	—
57	1,56	1,58	—
123	1,59	1,60	—

¹⁾ Für die sorgfältige Durchführung technischer Arbeiten bin ich Herrn A. WILDE zu Dank verpflichtet.

²⁾ Die verwendeten Analysenverfahren sind ausführlich bei SCHEMAINDA, SCHULZ, NEHRING (1972) zitiert.

Tabelle 2

Lösliche anorganische Stickstoffverbindungen im Saharastaub
(Extraktionsmittel: Meerwasser;
Extraktionszeit: 0,25 Stunden)

	µg-at./g Saharastaub
NO ₃ -N	3,16
NO ₂ -N	0,00
NH ₄ -N	5,20

von Hand 0,25 Stunden geschüttelt wurden. Die Tabelle 2 enthält die Ergebnisse dieser Untersuchungen.

Die Löslichkeit des im Saharastaub vorhandenen Phosphats wird in starkem Maße vom pH-Wert des Extraktionsmittels bestimmt (Tab. 1). Sie ist am geringsten im schwach alkalischen pH-Bereich des Meerwassers. Im schwach sauren Milieu, wie es im destillierten Wasser vorliegt, gehen bei kurzen Extraktionszeiten zunächst etwas größere Phosphatmengen in Lösung, bis nach etwa 2 Monaten Gleichstand erreicht ist. Nach dieser Extraktionszeit scheint sowohl im schwach alkalischen als auch im schwach sauren pH-Bereich kein lösliches Phosphat mehr vorhanden zu sein. Erst beim Aufschluß mit verdünnter Schwefelsäure geht eine weitere Phosphatfraktion in Lösung. Unter diesen Bedingungen erreicht der Gehalt an löslichem Phosphat bereits nach kurzer Zeit 10fach höhere Werte als bei der Extraktion mit Meerwasser oder Aqua dest.

In den untersuchten Staubproben waren auch erhebliche Mengen an Nitrat- und Ammoniumstickstoff vorhanden (Tab. 2). Nitritstickstoff ließ sich dagegen analytisch nicht nachweisen.

Ogleich der untersuchte Saharastaub deutlich nachweisbare Mengen an löslichen Mikronährstoffen enthielt, beeinflusst er, wie eine grobe Abschätzung zeigt, den Nährstoffkreislauf des nordwestafrikanischen Wasserauftriebsgebietes nur in geringem Maße. Legt man entsprechend den Beobachtungen einen atmosphärischen Fallout von 0,144 g/dm² · d (dm² entsprechend µg-at./dm³) zugrunde, so werden dem nordwestafrikanischen Wasserauftriebsgebiet damit etwa 0,084 µg-at. PO₄-P/dm², 0,455 µg-at. NO₃-N/dm² und 0,749 µg-at. NH₄-N/dm² pro Staubtag zugeführt. Gemessen am Nährstoffreichtum des Auftriebswassers fallen diese Konzentrationen kaum ins Gewicht, zumal wenn man bedenkt, daß sie sich über eine große Wassersäule verteilen und intensiver Staubfall nur gelegentlich beobachtet wird. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß der Wüstenstaub durch lösliche Kieselsäureverbindungen oder durch metallische Spurenelemente den chemisch-biologischen Stoffkreislauf im nordwestafrikanischen Wasserauftriebsgebiet maßgeblich beeinflusst. Während zum Silikatproblem keine Untersuchungen durchgeführt wurden, ergaben orientierende Vorversuche, daß die bearbeitete Staubprobe erhebliche Mengen löslicher Schwer-

Tabelle 3
 Lösliche metallische Spurenelemente im Saharastaub
 in Abhängigkeit vom Lösungsmittel ($\mu\text{g/g}$ Saharastaub)

	Saurer Aufschluß	Meerwasser	Deionisiertes Wasser
Zn	748	270	n.n.
Cd	—	0,82	0,05
Pb	161,6	17,0	4,9
Cu	86,2	8,0	n.n.

n. n. = nicht nachweisbar

metallverbindungen enthielt.³⁾ Wie Tab. 3 zeigt, wurden nicht nur beim Aufschluß mit konzentrierten Säuren ($\text{HNO}_3:\text{HClO}_4 = 2:1$), sondern auch bei 4-stündiger Extraktion mit Meerwasser deutlich nachweisbare Zink-, Kadmium-, Blei- und Kupfermengen gelöst, während die Löslichkeit in deionisiertem Wasser viel geringer war und teilweise unter der Nachweisgrenze lag. Die relativ große Menge metallischer Spurenelemente, die durch das Meerwasser aus dem Saharastaub herausgelöst wird, ist möglicherweise eine der Ursachen für das gehemmte Wachstum des Phytoplanktons, das in den Monaten Dezember bis März in der Cap Blanc-Region beobachtet wurde (SCHEMAINDA, NEHRING, SCHULZ, 1975; NEHRING, SCHEMAINDA, SCHULZ, 1975) und mit der Zeit des intensivsten Staubfalls zusammenfällt.

Literatur

- Deutsches Hydrographisches Institut: Handbuch der Westküste Afrikas. I. Teil. Von Cabo Espartal bis Calabar River. Hamburg 1960.
- JAENICKE, R., C. JUNGE und H. J. KANTER, Messungen der Aerosolgrößenverteilung über dem Atlantik. „Meteor“ Forsch.-Ergebnisse Reihe B, No 7 (1971) 1–54.
- LETTAU, H., Kern- und Staubgehalt der Bodenluft und die atmosphärische Schwächung der Sonnenstrahlung über Afrika und den angrenzenden Meeren. Gerlands Beitr. Geoph. 56 (1939) 103–137.
- NEHRING, D., R. SCHEMAINDA und S. SCHULZ, Beiträge der DDR zur Erforschung der küstennahen Wasserauftriebsprozesse im Ostteil des nördlichen Zentralatlantiks. Teil Vb: Das ozeanographische Beobachtungsmaterial des Reiseabschnitts vom 4. 2. bis 18. 4. 1973. Geod. Geoph. Veröff. R. IV H. 15 (1975) 52 S.
- SCHEMAINDA, R., D. NEHRING, und S. SCHULZ, Ozeanologische Untersuchungen zum Produktionspotential der nordwestafrikanischen Wasserauftriebsregion 1970–1973. Geod. Geoph. Veröff. R IV (1976, im Druck).
- SCHEMAINDA, R., S. SCHULZ und D. NEHRING, Beiträge der DDR zur Erforschung der küstennahen Wasserauftriebsprozesse im Ostteil des nördlichen Zentralatlantiks. Teil I: Das ozeanographische Beobachtungsmaterial der Meßfahrt 1970. Geod. Geoph. Veröff. R. IV, H. 7. (1972) 57 S.

Anschrift des Verfassers:

Dr. D. NEHRING
 Institut für Meereskunde der AdW der DDR
 DDR-253 Rostock-Warnemünde

³⁾ Herrn Dr. L. BRÜGMANN möchte ich auch an dieser Stelle für die inversvoltametrische Bestimmung der metallischen Spurenelemente danken.

Gedanken zur Expansion der Erde

Von GÜNTHER SAGER

Zusammenfassung: Es werden die wichtigsten, aus sehr unterschiedlichen Vorstellungen und Fachdisziplinen resultierenden Argumente für eine Expansion der Erde zusammengestellt. Die sich daraus für die jüngere Vergangenheit der Erdgeschichte ergebenden linearen Ausgleichungen vermögen nur bedingt zu befriedigen und lassen relative Widersprüche offen.

Es wird gezeigt, daß selbst bei physikalisch orientierten Autoren die beiden Fundamentalforderungen zum Dichteverlauf im Erdinneren nicht immer erfüllt sind, wozu Beispiele gegeben werden. Aus verschiedenen Vorschlägen zur Dichteverteilung wird eine den verlangten Kriterien angepaßte Kombination gegeben, die jedoch nicht definitiv determiniert werden kann.

Für Abschätzungen des Trägheitsmoments und der Tageslänge in der geologischen Vergangenheit wird vereinfacht als Modell ein lineares Gefälle der Dichte angenommen, für das konkrete Relationen der Dichte zum Trägheitsmoment und Radius anderer Zeitalter möglich werden.

Für die bisher ausschließlich aus der umstrittenen Gezeitenreibung erklärte Retardation der Erdumdrehung tritt damit eine weitere Begründung hinzu. Sie wird anhand des Modells auf eine anfänglich pankontinentale Erde extrapoliert, wobei der astronomisch noch un sicher belegte Zuwachs der Tageslänge präzisiert und parabolisch angesetzt wird.

Im Ergebnis erscheinen Relationen zwischen dem Alter der Erde und der Größe sowie Änderung des zugehörigen Erdradius, die eine Abschätzung des Anteils der Expansion der Erde an der Änderung der Rotationsenergie gestatten. Abschließend werden die Verhältnisse von Land- und Wasserflächen unter dem Aspekt einer expandierenden Erde angedeutet.

Einleitung

Wenn man die Verteilung von Meeren und Kontinenten auf unserem Planeten betrachtet, so gehört nicht allzu viel Phantasie dazu, die Umrisse verschiedener, gegenüberliegender Küsten wie ein Puzzlespiel aneinanderzufügen. Das glückt noch besser, wenn man zu den heutigen Konturen der Kontinente mit ihren 149 · 10⁶ km² Fläche noch die Schelfgebiete mit weniger als 200 m Wassertiefe schlägt, die 28 · 10⁶ km² ausmachen und eine Fortsetzung der Festlandsflächen darstellen, ehe der Kontinentalsockel in den Kontinentalabhang übergeht.

Es war praktisch eine Frage der Existenz ausreichend genauer Erdkarten und der Phantasie eines agilen Geistes, um die Vorstellung eines ehemaligen Zu-

sammenhangs von Kontinenten zu entwickeln. Bereits um 1620 hat der englische Philosoph BACON (1561–1626) diesen Gedanken geäußert, den der Franzose PLACET 1668 näher umriß. Es dauerte jedoch rund zwei Jahrhunderte, ehe ANTONIO SNIDER begründet zur gleichen Auffassung gelangte. Er war zu der Feststellung gekommen, daß Pflanzenabdrücke in Steinkohlenlagern Amerikas und Europas, deren Alter wir heute auf reichlich $300 \cdot 10^6$ Jahre veranschlagen müssen, auf eine Reihe gleicher Arten schließen lassen. 1855 veröffentlichte er eine Karte, auf der Nordamerika mit Europa und Nordwestafrika sowie des weiteren Südamerika mit dem übrigen Westrand Afrikas zusammengedrückt erschienen. Seine Ideen wurden als utopisch abgetan, weil sie das Vorstellungsvermögen seiner Zeitgenossen überstiegen.

Im Grunde genommen erging es WEGENER und dem Amerikaner TAYLOR nicht wesentlich besser, als sie unabhängig voneinander auf Grund geophysikalischer, geologischer und geographischer Überlegungen um 1910 zu dem Gedanken driftender Kontinente gekommen waren. Als WEGENER um diese Zeit vor dem Berliner Geographentag seine kühnen Ideen zu einem Vortragsthema verdichtete, hatte sein Fachkollege PENCK bereits Gegenstimmung mit dem Satz gemacht, daß man die sensationelle Sitzung nicht versäumen sollte, in der „nicht nur Eisenbahnwaggons, sondern ganze Kontinente verschoben würden!“ Obwohl DU TOIT ab 1927 weitere Argumente für den Driftgedanken aus Südafrika und Südamerika und ab 1939 auch für Nordamerika, Grönland und die dem Atlantik zugewandten Teile Europas beisteuern konnte, blieb die Idee umstritten.

Erst die großartigen Entdeckungen der Meeresgeologie und neue Methoden der marinen Geophysik haben die Entstehung von ozeanischer Kruste an den zentralozeanischen Rücken erkennen lassen und in der jüngsten Zeit die Idee der Kontinentalverschiebung in ein neues Licht gerückt. Für den Nordatlantik liegt uns heute ein bereits relativ vollständiges Bild der Ausweitung des Meeresbodens beiderseits des Mittelatlantischen Rückens bis zu den Kontinentalrändern vor, für das etwa $180 \cdot 10^6$ Jahre erforderlich waren. Die Entwicklung dieser Kenntnisse ist inzwischen weltweit im Gange und vom Verfasser 1972 allgemeinverständlich dargestellt worden, so daß darauf verwiesen werden kann.

Neben der Theorie der Kontinentalverschiebung, die sich einem in der Erdgeschichte relativ jungen Vorgang zuwendet und nur Teile der Küstenkonturen der Erde zusammenfügt, hat es auch nicht an Bemühungen gefehlt, diese Methode konsequent auf alle Festländer auszudehnen. HILGENBERG hat 1933 den Versuch gemacht, alle Kontinente zusammenzufügen und möglichst lückenlos auf einem Globus kleineren Umfangs unterzubringen. Er neigt zu der Ansicht, daß sich die Ozeanbecken erst durch eine Expansion der Erde gebildet haben. Die aus solchen Gedankenexperimenten entstandene und bald von namhaften Wissenschaftlern verfochtene Expansionstheorie der Erde stieß sofort auf den Widerstand von Anhängern der verschiedenen Kontraktionstheorien, deren Basis nach Vorgesandten von DESCARTES vor einem Jahrhundert gelegt und von bekannten Vertretern wie SÜSS und STILLE mehrfach variiert wurde.

Der Grundgedanke der Kontraktionstheorie liegt in einer Schrumpfung der Erde durch allmähliche Abkühlung im Laufe einiger Jahrmilliarden und damit ständigem Wärmeverlust an den Weltraum. Da der Wärmehaushalt der Erde quantitativ nicht bekannt ist, suchen die jüngeren Anhänger der Kontraktionstheorie nach anderen Ursachen, bei denen gern atomare Vorgänge herangezogen werden. Es ist kurios zu sehen, wie beide Forschergruppen den mannigfaltigen Erscheinungen in der Entwicklung der Erde zu Leibe rücken und in einigen Fällen tatsächlich auf beiderlei Art zu Interpretationen des Geschehens gelangen, ohne daß man bei dem jetzigen Stand des Wissens eine Deutung verwerfen müßte.

Vorstellungen zu einer Expansion der Erde

Die Anhänger der neueren Expansionstheorie gingen anfangs von der Annahme aus, daß die durch radioaktiven Zerfall produzierte Wärme die in den Weltraum abgeführten Beträge überträte. Da jedoch der Gehalt an radioaktiven Substanzen mit der Entfernung von der Erdoberfläche offenbar abnimmt, käme nach dieser Ansicht hauptsächlich die Erdkruste für eine Ausdehnung in Betracht, womit von vornherein nur eine sehr begrenzte Expansion zu erwarten wäre. Der Ungar EGYED glaubt, zwei denkbare Ursachen für eine Ausdehnung der Erde heranziehen zu können. Mit dem nach dem Inneren der Erde außerordentlich anwachsenden Druck soll das Material der einzelnen Erdschalen zunehmend homogener werden und in unterschiedlichen Hochdruckphasen existieren. Diese sog. Hochdruckmodifikationen haben bei gleicher chemischer Zusammensetzung unterschiedliche Dichten und andere physikalische Eigenschaften. Im Kern nimmt EGYED eine instabile Ultrahochdruckphase an, durch die ein permanenter Abbau der inneren Substanzen zu niederen Modifikationen mit geringerer Dichte stattfindet, der sich in einer vom Erdzentrum zur Kruste fortschreitenden Expansion auswirkt. Dieser Auffassung hat man experimentell ein Stück nachspüren können und bei Drücken und Temperaturen, wie sie in etwa 35 km Tiefe unter den Kontinenten herrschen — ca. 10000 Atmosphären und bis 700°C — Metamorphosen von Gesteinen erreicht. Weitere Einsichten hängen davon ab, inwieweit es gelingt, die Laborbedingungen den Verhältnissen in größeren Erdtiefen anzupassen.

Die zweite, sehr umstrittene Ursache knüpft an die Hypothese des englischen Physikers DIRAC (1937) an, der die Gravitationskonstante aus Überlegungen zur allgemeinen Relativitätstheorie als nicht konstant, sondern vielmehr umgekehrt proportional dem Alter des Weltalls ansah. Um diese Vermutung hat es heiße Debatten bedeutender Wissenschaftler gegeben, weil sie in eine Reihe kosmischer Prozesse hineinspielt. Trotz aller Argumente pro und contra, über diese flexible Auffassung hat man bis heute keine theoretische Entscheidung treffen können. Vielleicht bringt das Laserexperiment von Apollo 18 mit Präzisionsmessungen der Distanz Mond-Erde hier Aufschluß. Wenn sich der Mond schneller als durch die Gezeiteneinflüsse bedingt — nämlich etwa 5 m im Jahrhundert —

von der Erde entfernt, könnte dies ein Beweis für eine allgemein abnehmende Gravitationskraft sein. In diesem Fall muß sich die Dichte der Himmelskörper laufend verringern und zur Vergrößerung ihrer Radien führen.

Noch ein Gesichtspunkt sei hier erwähnt. Es hat bei der Vielzahl der Ansichten zur Expansion der Erde auch nicht der Gedanke gefehlt, daß die Erde durch extraterrestrische Bruchstücke im Laufe der Zeit an Masse und Radius zugenommen habe. Man rechnet im Mittel mit einem täglichen Zuwachs der Erdmasse durch Meteoritenfall von etwa 1000 Tonnen, der im einzelnen sehr streut. Nimmt man demnach pro Jahr $4 \cdot 10^{11}$ g Zuwachs an, so erhält man bei durchschnittlicher Konstanz des Betrages in $3 \cdot 10^9$ Jahren rund 10^{21} g, was gegenüber der Erdmasse von $5,977 \cdot 10^{27}$ g kaum ins Gewicht fällt. Das ändert sich auch nicht, wenn man einen 10fach größeren Meteoritenfall ansetzt. Somit kann dieser Gedanke außer acht gelassen werden.

Die Ideen der Expansionstheorie sind in breitere Kreise getragen worden, als der Publizist und Naturforscher HABER 1965 sein mit Elan geschriebenes Buch „Unser blauer Planet“ herausgebracht hat. Er stützt sich dabei von allen Argumenten für die These ausschließlich auf den Gedanken DIRACS, also gerade der bisher am wenigsten beweiskräftigen Annahme, die jedoch zur Vorstellung HILGENBERGS von einer pankontinentalen Urerde führen soll. Der übereilte Schluß HABERS und weiterer Forscher, mit der Erdexpansion mühelos die Kontinentaldrift erklären zu wollen, ist inzwischen durch die Theorie des „Sea floor spreading“ bzw. die Plattentektonik gänzlich überholt, wobei überraschend ist, daß sich ein Vorgang, für den HABER und andere Jahrmilliarden ansetzten, im wesentlichen in reichlich 200 Millionen Jahren abgespielt hat, was auf eine immer noch immense Aktivität unseres Planeten hindeutet. Kein Wunder, daß die Expansionstheorie nach diesen jüngsten Erkenntnissen wieder in Zweifel gezogen wird, was vielleicht weniger der Fall gewesen wäre, wenn HABER sie nicht so einseitig begründet hätte.

Zum Glück haben andere Forscher die Abnahme der Gravitation als mögliche Ursache an die letzten Stellen gerückt, so daß noch eine Reihe von Fakten zu diskutieren bleiben, die für eine allmähliche Expansion der Erde sprechen. Es ist das Verdienst von CREER und EGYED, diese Aspekte zusammengestellt zu haben, von denen die wichtigsten jetzt umrissen werden sollen.

Argumente für die Expansion der Erde

Im folgenden seien die aus verschiedenen Aspekten hergeleiteten wichtigsten Argumente für eine Expansion der Erde zusammengestellt.

a) Lage früher Faltengebirgszüge

Die ältesten noch erkennbaren Systeme von Faltengebirgszügen der einzelnen Kontinente datieren auf Grund von etwa 700 Altersbestimmungen aus der Zeit zwischen 3,3 bis etwa 2 Milliarden Jahre vor der Gegenwart und bil-

den das Superior Regime. Trotz der Zusammensetzung aus zahlreichen Einzelzügen verschiedenen Alters und teilweiser Unterbrechung lassen sich relativ einheitliche Strukturen über Entfernungen von 2000 km verfolgen wie in Afrika, Nordamerika und dem chinesisch-koreanischen Schild. In ihrem gegenwärtigen Verlauf zeigen diese Faltengebirgszüge nur räumliche Relationen zueinander, wenn sie auf demselben Kontinent liegen. Die Situation ändert sich völlig, wenn man die einst zu Gondwanaland gehörenden Kontinente resp. ihre Teile in die frühere Lage bringt und damit Fortsetzungen der einzelnen Züge erreicht, wie es DEARNLEY (1965) getan hat.

In dem zeitlich folgenden Abschnitt des viel weniger prägnant entwickelten Hudsonian Regime hat man trotz der Steigerung der Altersbestimmungen um weitere 1000 nur begrenzte Entwicklungen und Zusammenhänge erkennen können, die zu globalen Aussagen nicht reichen. Günstiger steht es wiederum mit dem vor $1,1 \cdot 10^9$ Jahren einsetzenden und bis zur Gegenwart reichenden Grenville Regime, das sich in aufeinander folgenden Perioden der Aktivität in den Zonen krustaler Instabilität abzeichnet. Auch hier kommt DEARNLEY zu passenden Streichrichtungen für die zusammengefügte Festländer.

Aus hypothetischen Annahmen über die vor allem von VENING MEINESZ vertretene Vorstellung von Konvektionsströmen im Erdmantel hat DEARNLEY für das Superior Regime eine äquatoriale Symmetrie der Gebirgsketten vor $2,75 \cdot 10^9$ a erzielt, wenn ein Erdradius von 4400 km angenommen wird, wobei dann Australien und die Antarktis in den Pazifik gerückt werden müssen. Für das frühe Grenville Regime ist ebenfalls von Überlegungen zu einer Symmetrie ausgegangen worden, wobei für die Zeit von $0,75 \cdot 10^9$ a ein Erdradius von etwa 6000 km als adäquat angesehen wurde.

b) Paläogeographische Karten

Unter der Annahme einer über bestimmte Epochen konstanten oder wenigstens quasikonstanten Wassermenge in den Ozeanen bietet die Verbreitung mariner Sedimente in aufeinander folgenden geologischen Zeiträumen seit dem Kambrium Anhaltspunkte für eine Veränderung des Erdradius. Von kürzerperiodischen Schwankungen abgesehen, müssen bei expandierender Erde zunehmend weniger Landflächen vom Ozean überflutet gewesen sein, im Falle einer Schrumpfung wäre es umgekehrt gewesen. Die Aufgabe, diejenigen Landflächen zu bestimmen, die in bestimmten Epochen vom Meer überflutet waren, ist schwierig. Wenn nämlich die Sedimente nach dem Rückzug der Wassermassen von zerstörenden Kräften abgetragen worden sind, wird die Methode unbrauchbar. Paläogeographische Landkarten sind also nur begrenzt zuverlässig, lassen aber dennoch deutlich die Tendenz einer Verkleinerung der mit Wasser bedeckten Kontinentalflächen erkennen. Für die Werte der Vergrößerung des Erdradius erhält man den Bereich von $\frac{1}{4}$ bis — nach neueren Anschauungen — $\frac{2}{3}$ mm pro Jahr. Sollten die Vermutun-

gen einer geringen Zunahme der Menge des Meerwassers auf unserem Planeten im Laufe seiner Entwicklung zutreffen, so würde die Aussagekraft der paläogeographischen Methode erhöht.

c) Anwachsstreifen fossiler Korallen

An einigen fossilen Korallenfunden aus dem Devon konnte WELLS 1963 jährliche und tägliche Anwachsringe ausmachen, die 1965 von SCRUTTON bei anderen Arten auch nach Monaten identifiziert werden konnten. Das Auszählen der etwa 1/20 mm dicken „Tagesringe“ zwischen den jährlichen Verdickungen und Verdünnungen des Durchmessers lieferte je nach Alter etwa 385 bis 410 Tage pro Jahr. Bei offenbar berechtigter Annahme einer konstanten Jahreslänge ergibt das eine Tageslänge von 22 bis 23 Stunden. Eine solche Reduzierung bedingt eine entsprechend schnellere Erdrotation, die nur möglich ist, wenn das Trägheitsmoment der Erde ein anderes gewesen ist, worauf später noch näher eingegangen wird. Da in das Trägheitsmoment die jeweilige Dichte der Erdkugelschalen eingeht und die fünfte Potenz ihrer Radien auftritt, kann man den Befund an fossilen Korallen näherungsweise auf einen damals kleineren Erdradius zurückführen. Eine Unsicherheit liegt dabei in dem Dichteverlauf im Erdinneren, der uns für die heutige Erde schon Schwierigkeiten bereitet und für frühere Epochen noch weniger gesicherte Annahmen abverlangt. Diese Dichteverteilung wird uns noch im einzelnen beschäftigen müssen.

d) Paläomagnetische Bestimmungen

Gesteine der Erdkruste, in denen bis zu einigen Volumenprozent magnetischer Mineralien enthalten sein können, verhalten sich in 20 bis 30 km Tiefe wegen der dort herrschenden Temperaturen unmagnetisch. Sie nehmen aber den Magnetismus des relativ schwachen Erdfelds an, wenn sie in weniger heiße Schichten gelangen und unter den jeweiligen CURIE-Punkt abkühlen, der etwa zwischen 525 und 650 °C liegt. In einigen Gesteinen kann dieser Magnetismus über Jahrtausende gespeichert bleiben und damit zu Aussagen über die einstige Lage der Kontinente herangezogen werden. Voraussetzung ist dabei, daß das Gestein seither relativ zu seiner Umgebung in Ruhe geblieben ist und keine neuerliche Erwärmung über den CURIE-Punkt erfahren hat. Nimmt man von zwei ausgewählten Punkten eines Kontinentalblocks an, daß ihr sphärischer Abstand unverändert geblieben ist bzw. schätzt man den Einfluß von Faltungsprozessen dabei ab, so kann man aus der Inklination der magnetischen Mineralien Rückschlüsse auf die Erdkrümmung ziehen. Der in den Gesteinen konservierte Magnetismus erlaubt Aussagen über die Lage der magnetischen Pole zur Zeit der Gesteinsentstehung und damit annähert die Position der geographischen Pole. Man hat den Paläomagnetismus permischer Gesteine desselben Kontinentalblocks aus Sibirien und Westeuropa bestimmt, die 5000 km voneinander entfernt sind. Durch die gleichzeitige Wanderung der Kontinente und die Bewegung der magnetischen Pole

liegen Unsicherheiten in der Methode. Dennoch erscheint aus verschiedenen Beobachtungen unverkennbar eine Tendenz zu geringeren Erdradien in der Vergangenheit.

Abschätzungen des Zuwachses im Erdradius

Nach dieser Überschau der ganz verschiedenen Methoden soll nun versucht werden, zu ungefähren Aussagen über die Rate der Expansion in der jüngeren Erdentwicklung zu kommen und dann die Folgerungen kritisch zu werten. 1967 hat CREER eine kleine Anzahl einigermaßen verlässlich erscheinender Angaben zusammengestellt, die hier z. T. übernommen und zu Ausgleichszwecken benutzt werden. In Tab. 1 sind 10 Zuordnungen zwischen Erdradius r in Kilometern und Erdalter t in Jahren vor der Gegenwart — d. h. negativ gerechnet — gegeben, die in Abb. 1 als Wertepaare eingetragen sind. Dazu sind lineare

$$r = a_0 + a_1 t$$

mit

$$a_0 = \frac{[r][t^2] - [rt][t]}{n[t^2] - [t]^2}, \quad a_1 = \frac{n[rt] - [r][t]}{n[t^2] - [t]^2}$$

vorgenommen worden, wobei die Klammern das Summenzeichen repräsentieren. Die untere Ausgleichsgerade in Abb. 1 erfaßt alle 10 Angaben, ohne den einzig gesicherten Wert des Radius der Gegenwart, wobei die Punkte (1) trotz der großen zeitlichen Distanz und (10) trotz der Ungenauigkeit der zugrundeliegenden Methode benutzt worden sind. Diese Gerade würde einen Jetztzeitradius nach $r = 6465 + 729 \cdot 10^{-9} t$ liefern, der um fast 100 km zu groß wäre. Damit könnte der diese Verteilung wesentlich beeinflussende Punkt (1) in Zweifel gezogen werden, was später noch durch andere Erwägungen gestützt zu werden scheint, jedoch in ein anderes Licht gerät, wenn man die angenommene Linearität aufgibt, wie noch gezeigt werden wird.

Ein besseres Resultat liefert offenbar die obere Gerade $r = 6293 + 319 \cdot 10^{-9} t$, in der Punkt (1) fortgelassen und die Gegenwart einbezogen wurde. Hier ergibt die Ausgleichsgerade einen zu kleinen Gegenwartsradius, jedoch sinkt die als linear betrachtete jährliche Zunahme des Radius von 0,73 auf 0,32 mm. Bei der mittleren Geraden ist schließlich noch der unsicher scheinende Punkt (10) eliminiert worden, was auf $r = 6357 + 411 \cdot 10^{-9} t$ und damit einen nahezu richtigen momentanen Radius führt, wozu eine lineare Expansion von 0,41 mm/a gehört. Im einzelnen sieht man jedoch, wie empfindlich das viel zu kleine Wertekollektiv auf das Fortlassen einzelner Werte reagiert, und man muß sich hüten, den Geraden generell und besonders außerhalb des wertemäßig belegten Bereichs eine zu große Bedeutung beizumessen. So reicht ein schwach gesicherter, aber keineswegs widerspruchsfreier Aussagebereich 600 bis höchstens 750 Millionen Jahre in die erdgeschichtliche Vergangenheit zurück.

Neben den hier aufgeführten Werten gibt es auch extreme Vorstellungen. HILGENBERG publizierte 1965 sechs Modellgloben seit dem Karbon und plädiert für eine überaus schnelle Expansion seit dieser Zeit. Dabei hätte sich die

Tabelle 1
Anhaltspunkte für die Expansion der Erde (nach CREER)

Kriteriengruppe	Bezeichnung und Verfasser	Bildpunkt	Altersbestimmung 10 ⁹ Jahre	Ange-nommener Erdradius r* km	Mittlere Dichte $\bar{\rho}^*$ gcm ⁻³	Lineare Expansion mm/a
Anordnung kambrischer Faltgebirgszüge Paläogeographische Karten	frühkambrisch, DEARNLEY	1	2,75	4400	16,7	0,72
	spätkambrisch, DEARNLEY	2	0,75	6000	6,61	0,49
	TERMIER und TERMIER	3	0,6	6230	5,90	0,23
	STRAHOV	4	0,6	6130	6,19	0,40
	TERMIER und TERMIER	5	0,5	6210	5,96	0,32
	STRAHOV	6	0,5	6040	6,48	0,66
	devonisch, WELLS	7	0,375	6130	6,19	0,64
	unterkarbonisch, SCRUTTON	8	0,29	6200	5,99	0,59
	permische Gesteine	9	0,25	~6310	5,68	0,24
	permische Gesteine	10	0,25	~6000	~6,61	1,48
Anwachsstreifen fossiler Korallen Paläomagnetismus in Gesteinen						

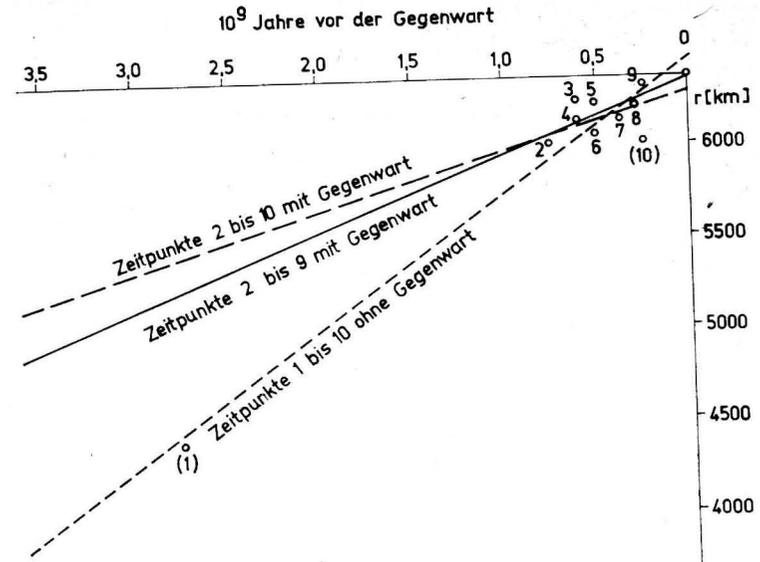


Abb. 1. Lineare Ausgleichung von Befunden aus Tabelle 1

Erdoberfläche reichlich verdoppelt, der durchschnittliche Zuwachs des Erdradius seit dem Kambrium 4,2 mm/a betragen und würde gegenwärtig bereits auf 16 mm/a geklettert sein, wenn man die von ihm ohne Begründung gegebene Exponentialfunktion für den Zuwachs zugrundelegt. Dieser Auffassung schließen sich nur noch VAN HILTEN (1965) weitgehend und CAREY (1958) entfernt an.

Von der physikalischen und chemischen Seite her hat EDER (1965) versucht, dem Problem näherzukommen. Er bringt die Rotationsenergie der Erde ins Spiel, berücksichtigt jedoch nicht die Variabilität des Trägheitsmoments und kommt über die noch zu erläuternden Annahmen der Gezeitenreibungsverluste zu Werten der Zunahme um 0,7 mm/a, die jedoch äußerst suszeptibel auf die Unsicherheiten des letztgenannten Faktors reagieren. Im zweiten Anlauf schätzt EDER die Umwandlung irdischer Substanzen durch radioaktiven Zerfall ab, wobei ebenfalls recht hypothetische Annahmen gemacht werden müssen, die nahezu auf denselben Zuwachskoeffizienten führen. Auf jeden Fall sind seine Überlegungen eine Bereicherung der Methoden zur Ermittlung der Erdexpansion.

Physikalische Bedingungen zur Dichteverteilung der Erde

Nimmt man an, daß die Masse der Erde praktisch konstant geblieben ist, so kann man die frühere mittlere Dichte $\bar{\rho}^*$ bestimmen, die den in der Tab. 1 angegebenen Radien r^* entsprochen haben muß. Die aus

$$\bar{\rho}^* = \left(\frac{r}{r^*}\right)^3 \bar{\rho} = \left(\frac{6370}{r^*}\right)^3 \cdot 5,52$$

bestimmten Werte sind in der vorletzten Spalte der Tab. 1 hinzugefügt worden. Es erhebt sich je nach dem Grad der Expansion die Frage, ob eine so errechnete mittlere Dichte jemals existiert haben kann, wofür sich bisher nur sehr wenige Forscher ausgesprochen haben. Dieses Problem ist deshalb so schwierig, weil man nicht einmal für die Gegenwart die Dichteverteilung innerhalb der Erde kennt. Man weiß lediglich durch den Verlauf von Erdbeben- und Explosionswellen, daß Dichtesprünge den Erdkörper in den 2900 km dicken Mantel, den 2220 km starken äußeren Kern und den inneren Kern mit einem Radius von 1250 km scheiden.

1925 hat WIECHERT Mittelwerte der Dichte für einen zweigeteilten Mantel und den Kern gegeben. Eine Unterteilung in Erdschalen von jeweils 500 km Dicke hat ROCHE versucht, von dem auch eine Formel für die numerische Abschätzung der Dichte auf parabolischer Basis stammt, die jedoch die typischen Sprünge der Dichte nicht berücksichtigt. Neuere Dichteverteilungskurven findet man u. a. bei BULLEN (1953), in dem genannten Buch von HABER (1965) sowie in der „Enzyklopädie Natur“ (1971). Leider sind nicht alle diese Kurven akzeptabel, weil dabei im Gegensatz zu WIECHERT, der es mit nur 3 Kugelschalen noch einfach hatte, zwei fundamentale Forderungen an solche Verteilungskurven oft nicht erfüllt sind, die nun behandelt werden müssen.

Denkt man sich die Erde in n konzentrische Kugelschalen untergliedert, so muß die Gesamtmasse der Summe der Teilmassen entsprechen, also

$$\bar{\rho}V = \sum_1^{n-i} \bar{\rho}_i \Delta V_i$$

sein, wobei

$$\Delta V_i = V_i - V_{i+1} = \frac{4}{3} \pi (r_i^3 - r_{i+1}^3)$$

bzw.

$$\Delta V_i = \frac{4}{3} \pi (r_i^2 + r_i r_{i+1} + r_{i+1}^2) (r_i - r_{i+1})$$

ist. Bei äquidistanter Teilung wird $r_i - r_{i+1} = \Delta r$ und die Bedingung lautet

$$\bar{\rho} = \frac{\Delta r}{r^3} \sum_1^{n-i} \bar{\rho}_i (r_i^2 + r_i r_{i+1} + r_{i+1}^2).$$

Von den genannten Verteilungen genügt nur diejenige von WIECHERT mit heute als überholt geltenden Beträgen dieser Bedingung und liefert $\bar{\rho} = 5,52 \text{ g cm}^{-3}$ gegenüber 5,64 bei BULLEN, 5,76 bei HABER und 5,60 in „Natur“, wobei die Kontrolle durch Unterteilung in 20 Kugelschalen vorgenommen wurde, so daß $r = 318,5 \text{ km}$ ist.

Neben dieser notwendigen, aber nicht hinreichenden Bedingung gibt es eine zweite aus dem Begriff des Drehimpulses rotierender Körper, der als

$$D = \omega I$$

definiert ist, wenn ω die Winkelgeschwindigkeit und I das Trägheitsmoment für die Rotationsachse bedeutet, das als

$$I = \sum_1^{n-i} r_i^2 \Delta m$$

bekannt ist. Für eine homogene Vollkugel erhält man aus der Summe der axialen Trägheitsmomente für das polare Moment

$$I = \frac{2}{3} \int_0^r r^2 dm$$

und mit $dm = 4\pi \rho r^2 dr$ als Volumenelement einer Kugelschale

$$I = \frac{8}{3} \pi \int_0^r \rho r^4 dr = \frac{8\pi}{15} \rho r^5.$$

Für den Aufbau aus Kugelschalen folgt damit

$$I = \frac{8\pi}{15} \sum_1^{n-i} \bar{\rho}_i (r_i^5 - r_{i+1}^5)$$

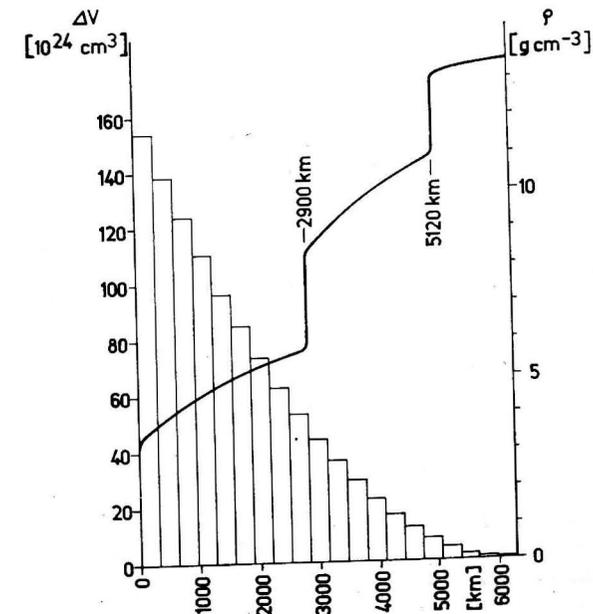


Abb. 2. Kombinierte Darstellung der Dichte der Erde und des Volumens der Kugelschalen

und bei gleicher Schalendicke $r_i - r_{i+1} = \Delta r$

$$I = \frac{8\pi}{15} \Delta r^5 \sum_1^{n=i} \bar{\rho}_i [(n+1-i)^5 - (n-i)^5].$$

Auch diese Bedingung, die das dem internationalen Ellipsoid angepaßte Trägheitsmoment der Erde als $I = 8,113 \cdot 10^{44} \text{ g cm}^2$ nach Berechnungen von JUNG (1948) liefern muß, ist in den genannten Beispielen wiederum nur bei WIECHERT erfüllt worden. Es darf also festgestellt werden, daß bei vorgelegten Dichteverteilungen die freilich etwas umständlichen notwendigen Bedingungen der schalenmäßigen Zusammensetzung von Masse und Trägheitsmoment geprüft werden müssen, ehe man sie in den Bereich des Möglichen rückt. Hinreichend sind die Bedingungen leider nicht, wie schon die überalterten Werte von WIECHERT zeigen.

Es gibt also die Möglichkeit abweichender Darstellungen trotz Erfüllung der genannten Bedingungen. Dennoch ist im folgenden eine Synthese aus den Kurven bei HABER und in „Natur“ unternommen worden, wobei von HABER annähernd die Dichtewerte im äußeren Kern und von „Natur“ im Mantel und inneren Kern herangezogen und mit den obigen Kriterien in Einklang gebracht wurden, wobei die Zerlegung in 20 Erdschalen deshalb gewählt wurde, um die Sprungstellen bei 2900 und 5120 km Tiefe in der Nähe der Trennlinie zweier Schalen zu haben.

Die so angesetzte Dichteverteilung, die nicht zutreffend zu sein braucht, sich aber den modernen Vorstellungen weitgehend nähert, ist in Abb. 2 dargestellt, wo auch die Volumina der Schalen eingetragen sind, während Abb. 3 die zugehörigen Massen zeigt, die bei 2900 km Tiefe nach dieser Dichteverteilung einen

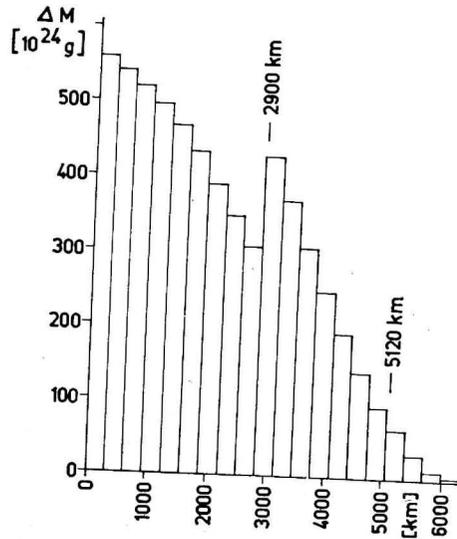


Abb. 3. Massen der Kugelschalen der Erde

Tabelle 2
Charakteristische Daten einer modifizierten Dichteverteilung der Erde

Kugel- schale Nr.	Bereich	Äußerer Radius 10^5 cm	Obere Tiefe 10^5 cm	Mittlere Dichte g cm^{-3}	Schalen- Mittel g cm^{-3}	Volumen 10^{24} cm^3	Masse 10^{24} g	Masse %	Trägheitsmoment 10^{41} g cm^2	Trägheitsmoment %
1		6370,0	0	3,6		154,420	555,93		1431,12	
2		6051,5	318,5	3,9		138,991	542,06		1256,11	
3		5733,0	637,0	4,2		124,374	522,31		1083,34	
4		5414,5	955,5	4,5		110,570	497,63		917,56	
5		5096,0	1274,0	4,8	4,51	97,578	468,41	68,09	762,32	88,86
6	Mantel	4777,5	1592,5	5,1		85,399	435,59		620,63	
7		4459,0	1911,0	5,3		74,030	392,37		484,60	
8		4140,5	2229,0	5,5		63,474	349,14		369,99	
9		3822,0	2548,0	5,7		53,729	306,31		274,52	
10		3503,5	2866,5	9,6		44,797	429,99		322,11	
11		3185,0	3185,0	10,1		36,677	370,49		227,13	
12		2866,5	3503,5	10,5		29,368	308,32		151,53	
13	Äußerer Kern	2548,0	3822,0	10,9	10,45	22,872	249,35	15,84	95,53	11,05
14		2229,5	4140,5	11,3		17,136	194,25		56,06	
15		1911,0	4459,0	11,6		12,315	142,89		29,63	
16		1592,5	4777,5	11,8		8,256	97,39		13,61	
17		1274,0	5096,0	13,2		5,007	66,04		5,66	
18	Innerer Kern	955,5	5414,5	13,3	13,25	2,572	34,15	1,92	1,54	0,09
19		637,0	5733,0	13,4		0,947	12,67		0,23	
20		318,5	6051,5	13,5		0,135	1,87		0,01	
Σ						1083,10 ¹⁵	5977,10 ²⁴		8103,10 ⁴¹	

Sprung markieren, der dagegen bei 5120 km für die Unterteilung in 20 Kugelschalen nicht in Erscheinung tritt. In der Tab. 2 sind dazu die numerischen Werte auch für die partiellen Trägheitsmomente gegeben, die ebenfalls einen Sprung zwischen Mantel und äußerem Kern aufweisen. Außerdem enthält die Tabelle neben mittleren Dichten die prozentualen Anteile von Volumen, Masse und Trägheitsmoment für die drei charakteristischen Bereiche, wobei jedesmal der minimale Anteil des inneren Kerns auffällt und die große Rolle des Mantels hervortritt.

Folgerungen aus einem elementaren Modell

Sind die Daten der Tab. 2 schon mit Vorbehalten zu nehmen, so trifft das erst recht bei Vorstellungen über den Schalenbau der Erde in der Vergangenheit zu. Für derartige Betrachtungen ist eine Unterteilung in eine größere Anzahl von Kugelschalen bisher praktisch ohne Basis. Vereinfacht kann man den Dichteverlauf für Mantel sowie äußeren und inneren Kern als jeweils linear annähern und erhält aus $\varrho = p - qr$ und speziell $\varrho_a = p - qr_a$ und $\varrho_i = p - qr_i$ dann

$$p = \frac{\varrho_i r_a - \varrho_a r_i}{r_a - r_i} \quad \text{und} \quad q = \frac{\varrho_i - \varrho_a}{r_a - r_i},$$

wenn a und i als Indizes für die Werte am Außen- bzw. Innenrand jeder Schale dienen. Es folgt dann für eine Schale

$$\bar{\varrho} = \frac{\varrho_i r_a - \varrho_a r_i - (\varrho_i - \varrho_a) r}{r_a - r_i}.$$

Die zugehörige Masse einer Kugelschale folgt aus

$$M_K = \int_{r_i}^{r_a} \varrho dV = \frac{4\pi}{r_a - r_i} \int_{r_i}^{r_a} [(\varrho_i r_a - \varrho_a r_i) r^2 - (\varrho_i - \varrho_a) r^3] dr$$

zu

$$M_K = \frac{\pi}{3(r_a - r_i)} [4(\varrho_i r_a - \varrho_a r_i) (r_a^3 - r_i^3) - 3(\varrho_i - \varrho_a) (r_a^4 - r_i^4)].$$

Unter der Annahme einer Massenkonstanz muß die Summe der Massen der Kugelschalen gleich der Gesamtmasse der Erde werden, d. h. die Bestimmung von p und q bzw. ϱ_a und ϱ_i muß so erfolgen, daß diese Bedingung erfüllt ist. Für das Trägheitsmoment erhält man für jede Schale

$$I_K = \frac{8}{3} \pi \int_{r_i}^{r_a} \varrho r^4 dr = \frac{8\pi}{15(r_a - r_i)} \int_{r_i}^{r_a} [(\varrho_i r_a - \varrho_a r_i) r^4 - (\varrho_i - \varrho_a) r^5] dr,$$

also

$$I_K = \frac{4\pi}{45(r_a - r_i)} [6(\varrho_i r_a - \varrho_a r_i) (r_a^5 - r_i^5) - 5(\varrho_i - \varrho_a) (r_a^6 - r_i^6)].$$

Für die Summe der I_K muß dann das Gesamtträgheitsmoment der Erde erscheinen. Das wird jedoch im allgemeinen nicht der Fall sein, weil die erste Bedingung allein auf vielerlei Art erfüllbar ist. Bei 3 Kugelschalen hat man bereits 3 Werte für die Dichte der Schalen zur Verfügung, wenn man von dem charakteristischen Aufbau ausgeht.

Will man nun Vermutungen über die Vergangenheit anstellen, so treten zu den dann veränderten Dichtewerten auch noch andere Werte der Radien der Kugelschalen auf, und zwar 2 bei vorgegebenem Gesamtradius der Erde, wobei man nicht weiß, in welchen Tiefen damals die Sprünge der Dichte aufgetreten sind. Die Möglichkeiten des Variierens werden also derart groß, daß man keinen Fixpunkt mehr hat. Da beim gegenwärtigen Stand unseres Wissens noch keine Annahmen für eine approximative Festlegung der Schalenradien in früheren Epochen getroffen werden können, bleibt als Ausweg nur der Verzicht auf eine Schaleneinteilung und die Annahme eines einheitlich linearen Dichtegefälles für die ganze Erde, der jetzt verfolgt werden soll.

Im Sonderfall $r_i = 0$ erhält man für den Dichteverlauf

$$\varrho = \frac{\varrho_i r_a - (\varrho_i - \varrho_a) r}{r_a},$$

für die Masse

$$M = \frac{\pi}{3} (\varrho_i + 3\varrho_a) r_a^3$$

und für das Trägheitsmoment

$$I = \frac{4\pi}{45} (\varrho_i + 5\varrho_a) r_a^5.$$

Da andererseits die Masse $M = \frac{4}{3} \pi \bar{\varrho} r_a^3$ ist, hat man die Dichterelation

$$4\bar{\varrho} = \varrho_i + 3\varrho_a,$$

womit man das Trägheitsmoment als

$$I = \frac{8\pi}{45} (2\bar{\varrho} + \varrho_a) r_a^5$$

schreiben kann.

Bei festgehaltenem ϱ_a läßt dieser Modellfall eine Bestimmung von ϱ_i und $\bar{\varrho}$ oder umgekehrt zu. Läßt man für die weiteren Abschätzungen den Index a fort, so folgen aus den beiden letzten Ausdrücken als Bestimmungsgleichungen für ϱ_a und ϱ_i

$$\varrho_a = \frac{45I}{8\pi r^5} - 2\bar{\varrho}, \quad \varrho_i = 10\bar{\varrho} - \frac{135I}{8\pi r^5}$$

als eindeutige Zuordnung für den Ersatzfall. Mit $r = 6,370 \cdot 10^8$ cm, $\bar{\varrho} = 5,52$ g cm⁻³ und $I = 8,113 \cdot 10^{44}$ g cm² erhält man $\varrho_a = 2,81$ g cm⁻³ und

$\rho_i = 13,65 \text{ g cm}^{-3}$ als Werte für die Gegenwart. Den Radius früherer oder späterer Zeiten kann man bei konstanter Masse und unveränderlicher Gravitation als

$$r^* = r \sqrt[3]{\frac{\bar{\rho}}{\rho_i^*}}$$

ermitteln.

Mit wechselndem $\bar{\rho}^*$ kann man auf Grund der bei konstanter Masse geltenden Beziehung $\rho_i = 4\bar{\rho} - 3\rho_a$ für ein festes ρ_a zunächst die ρ_i bestimmen und hat dann alle hypothetischen Dichtewerte. Über die Kombination $\rho_i + 5\rho_a$ und r^* läßt sich sodann das veränderte Trägheitsmoment I^* für unser Modell berechnen. Schließlich liefert die Erhaltung des Drehimpulses $D^* = D$ über $\omega^* I^* = \omega I$ als Relation der Tageslängen T und T^*

$$T^* = \frac{I^*}{I} T.$$

In Tab. 3 sind die Werte $\bar{\rho}^*$, ρ_i^* , $\bar{\rho}/\bar{\rho}^*$, r^* , I^* und T^* zusammengestellt, wobei aufschlußreich ist, daß die Relation zwischen dem jeweiligen Radius r^* und der zugehörigen Tageslänge T^* über längere Zeiträume quasilinear ist, wie es Abb. 4 zeigt. Genauer betrachtet, wird die Abnahme der Tageslänge über gleiche Differenzbeträge der Radien um so kleiner, je geringer die Radien werden.

Tabelle 3

Charakteristische Daten einer Modellerde in Abhängigkeit von der Dichte

ρ_a g cm ⁻³	$\bar{\rho}^*$ g cm ⁻³	ρ_i^* g cm ⁻³	$\bar{\rho}/\bar{\rho}^*$	r^* km	I^* 10 ⁴⁴ g cm ²	T^* h
2,81 konstant	9,5	29,57	0,58105	5316	5,17	15,29
	9,0	27,57	0,61333	5412	5,40	15,97
	8,5	25,57	0,64941	5516	5,65	16,72
	8,0	23,57	0,69000	5629	5,94	17,56
	7,5	21,57	0,73600	5751	6,26	18,51
	7,0	19,57	0,78857	5885	6,63	19,60
	6,5	17,57	0,84923	6032	7,06	20,86
	6,0	15,57	0,92000	6195	7,55	22,33
	2,81	5,52	13,65	1	6370	8,11
konstant	5,5	13,57	1,00364	6378	8,14	24,07
	5,0	11,57	1,10400	6584	8,85	26,18
	4,5	9,57	1,22667	6819	9,72	28,77
	4,0	7,57	1,38000	7092	10,83	32,04
	3,5	5,57	1,57714	7415	12,28	36,33
	3,0	3,57	1,84000	7806	14,26	42,18
2,81	2,81	2,81	1,96441	7978	15,22	45,01

Die Tabelle wurde nach größeren r^* bis zur Grenze der Dichtestufen geführt und nach kleineren r^* bis $\bar{\rho}^* \approx 9 \text{ g cm}^{-3}$, um die von einigen Forschern (HALM 1935) als möglich erachtete mittlere Dichte von $9,13 \text{ g cm}^{-3}$ vor 4,5 Mrd. Jahren einzubeziehen. Mit wachsendem r^* liegt die Grenze mathematisch bei einer homogenen Vollkugel mit $\rho_a^* = \rho_i^* = \bar{\rho}^*$ und führt im Modell auf $r^* = 7978 \text{ km}$. Dieser Grenzfall kann geophysikalisch nicht eingestellt werden, da ein Dichtegefälle von innen nach außen bestehen bleiben muß. Es erhebt sich daher die Frage, welchen Mindestwert man für diesen Dichtegradienten bestehen lassen müßte. Als Vergleich können vielleicht die heute vermuteten Werte für den Mantel sowie äußeren und inneren Kern mit resp. 0,9, 1,2 und $0,3 \text{ g cm}^{-3}/1000 \text{ km}$ dienen. Nimmt man den schwächsten Gradienten $0,3 \text{ g cm}^{-3}/1000 \text{ km}$, so läßt sich die mittlere Dichte über

$$\frac{\rho_i^* - \rho_a}{r^*} = \frac{4\bar{\rho}^* - 4\rho_a}{r^*} = \frac{0,3 \text{ g cm}^{-3}}{1000 \text{ km}}$$

bestimmen, wobei $\rho_a = 2,81 \text{ g cm}^{-3}$ bleiben soll. Dieser für das Modell bestimmte Wert von ρ_a braucht nicht als bedenklich gegenüber der Natur genommen zu werden, da die Gleichung für den zugehörigen Radius r^* relativ unempfindlich gegenüber Schwankungen von ρ_a ist. Aus der Gleichung 4. Grades

$$4(\bar{\rho}^* - \rho_a) = \frac{0,3 \text{ g cm}^{-3}}{1000 \text{ km}} \cdot r \sqrt[3]{\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}^*}}$$

bestimmt man $\bar{\rho}^* = 3,373 \text{ g cm}^{-3}$ und analog Tab. 3 weiter $\rho_i^* = 5,062 \text{ g cm}^{-3}$, $\rho_i^*/\bar{\rho}^* = 1,63653$, $r^* = 7507 \text{ km}$, $I^* = 12,72 \cdot 10^{44} \text{ g cm}^2$ und $T^* = 37,63 \text{ h}$.

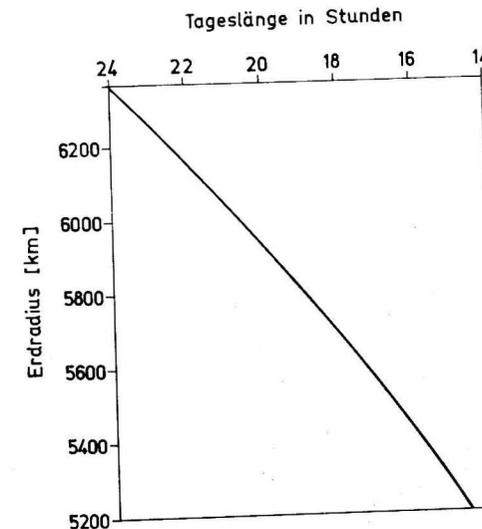


Abb. 4. Relation zwischen der Tageslänge und dem Erdradius

Unter den fingierten Voraussetzungen müßte die Expansion unseres Erdmodells bei einem Radius von reichlich 7500 km aufhören. Der Tag wäre dann reichlich die Hälfte länger als heute. Bei diesen Betrachtungen ist jedoch die fernere Wechselwirkung zwischen Erde und Mond außer acht gelassen worden.

Die Werte des Modellbeispiels in Tab. 3 sind für \bar{q}^* äquidistant gegeben. Damit kann man Zwischenwerte aus einer relativ einfachen quadratischen Interpolation gewinnen, wozu drei Ausgangswerte von \bar{q}^* erforderlich sind. Bezeichnet z eine der von \bar{q}^* abhängigen Größen, so gilt genähert für einen Abstand von 0,5 Einheiten

$$z = z_2 + (z_3 - z_1) \Delta \bar{q}^* + 2(z_1 - 2z_2 + z_3) \Delta \bar{q}^{*2},$$

wenn $\Delta \bar{q}^* = \bar{q}^* - \bar{q}_2^*$ ist. Mit $z = r^*$ folgt bei $\bar{q}^* = 3,373 \text{ g cm}^{-3}$ bzw. $\Delta \bar{q}^* = -0,127 \text{ g cm}^{-3}$ für den Radius 7508 statt 7507 km und für die Tageslänge 37,64 statt 37,63 h. Umgekehrt kann man bei gegebenem z die quadratische Interpolationsgleichung benutzen, um daraus $\Delta \bar{q}^*$ zu ermitteln und danach wieder auf dem direkten Weg einen anderen Parameter zu bestimmen. Ist beispielsweise $r^* = 6130 \text{ km}$ (vgl. Tab. 1), so erhält man mit $z_1 = 6378$, $z_2 = 6195$ und $z_3 = 6032 \text{ km}$ zunächst $6130 = 6195 - 346 \Delta \bar{q}^* + 40 \Delta \bar{q}^{*2}$ bzw. $\Delta \bar{q}^{*2} - 8,65 \Delta \bar{q}^* + 1,625 = 0$. Als Lösung folgt $\Delta \bar{q}^* = 0,1921$ und $\bar{q}^* = 6,1921$. Will man die dem Modell zugeordnete Tageslänge, so liefert die Formel direkt 21,73 h, wozu eine Anzahl von 403 Tagen bei einem unverändert langen Jahr gehört, wie es die devonischen Korallen ergaben (Punkt 7 in Tab. 1 bzw. Abb. 1).

Ozeanische Einflüsse auf die Erdrotation

So anschaulich die Wachstumsringe der fossilen Korallen auch sind, hat es doch gerade hier anfangs eine ganz andere Interpretation der Verlangsamung der Erdrotation gegeben. Durch die Beobachtung von Mond, Sonne und Planeten sowie die Veränderung der Sichtbarkeitszonen von Finsternissen seit dem Altertum war man zu der Erkenntnis gekommen, daß sich die Tageslänge gegenwärtig um etwa 0,002 sec im Jahrhundert vergrößert. Rechnet man diesen Betrag linear auf $375 \cdot 10^6$ Jahre vor der Gegenwart zurück, so erhält man als damalige Tageslänge etwa 21,9 h in relativ guter Übereinstimmung mit dem oben gewonnenen Resultat. Da diese säkulare Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit schon länger bekannt ist, hat man sich über mögliche Ursachen Gedanken gemacht (Lord KELVIN, DARWIN d. J. und FERREL). 1919 hat TAYLOR im Verlauf theoretischer Arbeiten über die Gezeiten in der Irischen See Angaben zu den Reibungsverlusten gemacht. Die den Gezeiten durch die kosmisch bedingten gezeitenerzeugenden Differenzkräfte erteilte kinetische Energie wird zu einem Teil von der Reibung aufgezehrt, der die Gezeitenströme namentlich am Boden der Schelfmeere ausgesetzt sind. Nachdem TAYLOR für die Irische See einen relativ hohen Betrag genannt hatte, machte sich JEFEREYS an die Arbeit, um Reibungsverluste der Gezeiten für eine Anzahl von flachen Meeren abzuschätzen (1920). Er ging dabei von den Verhältnissen bei Springzeit aus und erhielt mit

$2,2 \cdot 10^9 \text{ kW}$ ziemlich hohe Beträge, so daß man glaubte, nach der Reduktion auf mittlere Verhältnisse mit dem Faktor 0,5 die Retardation der Umdrehung der Erde weitgehend erklären zu können. Da um jene Zeit viel zu wenig über die Stärke der Gezeitenströme in der Tiefe bekannt war, blieb diesen Schätzungen ein recht breiter Spielraum. So überrascht es auch nicht, daß HEISKANEN (1921) zu Werten gelangte, die mit $1,9 \cdot 10^9 \text{ kW}$ als mittlerer Betrag abwichen. Eine neuere Schätzung von GROVES und MUNK (1959) kommt auf $3,2 \cdot 10^9 \text{ kW}$ als lunaren und $1,0 \cdot 10^9 \text{ kW}$ als solaren Anteil der Gezeitenreibung und zeigt, wie unsicher alle globalen Angaben dieser Art noch immer sind.

Mit einer grundlegenden Revision der Auffassungen haben BROSCHE und SÜNDERMANN begonnen. Dabei werden die bisherigen Methoden wegen der fehlenden Berücksichtigung der Richtung der Gezeitenströme als ungeeignet verworfen und die an der festen Erde angreifenden Drehmomente in den Vordergrund gerückt. Dabei zeigt sich, daß die Gezeitenströme in Teilgebieten der Meere auch beschleunigende Drehmomente auf die Erde hervorrufen wie beispielsweise in der Nordsee. Ferner erweisen sich die zeitlichen Mittelwerte als klein gegenüber den Extremwerten. Für den Weltozean hat ein Rechenmodell zwar eine überwiegend bremsende Wirkung der Gezeitenreibung ergeben, jedoch ist die benutzte Gitterlänge noch zu klein, um die besonders einflußreichen Schelfmeere genügend genau erfassen zu können. Bei rein harmonischen Tidenströmen müßten sich bremsende und beschleunigende Effekte gegenseitig annullieren.

Zusammenfassend kann man zur Verzögerung der Erdrotation folgendes sagen: Die astronomischen Ausgangsgrößen — Winkelbeschleunigung, Drehmoment oder zeitliche Änderung der Rotationsenergie — mit ihrer nur bei konstantem Trägheitsmoment über $E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} I \omega^2$ gültigen Relation

$$\dot{E}_{\text{rot}} = I \omega \dot{\omega} = -4\pi^2 I \frac{\dot{T}}{T^3}$$

sind noch nicht genau genug bekannt, um als Basis zu dienen. Für die Ermittlung der Gezeitenreibung fehlen detaillierte Angaben über Stärke und Richtung der Gezeitenströme. Schließlich wäre eine größere Kapazität der Rechenanlagen wünschenswert, um kleine Maschenweiten des Rechengitters zu erreichen. Daneben müßte der von MUNK und MAC DONALD (1960) ins Feld geführte Gedanke einer Bremsung der Erdumkehrung durch interne Wellen innerhalb der Wassermassen einer Prüfung unterzogen werden. Erst nach Abzug aller Brems-effekte könnte man sich an konkrete Aussagen über den Anteil der Erdexpansion wagen.

Der Modellfall für die pankontinentale Erde

Der Gedanke an eine einst ganz von den Kontinenten eingenommene Erde ist eine Lieblingsidee mancher Autoren, die der Problematik sehr unterschiedlich verhaftet sind. In der Tat lassen sich die heutigen Festländer unter Ein-

schluß der Schelfe relativ gut auf einem Globus reduzierten Durchmessers unterbringen. Abgesehen von einigen „Paßfehlern“ in Form von unbedeckten Rinnen oder Überlappungen, ist bei einem Erdradius von 3750 km eine nahezu lückenlose Abdeckung erreichbar. Rechnet man entsprechend den ältesten datierten Gesteinen mit der Verfestigung der im Frühstadium der Erdentwicklung ausgeschiedenen Kruste vor $3,6 \cdot 10^9$ Jahren, so ergäbe sich eine lineare Zuwachsrate des Erdradius von $0,73 \text{ mm/a}$. Dieser Wert liegt höher als alle Werte der Tab. 1 nach CREER mit Ausnahme des ersten aus der Anordnung der frühkambrischen Faltengebirgszüge (Superior Regime), über dessen Abschätzung eingangs berichtet worden ist.

In Fortsetzung der bisherigen Überlegungen sind zu dieser spekulativ anmutenden Ansicht kritische Bemerkungen am Platze. Es muß zunächst verwundern, daß die Mehrzahl der Autoren nicht einmal bis zu der Konsequenz kommt, daß eine pankontinentale Erde eine mittlere Dichte von $\bar{\rho}^* = 27,06 \text{ g cm}^{-3}$ besessen haben muß, wenn man die Konstanz der Masse und der Gravitationskonstanten voraussetzt. Wagt man den Schritt, auch hier noch das elementare Modell heranzuziehen, so ergeben sich bei unverändertem $\rho_a = 2,81$ ein $\rho_i^* = 99,79$ (!), als Trägheitsmoment $I^* = 2,36 \cdot 10^{44} \text{ g cm}^2$ und schließlich als damalige Tageslänge $T^* = 6,97 \text{ h}$.

Es ist nun von besonderem Interesse, die astronomisch aus Beobachtungen geschätzte Zunahme der Tageslänge rückwärts zu verfolgen und mit dem Wert von T^* zu vergleichen. Da die Tageslänge T^* nach Abb. 4 etwas schneller als linear mit dem Radius r^* anwächst, darf man über Zeiträume von Jahrmilliarden von vornherein keine Linearität erwarten. Sollte die Expansion der Erde angenähert linear mit der Zeit erfolgen, so müßte der langfristige Faktor für die Zunahme der Tageslänge kleiner als der Wert $0,02 \text{ sec/1000 a}$ ausfallen. Für eine Tageslänge von $T^* = 7 \text{ h}$ ermittelt man leicht eine mittlere Zunahme von $0,017 \text{ sec/1000 a}$ seit der Erstarrung der Erdkruste, d. h. einen um 15% kleineren Betrag.

Solche Ergebnisse darf man nicht überbewerten; dennoch ist es beachtlich, daß hier mit zwei ganz verschiedenen Betrachtungsweisen einander nicht widersprechende Werte erreicht werden können. Geht man spekulativ an die Grenze verschwindender Tageslänge, so wäre sie bei einer mittleren Abnahme von $0,017 \text{ sec/1000 a}$ bei $5,1 \cdot 10^9$ Jahren erreicht, bei $0,020 \text{ sec/1000 a}$ jedoch schon bei $4,3 \cdot 10^9 \text{ a}$. Das letztere ist wiederum ausgeschlossen, da dieser Wert unter dem heute angenommenen Alter der Erde liegt, für das OSTIC, RUSSELL und REYNOLDS aus Isotopenverhältnissen des radioaktiven Zerfalls $4,5 \cdot 10^9$ Jahre berechnet haben. Da eine unendlich schnelle Rotation unreal ist, müßten beide Werte der Zeitangaben noch heruntergesetzt werden, womit der zweite Betrag erst recht ausscheidet.

Noch eine Extrapolation sei trotz ihres Wagnisses unternommen, weil sie mathematisches Interesse besitzt. Will man auf die beiden oben angeführten Arten die vermutlichen Tageslängen für ein Alter von $4,5 \cdot 10^9 \text{ a}$ ausrechnen, so kann man den Modellradius genähert zu 3095 km extrapolieren, wenn man

eine lineare Expansion annimmt. Offenbar müßte sich dann auch ρ_a ändern, jedoch hat das auf das Trägheitsmoment keinen nennenswerten Einfluß. Man bekäme für die Tageslänge 4,4 h. Geht man von den astronomischen Daten aus, so erscheint für den vergrößerten erdgeschichtlichen Zeitraum eine Abnahme der Tageslänge von durchschnittlich $0,016 \text{ sec/1000 a}$ angebracht. Aus dieser Annahme ergäbe sich $T^* = 4,0 \text{ h}$. Beide Werte liegen immerhin noch in enger Nachbarschaft, obwohl das Zeitintervall von $3,6 \cdot 10^9 \text{ a}$ um ein Viertel gedehnt worden ist.

Zieht man bei der astronomischen Ermittlung der Veränderung der Tageslänge die Daten für die devonischen Korallen heran, so ergibt sich ein höherer Wert als $0,020 \text{ sec/1000 a}$. Für die Gegenwart scheint $0,022 \text{ sec/1000 a}$ angebracht. Macht man den quadratischen Ansatz

$$T^* = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 \quad \text{mit} \quad \frac{dT^*}{dt} = a_1 + 2a_2 t,$$

so kann man mit der Tagesdauer für die Gegenwart und dem für unser Modell bestimmten Wert von 6,974 h vor $3,6 \cdot 10^9$ Jahren die Koeffizienten a_0 , a_1 und a_2 festlegen und hat

$$T^* = 24 + 6,1 \cdot 10^{-9} t + 0,383805 \cdot 10^{-18} t^2 \quad (\text{Abb. 5})$$

mit

$$\frac{dT^*}{dt} = 6,1 \cdot 10^{-9} + 0,76761 \cdot 10^{-18} t.$$

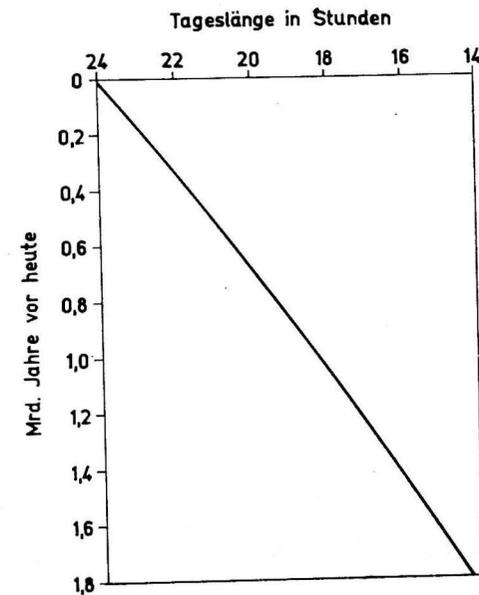


Abb. 5. Relation zwischen der Tageslänge und dem Erdalter

Für $t = -0,375 \cdot 10^9$ a liefert die Tageslänge nun 21,76 h statt des über das Modell für diesen Fall gewonnenen Wertes von 21,73 h. Eine Extrapolation auf $t = -4,5 \cdot 10^9$ a ergäbe damit $T^* = 4,27$ h statt des bisher zeitlich nicht genauer zuordenbaren Modellwertes von ca. 4,4 h, wobei beide nur mehr mathematisch Berechtigung haben.

Nimmt man den irrealen Grenzfall verschwindender Tageslänge oder unendlich großer Rotation, so folgt $t = -7,04 \cdot 10^9$ a. Auch dieser Wert bleibt als nicht erreichbare „untere Schranke“ in der Größenordnung vernünftig und ist Schätzungen über das Höchstalter der Erde eng benachbart. Aus dem Verhältnis des mittleren Bleigehalts der Erdkruste zum durchschnittlichen Urangehalt hat man als höchstmögliches Alter der Erde 7 Mrd. Jahre postuliert. Da aber als wahrscheinlich angenommen wird, daß nicht alles Blei durch radioaktiven Zerfall entstanden ist, sondern ein Teil bereits zur Zeit der Entstehung der Erde vorhanden war, muß man auch hier von $7 \cdot 10^9$ a abrücken und gelangt bevorzugt auf $5,5 \cdot 10^9$ a, wozu bei Extrapolation der Formel für T^* eine Tageslänge von nunmehr 2 Stunden gehören würde.

Eine andere Fiktion kann diese Gleichung geben, wenn man als Endradius der Erde reichlich 7500 km mit einer Tageslänge von 37,63 h annehmen würde, wie es das Modell bei einem Dichtegefälle von $0,3 \text{ g cm}^{-3}/1000 \text{ km}$ liefert. Bei einer nach der obigen Gleichung verlaufenden Zuordnung beansprucht das einen Zeitraum von $2,03 \cdot 10^9$ a, der angesichts der bisherigen Entwicklung unseres Planeten als nicht allzu groß erscheint. Diese „Bestimmung“ sollte nur zeigen, daß die obige Funktion nicht widersinnig wird, wenngleich man vermutlich für die fernere Zukunft andere Ansätze machen muß.

Für die Gradienten ergibt die obige Ableitung 0,021 sec/1000 a zur Zeit des Devons, 0,012 vor $3,6 \cdot 10^9$ Jahren und für den „Schlußwert“ in der Zukunft 0,0276 gegenüber dem postulierten wahrscheinlichen Gegenwartswert von 0,022 sec/1000 a. Bei allen diesen Zahlenangaben ist zu bedenken, unter welchen sehr hypothetischen Annahmen sie zustande gekommen sind. Die angegebene Stellenzahl der Gleichungen dient dabei nur Vergleichszwecken und darf nicht absolut gesehen werden.

Unter der Betonung aller Einschränkungen kann nun versucht werden, für unseren Modellfall eine Zuordnung zwischen dem Radius r^* vergangener Epochen und der seither vergangenen Zeit t zu finden. Aus den früheren Rechnungen stehen mit

$$\bar{q}^* = \frac{r^3}{r^{*3}} \bar{q}, \quad T^* = \frac{T}{I} I^* \quad \text{und} \quad I^* = \frac{8\pi}{45} (2\bar{q}^* + \varrho_a) r^{*5}$$

Ausdrücke zur Verfügung, die zunächst zu einer Beziehung zwischen T^* und r^* führen. Man gewinnt sie als Funktion 5. Grades

$$T^* = \frac{8\pi T}{45I} (2\bar{q}r^3 + \varrho_a r^{*3}) r^{*2}.$$

Mit $I = 8,113 \cdot 10^{44} \text{ g cm}^2$, $r = 6,370 \cdot 10^8 \text{ cm}$, $T = 24 \text{ h}$, $\bar{q} = 5,52 \text{ g cm}^{-3}$ und $\varrho_a = 2,81 \text{ g cm}^{-3}$ hat man konkret

$$T^* = (4,71466 \cdot 10^{27} + 4,64263 r^{*3}) r^{*2} \cdot 10^{-44}.$$

Aus beiden so erreichten Gleichungen für T^* resultiert die quadratische Gleichung

$$10^{-18} t^2 + 15,9224 \cdot 10^{-9} t + 62,53176 - (12,2840 \cdot 10^{27} + 12,0963 r^{*3}) \times r^{*2} \cdot 10^{-44} = 0$$

mit der Lösung

$$t = -(7,961 - \sqrt{0,849 + (12,284 \cdot 10^{27} + 12,096 r^{*3}) r^{*2} \cdot 10^{-44}}) 10^9.$$

Mit $r^* = 6,130 \cdot 10^8 \text{ cm}$ erhält man als zugeordnete Zeit des Devons mit dieser Gleichung $-0,380 \cdot 10^9$ a statt $-0,375 \cdot 10^9$ a nach der Angabe in Tab. 1. Für $r = 4,400 \cdot 10^8 \text{ cm}$ folgt $t = -2,80 \cdot 10^9$ a anstelle der in Tab. 1 genannten Zeit von $-2,75 \cdot 10^9$ a, während eine lineare Interpolation $-2,707 \cdot 10^9$ a ergeben würde. Für $t = -4,5 \cdot 10^9$ a kann man r^* eingabeln auf 2972 km und hätte so mit dem zugeordneten $T^* = 4,27$ h die mathematische Verknüpfung von r^* und t in Verbesserung der linearen Extrapolation von r^* zu 3095 km und dem daraus deduzierten Näherungswert von 4,4 h.

Den Verlauf dieser Funktion zeigt die Abb. 6a. Man erkennt darin die anfangs stärkere und dann allmählich langsamer werdende Zunahme des Erdradius. Dieses Verhalten wird noch deutlicher bei der Darstellung der zeitlichen Ableitung

$$\frac{dr^*}{dt} = \frac{\sqrt{0,849 + (12,284 \cdot 10^{27} + 12,096 r^{*3}) r^{*2} \cdot 10^{-44}}}{(12,284 \cdot 10^{27} + 30,241 r^{*3}) r^{*2} \cdot 10^{-35}}$$

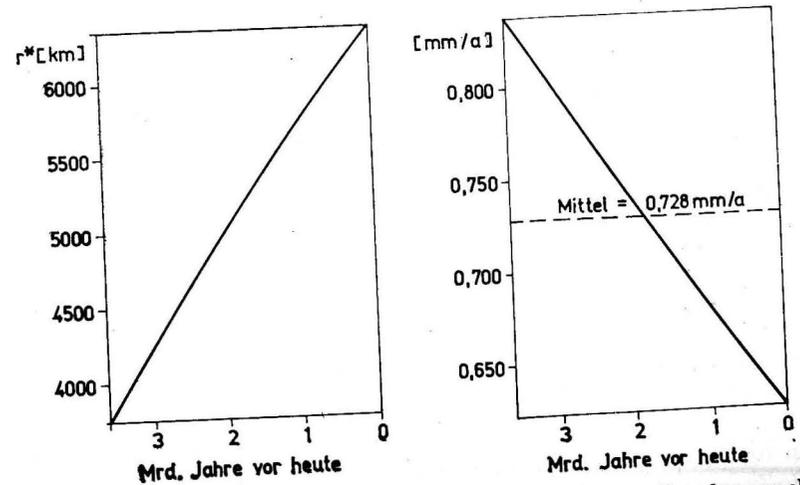


Abb. 6a u. b. Entwicklung des Erdradius und der jährlichen Zunahme nach dem Modellbeispiel und der geologisch-astronomischen Verknüpfung

die in Abb. 6b gegeben ist. Die zeitliche Änderung des Erdradius geschieht quasilinear, wobei sie vor $3,6 \cdot 10^9$ Jahren rund ein Drittel größer war. Die Expansion für die Gegenwart mit $dr/dt = 0,62$ mm/a hält sich ganz im Rahmen der glaubwürdigsten Angaben für die nicht zu ferne Vergangenheit (Punkt 6, 7 und 8) in Tab. 1, deren übrige, ziemlich streuende Daten aus der Sicht dieser Betrachtungen nunmehr etwas dubios werden, so daß man wohl nur ihre Tendenz verwenden kann.

Die Ergebnisse des Modellbeispiels können schließlich dazu dienen, die zugehörige Änderung der Rotationsenergie $E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} I \omega^2$ zu ermitteln. Bei variablem Trägheitsmoment I erhält man

$$\dot{E}_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \omega (\dot{I} \omega + 2I \dot{\omega}) = \frac{2\pi^2}{T^2} \left(\dot{I} - 2I \frac{\dot{T}}{T} \right).$$

In diesem Ausdruck kennt man exakt $T = 0,861641 \cdot 10^5$ sec, $I = 0,811 \times 10^{45}$ g cm² und genähert $\dot{T} = 0,022$ sec/1000 a = $6,99 \cdot 10^{-13}$, während \dot{I} a priori unbekannt ist, aber über das Modell aus

$$\frac{dI}{dt} = \frac{dI}{dr} \cdot \frac{dr}{dt}$$

genähert gewonnen werden kann. Mit

$$I^* = \frac{8\pi}{45} (2\bar{Q}^* + \varrho_a) r^{*5}, \quad \frac{dI^*}{dr^*} = \frac{8\pi}{9} \left(2\bar{Q}^* + \varrho_a + \frac{2}{5} \frac{d\bar{Q}^*}{dr^*} r^* \right) r^{*4}$$

und dem vorhin gefundenen Ausdruck von dr/dt folgen für die Gegenwart mit $r^* = r = 6,370 \cdot 10^8$ cm und $I^* = I$ über Tab. 3

$$\frac{dI}{dr} = 3,35 \cdot 10^{36} \text{ g cm}, \quad \frac{dr}{dt} = 0,622 \text{ mm/a} = 1,976 \cdot 10^{-9} \text{ cm sec}^{-1},$$

$$\frac{dI}{dt} = 0,662 \cdot 10^{28} \text{ g cm}^2 \text{ sec}^{-1},$$

$$\dot{E}_{\text{rot}} = 26,59 \cdot 10^{-10} (0,662 - 1,316) 10^{28} \text{ g cm}^2 \text{ sec}^{-3} = -1,74 \cdot 10^{19} \text{ erg sec}^{-1}.$$

Dieser Wert liegt zwischen den von JEFFREYS mit $-1,39 \cdot 10^{19}$ erg sec⁻¹ beziffernten und bei BROSCHÉ und SÜNDERMANN mit $-3 \cdot 10^{19}$ erg sec⁻¹ angezogenen Beträgen. Aufschlußreich ist an diesem Ergebnis, daß die zeitliche Änderung des Trägheitsmoments den bei $I = \text{konst.}$ vorhandenen Betrag der Änderung der Rotationsenergie der Erde um die Hälfte herabsetzt, wenn die für die Gegenwart aus dem Modell errechnete Erdexpansion zutrifft.

Schlußbetrachtungen

Wenn die für die Gegenwart aus den vorangegangenen Betrachtungen gewonnene Zuwachsrate von 0,62 mm pro Jahr zuträfe, bedeutet das einen Oberflächengewinn der Erde von rund 100000 m² jährlich, von dem das Festland

nur zu 30% profitiert. Für die fernere Vergangenheit stellt sich dabei die Frage nach den Relationen zwischen Festland und Meer. Das Verhältnis beider läßt sich unter verschiedenen Aspekten sehen. Bei den Flächen stehen sich $361 \cdot 10^6$ und $149 \cdot 10^6$ km² gegenüber, was einem Verhältnis Ozean:Festland von 2,4:1 entspricht, das im Laufe der Entwicklung der Erde selbst ohne Expansion bereits durch Hebungen und Senkungen der Erdoberfläche als labil angesehen werden muß. Gegenwärtig beträgt das Volumen der Ozeane bei einer mittleren Tiefe von knapp 3700 m $1330 \cdot 10^6$ km³ gegenüber demjenigen der Kontinente über dem Meeresspiegel von $125 \cdot 10^6$ km³ bei 840 m mittlerer Höhe, so daß ein Verhältnis von rund 11:1 vorliegt, das ebenfalls Schwankungen im Lauf der Entwicklung unterworfen ist. Bei einer mittleren Dichte der Ozeane über alle Tiefen von $1,046$ g cm⁻³ und der oberen Schicht der Erdkruste von $2,8$ g cm⁻³ entspricht dem ein Massenverhältnis von rund 4:1. Auch bei dieser Relation dominieren die Werte für den Ozean noch.

Geht man jedoch zum gesamten Erdkörper über, so stehen den $1330 \cdot 10^6$ km³ Ozeanvolumen $1083 \cdot 10^9$ km³ Erdvolumen gegenüber, wozu ein Quotient 1:800 gehört. Noch weit schlechter schneidet das Weltmeer bei der Massenbetrachtung ab, für die man resp. $1,39 \cdot 10^{24}$ und $5,98 \cdot 10^{27}$ g hat, also eine Relation von 1:4300. Dieses Verhältnis dürfte wesentlich stabiler als die Flächenrelation sein und vielleicht sogar unter den Bedingungen einer langsam expandierenden Erde über längere Zeiträume quasikonstant gewesen sein. Hält man eine fast oder ganz vom Festland bedeckte Erde für möglich, so stellt sich die Frage nach der damaligen Erstreckung der Meere.

Wenn man den Schätzungen über die Wassermengen in der Erdperipherie für die Gegenwart Glauben schenken darf, so bietet sich das folgende Bild:

Porenwasser der Gesteine der Erdkruste	$4 \cdot 10^{23}$ g
Ozeane	$1,4 \cdot 10^{24}$ g
Kontinentale Gewässer	$5 \cdot 10^{20}$ g
Atmosphäre	10^{19} g.

Diese Anteile müssen sich mit der Entwicklung der Erde gerade in den frühen Stadien wesentlich anders dargestellt haben, wobei wahrscheinlich die Gesteinsporen und die damalige Atmosphäre noch einen großen Teil der heute in den Ozeanen vereinigten Wassermassen enthalten haben. OPARIN vermutet, daß noch vor $2 \cdot 10^9$ Jahren die Erdatmosphäre hauptsächlich Wasserdampf, Ammoniak und Kohlenwasserstoffe enthielt, aber keinen nennenswerten Anteil Sauerstoff. Die heutige Atmosphäre ist vielleicht erst halb so alt und durch die verschiedenen Formen des Lebens zustande gekommen. Aus dieser Sicht muß eine Erde vom Radius 3750 km durchaus nicht ganz vom Ozean bedeckt gewesen sein, so daß der Erdexpansion von dieser Seite her am wenigsten Schwierigkeiten erwachsen dürften.

Kritisch scheint dagegen die Voraussetzung von sehr hohen Dichten im Erdinneren, die ein Vielfaches der Gegenwartswerte betragen haben müssen, wenn man von der Konstanz der Massen ausgeht. Es liegt außerhalb der Kompetenz

des Verfassers, hierzu Stellung zu beziehen. Wenn man jedoch die Vielzahl der Kosmogonien betrachtet, so dürfte es dazu ebenfalls unterschiedliche Meinungen geben. Wollte man zur Entlastung der Voraussetzung hoher Dichten die Konstanz der Gravitation fallenlassen, so ist auch hier zu bedenken, daß eine beträchtliche Abnahme dieser Größe erforderlich wäre, um einen gewichtigen Anteil an der Expansion zu erreichen.

Vergleicht man die Hypothese von der Erdexpansion mit der Theorie der Kontinentaldrift, so stehen wir vergleichsweise schlechter da als WEGENER um 1910, zumal wir heute wissen, daß sich die große Wanderung der Kontinente im wesentlichen erst während der jüngsten Viertelmilliarde der Erdgeschichte vollzogen hat, während für die Erdexpansion ein 12 bis 15mal größerer Zeitraum in Betracht kommt. Aus den Anfängen dieser riesigen Zeitspanne können wir keine Belege erwarten, die sich auch im frühen Präkambrium noch recht spärlich finden. Zwar kennen wir heute weitgehend die Kinematik der Kontinentaldrift in Gestalt der Plattentektonik, jedoch sind die Ursachen letztlich unbekannt. Eine Reihe von Geologen arbeitete mit der bis auf AMPFERER (1906) zurückgehenden Arbeitshypothese der Konvektionsströme im Erdmantel, die aber von manchen Physikern — darunter vor allem JORDAN — abgelehnt wird. So darf man bezüglich der Vorstellung einer Jahrmilliarden währenden Erdexpansion wohl kaum verlangen, daß sie mit Argumenten aufwarten kann, die Zweifel bereits weitgehend ausschließen könnten.

Literatur

- AMPFERER, O., Über das Bewegungsbild von Faltengebirgen. Jahrb. d. Geol. Reichsanstalt, **56**. Berlin 1906.
- BRAUNBEK, W., Ist die Gravitationskonstante unveränderlich? Kosmos, H. 4, Stuttgart 1968.
- BROSCHÉ, P. und J. SÜNDERMANN, Die Gezeiten des Meeres und die Rotation der Erde. Pure and applied Geophysics, **86**, Basel 1971.
- BULLEN, K. E., An introduction to the theory of seismology. Cambridge 1953.
- BULLEN, K. E., Rigidity and density in the earth's core. Nature, **201**, No. 4921, London 1964.
- CAREY, S. W., Symposium on continental drift, Tasmania 1958.
- CREER, K. M., Die Expansion der Erde. Die Umschau in Wissenschaft und Technik, H. 1, Frankfurt/M. 1967.
- DARWIN, G. H., The tides and kindred phenomena in the solar system. London 1898.
- DARWIN, G. H., Scientific Papers, **II**. Tidal friction and cosmogony. Cambridge Univ. Press 1908.
- DEARNLEY, R., Orogenic fold-belts and continental drift. Nature, **206**, London 1965.
- DEARNLEY, R., Orogenic fold-belts, convection and expansion of the earth. Nature, **206**, London 1965.
- DU TOIT, A. L., Our wandering continents. Edinburgh u. London 1937.
- EDER, G., Der Zuwachs des Erdradius. Zschr. f. Geophysik, **31**. Würzburg 1965.
- EGYED, L., The expanding earth? Nature, **197**. London 1963.
- EGYED, L., Vom Aufbau der Erde. In: Die Erde. Ursprung, Erforschung, Entwicklung. Urania-Verlag 1965.
- FERREL, W., Tidal researches. US Coast and Geodetic Survey. Washington 1874.

- GAMOW, G., Ändert sich die Schwerkraft? Die Umschau in Wissenschaft und Technik, H. 21. Frankfurt/M. 1967.
- HABER, F., Unser blauer Planet. Stuttgart 1965.
- HALM, J. K. E., Presidential Address, Astronomical Society of South Africa. 1935.
- HEISKANEN, W. A., Über den Einfluß der Gezeiten auf die „säkulare“ Acceleration des Mondes. Ann. Acad. Scient. Fennicae, A 18,1. Helsinki 1921.
- HILGENBERG, O. C., Vom wachsenden Erdball. Berlin 1933.
- HILGENBERG, O. C., Paläopollagen der Erde. Neues Jahrb. Geol. Paläont. Abhand. Stuttgart 1962.
- HILGENBERG, O. C., Die Paläogeographie der expandierenden Erde vom Karbon bis zum Tertiär nach paläomagnetischen Messungen. Geol. Rundschau, **55**. Stuttgart 1965.
- HILTEN, D. VAN, Palaeomagnetic indications of an increase in the earth's radius. Nature, **200**, No. 4913. London 1963.
- HILTEN, D. VAN, The ancient radius of the earth. Geophys. Journal, **9**. London 1965.
- HOHL, R., Geotektonische Hypothesen. In: Die Entwicklungsgeschichte der Erde, **1**. VEB Verlag Brockhaus. Leipzig 1970.
- HOSPERS, J., Preparation of spherical caps for use on terrestrial globes in investigations of palaeomagnetism and continental drift. Nature, **203**. London 1964.
- JEFFREYS, H., Tidal friction in shallow seas. Phil. Trans. Roy. Soc. Series A, **221**. London 1920.
- JORDAN, P., Expansion der Erde. Braunschweig 1966.
- LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen. **III** Astronomie und Geophysik. Springer-Verlag 1952.
- MOURITSEN, S. A., On fundamental geology and physical origins. Geol. Rundschau, **55**. Stuttgart 1965.
- MUNK, W. H. und G. F. J. MACDONALD, The rotation of the earth. Cambridge Univ. Press 1960.
- Natur. Kleine Enzyklopädie. VEB Bibliograph. Institut. Leipzig 1971.
- OPARIN, A. I., The chemical origin of life, Springfield, **III**. 1964.
- OSTIC, R. G., R. D. RUSSELL und P. H. REYNOLDS, A new calculation for the age of the earth from abundances of lead isotopes. Nature, **199**, No. 4899. London 1963.
- RUNCORN, S. K., Continental drift. New York und London 1962.
- RUNCORN, S. K., Changes in the earth's moment of inertia. Nature, **204**. London 1964.
- RUNCORN, S. K., Corals and the history of the earth's rotation. Sea Frontiers, **13**, No. 1. International Oceanographic Foundation. Miami 1967.
- SAGER, G., Naturgewalt Meer. Vom Kampf zwischen Meer und Land. Urania-Verlag 1972.
- SCHREYER, W., Wie sieht es im Innern der Erde aus? Kosmos, H. 6. Stuttgart 1965.
- STILLE, H., Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin 1924.
- STILLE, H., Das Leitmotiv der geotektonischen Entwicklung. Berlin 1949.
- STRAHOV, N. M., Grundzüge der historischen Geologie (russ.). Moskau 1948.
- SÜSS, F. E., Europäische und nordamerikanische Gebirgs-Zusammenhänge. 16. Int. Geol. Congress, Report XIII. Washington 1933.
- TERMIER, H. und G. TERMIER, L'évolution de la lithosphère. Paris 1957.
- THOMSON, W. und P. G. A. TAIT, A treatise on natural philosophy. Oxford 1867.
- THOMSON, W., The tides. Popular lectures and addresses. London 1891.
- VACQUER, V., Geomagnetism in marine geology. Amsterdam 1972.
- VENING MEINESZ, F. A., Pattern of convection currents in the earth's mantle. Kon. Nederl. Akad. Wet. Proc., Ser. B. 1962.
- WELLS, J. W., Coral growth and geochronometry. Nature, **197**, No. 4871. London 1963.
- WELLS, J. W., Palaeontological evidence of the rate of the earth's rotation. In: The earth-moon system. (Hrsg. B. G. MARSDEN u. A. G. W. CAMERON). Plenum-Press 1966.
- WINKLER, H., Die tiefe Erdkruste im Labor. Die Umschau in Wissenschaft und Technik, H. 17. Frankfurt/M. 1970.

Abschluß des Beitrags: Januar 1974

Anschrift des Verfassers:

Dr. habil. G. SAGER

Institut für Meereskunde der AdW der DDR
DDR-253 Rostock-Warnemünde

Einige Ergebnisse von Untersuchungen zur turbulenten Diffusion mit Driftbojen in küstennahen Gewässern

Von HANS-JÜRGEN BRO SIN

Zusammenfassung: Die Ergebnisse von Diffusionsuntersuchungen in der südlichen Ostsee für Küstenabstände zwischen 0,2–20 km werden diskutiert. Mit Hilfe des Diffusionsansatzes von RICHARDSON werden horizontale Diffusionskoeffizienten berechnet. Die erfaßten Maßstabsbereiche liegen zwischen 10^3 und 10^5 cm, die Diffusionskoeffizienten $F(l)$ zwischen 0,7 und $406 \cdot 10^2$ cm²/s. Die Diffusionskoeffizienten nehmen mit anwachsenden Küstenabständen und Erscheinungsmaßstäben zu. Für die Maßstabsabhängigkeit ergibt sich ein Exponentialgesetz mit Exponenten zwischen 0,46 und 0,81. Die Ergebnisse werden mit den Resultaten anderer Versuche verglichen.

Im Zusammenhang mit Untersuchungen zur horizontalen turbulenten Diffusion im Meer erhebt sich auch die Frage nach der Abhängigkeit der horizontalen Diffusionskoeffizienten vom Maßstab des jeweils untersuchten Vorgangs. Dieses Problem spielt sowohl für Grundlagenuntersuchungen eine Rolle als auch für praktische Belange im Hinblick auf die Einleitung von Abstoffen in den marinen Lebensraum.

Neben anderen Methoden (z. B. Ausbreitung von Farbstoffen, radioaktiven Tracern oder natürlichen Indikatoren) können Diffusionskoeffizienten auch mit Hilfe von diskreten Teilchen (z. B. Driftbojen) bestimmt werden, die sich in einem turbulenten Strömungsfeld ausbreiten. Ungeachtet einiger Beschränkungen wird auch diese Methode häufig bei der Untersuchung von Diffusionsvorgängen angewendet. Nahezu alle Experimente dieser Art beruhen auf der Diffusionsgleichung von RICHARDSON (1926). Ist l der Abstand zweier Teilchen, so wird festgelegt, daß $q(l) dl$ die Anzahl der Teilchenpaare darstellt, die einen zwischen l und $l + dl$ liegenden Abstand voneinander haben. $q(l)$ wird dabei als sogenannte Nachbarschaftskonzentration („neighbour concentration“) bezeichnet. (Sie ist nicht gleichbedeutend mit der Konzentration einer diffundierenden Substanz). Stellt man $q(l)$ als Funktion der gegenseitigen Teilchenabstände dar, so erhält man die Gleichung der „neighbour diffusion“.

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial l} \left[F(l) \frac{\partial q}{\partial l} \right] \quad (1)$$

$F(l)$ = Koeffizient der „neighbour diffusion“ t = Zeit

$F(l)$ kann direkt aus Beobachtungen der Ausbreitung von diskreten Teilchen bestimmt und zur Charakterisierung horizontaler Scheindiffusionsvorgänge verwendet werden. Unter der Voraussetzung, daß $l_1 - l_0 \ll l_0$ ist, ergibt sich nach STOMMEL (1949) als Lösung für Gleichung (1) die Beziehung

$$F\left(\frac{1}{2}(l_0 + l_1)\right) = \frac{(l_1 - l_0)^2}{2\Delta t} \quad (2)$$

So können horizontale Diffusionskoeffizienten nach Gleichung (2) aus der Vermessung der Lage von Schwimmerpaaren zu verschiedenen Zeitpunkten bestimmt werden.

Experimente zur RICHARDSONSchen Diffusion wurden 1970–1972 im Zusammenhang mit anderen Diffusionsuntersuchungen in küstennahen Gewässern ausgeführt. Diese Versuche erfolgten sowohl in unmittelbarer Nähe der Küste vor der Halbinsel Zingst (Küstenabstände zwischen 0,2 und 0,8 km) als auch in den Gewässern nordwestlich der Insel Hiddensee und östlich von Rügen (BROŠIN 1974). Hier betragen die Küstenabstände 9 bzw. 20 km.

Das Untersuchungsgebiet vor Zingst ist durch eine annähernd von Westen nach Osten verlaufende Flachküste charakterisiert. Die Wassertiefe betrug in 0,2 km Küstenabstand 2,8 m und nahm auf 7 m in 0,8 km Abstand zu. Bei den Versuchen vor Hiddensee und Rügen lagen die Wassertiefen bei 16–17 m.

Um den Windeinfluß auf die über Wasser befindlichen Markierungen der Driftbojen (dünne Spiere oder Radarreflektor) weitgehend auszuschalten, erfolgten alle ausgewerteten Versuche nur bei schwachwindigem Wetter. Die Windgeschwindigkeit lag größtenteils unter 3,5 m/s und erreichte nur kurzzeitig 5 m/s. (Als Driftbojen dienten von Ekazell-Schwimmern getragene Stromkreuze, die 1–1,5 m tief eintauchten. Ihr Querschnitt betrug bei den Versuchen vor Zingst 0,4 m² und vor Hiddensee und Rügen 0,8 m²). Während der Experimente vor Zingst wurde eine meist nur schwache vorwiegend küstenparallel verlaufende Strömung beobachtet, deren maximale Geschwindigkeit 15–18 cm/s betrug. Vor Hiddensee lagen die Strömungsgeschwindigkeiten bei 18–22 cm/s, vor Rügen nur bei 7 cm/s. Sowohl vor Zingst als auch östlich von Rügen wurde keine Temperatur- oder Salzgehaltsschichtung angetroffen, vor Hiddensee trat unterhalb 5 m Tiefe eine leichte Dichtezunahme auf (σ_t -Zunahme zwischen 5 und 15 m 1,31).

Während bei den Versuchen vor Hiddensee und Rügen die Lage der Schwimmerkörper mit Hilfe von Radarbeobachtungen bestimmt wurde, erfolgte 1970 und 1972 vor Zingst eine Anwendung der terrestrischen Photogrammetrie (BROŠIN u. a. 1974). Mit dem so gewonnenen Ausgangsmaterial erfolgte die Berechnung von horizontalen Diffusionskoeffizienten. Bei den kleinmaßstäblichen Versuchen vor Zingst (Maßstäbe zwischen 7 und 180 m) ergaben sich nur sehr geringe Werte für $F(l)$. Sie lagen zwischen 0,74 und $7,69 \cdot 10^2$ cm²/s (Tab. 1).

Die Experimente vor Hiddensee und Rügen ergaben horizontale Diffusionskoeffizienten zwischen 88 und $406 \cdot 10^2$ cm²/s für Maßstäbe zwischen 170 und 1400 m (Einzelwerte s. BROŠIN 1974).

Tabelle 1

Horizontale Diffusionskoeffizienten während der Versuche vor Zingst (alle Versuchstage und Küstenabstände zusammengefaßt)

1970			1972		
l_{Mittel} (10 ² cm)	$F(l)$ (10 ² cm ² /s)	Wertzahl	l_{Mittel} (10 ² cm)	$F(l)$ (10 ² cm ² /s)	Wertanzahl
6,8	1,11	228	6,6	0,74	747
14,8	1,40	548	15,0	0,87	1395
24,8	1,63	523	25,3	0,86	1458
34,7	1,62	549	35,0	1,01	1307
44,7	1,86	420	44,6	1,19	964
55,1	2,01	299	54,8	1,24	793
69,7	2,48	366	68,8	1,54	887
88,7	2,73	241	89,4	1,82	505
109,1	4,00	139	108,9	1,98	270
129,3	6,29	49	128,5	2,96	66
148,4	4,73	29	150,3	2,70	77
181,1	7,69	26	183,0	2,81	154

Die so bestimmten Werte stimmen mit den Ergebnissen ähnlicher Untersuchungen in anderen küstennahen Gewässern (Tab. 2) überein. Sie lassen ebenfalls das Anwachsen der Diffusionskoeffizienten mit zunehmendem Uferabstand bei gleichem Maßstab der untersuchten Erscheinung erkennen. Dieses Ergebnis hatte sich auch bei anderen Versuchen, z. B. von ZAČ (1967), gezeigt. Bei unseren Versuchen lagen die Koeffizienten bei Erscheinungsmaßstäben um 180 m

Tabelle 2

Horizontale Diffusionskoeffizienten in Küstennähe

Gebiet	Küstenabstand (km)	Wassertiefe (m)	Maßstab (10 ² cm)	$F(l)$ (10 ² cm ² /s)	Autor
Erie-See	5,6	14	500	320	OKUBO, FARLOW 1967
Erie-See	8	8	400	410	OKUBO, FARLOW 1967
Huron-See	0,4–1,5	7–21	—	1,2–12	CSANADY 1963
Michigan-See	2,4	9	500–1000	290–550	OKUBO, FARLOW 1967
Südliche Ostsee	0,2–0,8	3–7	7–180	0,7–7,7	
Südliche Ostsee	9	16	330–1400	114–406	BROŠIN 1974
Südliche Ostsee	20	16	170–850	88–278	BROŠIN 1974
Schwarzes Meer	0,5	—	300	55	ZAČ 1967
Schwarzes Meer	5	—	300	150	ZAČ 1967
Schwarzes Meer	1–5	100	100–1200	38–1557	KONOVALOVA 1972
Kaspisches Meer	0,08	2	1,4	0,12	OZMIDOV 1957
Kaspisches Meer	4,5	10	6,4	2,2	OZMIDOV 1957
Atlantik vor Miami	—	5	3–20	2,7	BOURRET, BROIDA 1960

in einigen km Küstenabstand um etwa eine Größenordnung höher als in unmittelbarer Küstennähe. (Dabei erfolgten allerdings die entsprechenden Untersuchungen nicht gleichzeitig). Die Auswertung der Messungen für geringe Küstenabstände zeigte für unterschiedliche Abstände zwischen 0,2 und 0,8 km keine gesetzmäßigen Änderungen der Diffusionskoeffizienten.

Ein Ausgleich der Meßwerte nach der Methode der kleinsten Quadrate ergab bei allen Versuchen für die Maßstabsabhängigkeit der horizontalen Diffusionskoeffizienten die Form $F(l) = k \cdot l^n$, wobei die Werte für k und n variierten. Die Ergebnisse zeigten ein wesentlich langsames Anwachsen der Koeffizienten in Abhängigkeit vom Maßstab der untersuchten Erscheinung als es vom „ $4/3$ -Gesetz“ der lokal-isotropen Turbulenz gefordert wird (OZMIDOV 1968). Die 1970 und 1972 vor Zingst ausgeführten Experimente ergaben Exponenten von 0,57 bzw. 0,46, wobei die Küstenabstände zwischen 0,2 und 0,7 km zusammengefaßt wurden. (Auch hier ergaben sich wiederum für die unterschiedlichen Abstände innerhalb dieses Bereiches keine gesetzmäßigen Änderungen der Exponenten). Für einen Küstenabstand von 9 km resultierte aus unseren Versuchen ein Exponent von 0,73 und für 20 km Abstand ein Wert von 0,81. (Abb. 1)

Wenn wir unsere Ergebnisse aus der südlichen Ostsee mit einer erheblichen Anzahl von Untersuchungen im Kaspischen Meer und im Schwarzen Meer ver-

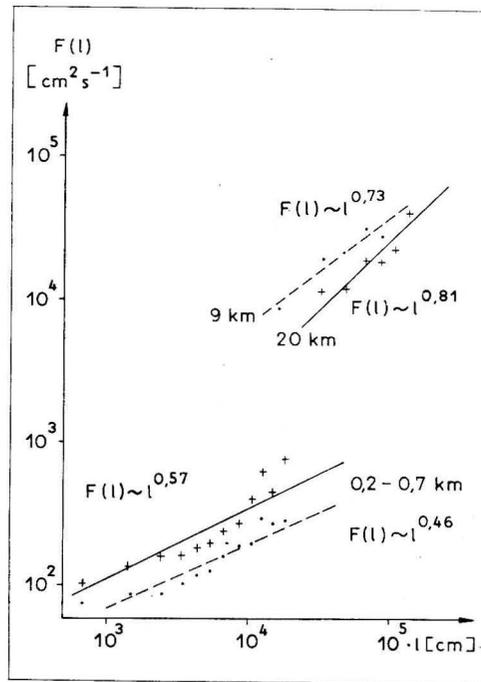


Abb. 1 Maßstabsabhängigkeit der horizontalen Diffusionskoeffizienten

Tabelle 3

Maßstabsabhängigkeit der horizontalen Diffusionskoeffizienten $F(l) \sim l^n$

Gebiet	Max. Küstenabstand (km)	Wassertiefe (m)	Max. Stromgeschwindigkeit (cm/s)	Anzahl der Werte	Exponent n	Autor
Südliche Ostsee	0,7	7	18	12040	0,46–0,57	
	9	16	22	258	0,79	BROSIN 1974
	20	16	7	592	0,81	BROSIN 1974
Schwarzes Meer Südliche Krim	0,6	—	42	1389	0,4	ZAČ 1964
	0,8	—	—	68	0,96	ZAČ 1964
	2	—	70	350	0,38–0,73	ZAČ 1970
	4	—	30	3400	0,56–0,66	ZAČ 1970
Kaukasus-Küste	1–5	100	—	—	0,68–0,97	KONOVALOVA 1972
	4–5	—	70	276	1,11	ZAČ 1970
	6	—	80	1660	0,73–1,14	ZAČ 1970
	6	—	50	1341	0,8	ZAČ 1970
	10–11	—	30	1200	0,63	ZAČ 1970
Kaspisches Meer	0,06	3	—	105	0,99	OZMIDOV 1957
	0,08	2	—	79	0,50	OZMIDOV 1957
	4,5	10	—	54	1,23	OZMIDOV 1957

gleichen, so wurden auch in diesen Gebieten beträchtliche Abweichungen vom „ $4/3$ -Gesetz“ festgestellt. Die Küstenabstände variierten dabei zwischen 0,06 und 11 km (Tab. 3). Auch bei diesen Experimenten ist die Tendenz einer Zunahme der Exponenten mit einer Vergrößerung der Entfernung zum Ufer angedeutet. Andererseits zeigten Versuche mit derselben Methodik im offenen Atlantik und Pazifik eine gute Annäherung oder Übereinstimmung mit dem „ $4/3$ -Gesetz“ (DENNER u. a. 1968, NEMČENKO 1964, OZMIDOV 1959).

Offensichtlich existieren Besonderheiten in der Ausbildung der horizontalen Turbulenz im küstennahen Flachwasserbereich. Unter dem Einfluß solcher Faktoren wie dem küstennahen Strömungsfeld oder Veränderungen der Bodengestalt könnte es zu besonderen Bedingungen für den Energieeintrag in dieses Gebiet kommen. Untersuchungen über den Energieeintrag und zur Energie-dissipation erscheinen daher als ein wesentlicher Beitrag für einen besseren Einblick in diese Probleme.

Für die Unterstützung unserer Untersuchungen vor Zingst danken wir Fräulein Dr. KRAUSE, Meteorologischer Dienst der DDR, Herrn Doz. Dr. habil. HUPFER und den Mitarbeitern des Maritimen Observatoriums Zingst der Karl-Marx-Universität und Herrn Dipl.-Ing. RUDOLPH vom VEB Kombinat Geodäsie und Kartographie.

Literatur

- BOURET, R. und S. BROIDA, Turbulent diffusion in the sea. Bull. Mar. Sci. Gulf and Caribbean 10 (1966) S. 354—366.
- BROSIK, H.-J., Untersuchungen zur mittelmaßstäblichen horizontalen Diffusion mit Driftbojen in den Gewässern um Rügen. Beitr. Meereskunde H. 34 (1974) S. 5—8.
- BROSIK, H.-J., Photogrammetric investigations on turbulent diffusion with discrete particles. Rapp. P.-v. Réun. Cons. int. Expl. Mer 167 (1974) S. 222—224.
- CSANADY, G. T., Turbulent diffusion in Lake Huron. J. Fluid Mech. 21 (1963) S. 326—339.
- DENNER, W. W., T. GREEN und W. H. SNYDER, Large scale oceanic drogue diffusion. Nature 219 (1968) S. 361—362.
- KONOVALOVA, I. Z., Ein Versuch zur Untersuchung der horizontalen Turbulenz in der küstennahen Meereszone anhand von Luftbildaufnahmen der Strömungen (russ.). Okeanologija 12 (1972), S. 527—535.
- NEMČENKO, V. I., Untersuchungen zur horizontalen turbulenten Diffusion im Atlantischen Ozean (russ.). Okeanologija 4 (1964), S. 805—808.
- OKUBO, A. und J. S. FALOW, Analysis of some Great Lake drogue studies. Proc. 10. Conf. Great Lakes Res. 1967, S. 299—308.
- OZMIDOV, R. V., Experimentelle Untersuchung der horizontalen Diffusion im Meer und in einem flachen künstlichen Wasserbecken (russ.). Izvest. Akad. Nauk SSSR, ser. geofiz. 6 (1957), S. 325—337.
- OZMIDOV, R. V., Untersuchung der horizontalen turbulenten Diffusion im Ozean mit Radarbeobachtungen driftender Bojen (russ.). Dokl. Akad. Nauk SSSR 126 (1959), S. 63—65.
- OZMIDOV, R. V., Horizontale Turbulenz und turbulenter Austausch im Ozean (russ.). Moskau 1968, 196 S.
- RICHARDSON, L. F., Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph. Proc. Roy. Soc. ser. A 110 (1926) S. 707—737.
- STOMMEL, H., Horizontal diffusion due to oceanic turbulence. J. Mar. Res. 8 (1949), S. 199 bis 227.
- ZAČ, V. I., Zur Frage der horizontalen turbulenten Diffusion in der küstennahen Zone des Schwarzen Meeres (russ.). Okeanologija 4 (1964), S. 249—257.
- ZAČ, V. I., Ozeanographische Aspekte der Einleitung von Abwasser in die küstennahe Zone des Schwarzen Meeres (russ.). In: Fragen der Bioozeanographie Kiev 1967, S. 25—30.
- ZAČ, V. I., Charakteristik der mittelmaßstäblichen horizontalen turbulenten Diffusion im Schwarzen Meer (russ.). In: Ozeanographische Aspekte der Selbstreinigung des Meeres von Verunreinigungen. Kiev 1970, S. 50—68.

Anschrift des Verfassers:

Dr. H.-J. BROSIK
 Institut für Meereskunde der AdW der DDR
 DDR-23 Rostock-Warnemünde

Die Berechnung mittlerer vertikaler Austauschkoeffizienten in der Ostsee auf der Grundlage von Sauerstoffkonzentrationswerten

VON WOLFGANG MATTHÄUS und ULRICH KREMSER

Zusammenfassung: Eine von den Verfassern zur Berechnung von Wärmeaustauschkoeffizienten entwickelte Methode wird für die speziellen Bedingungen des Austauschs auf der Grundlage von Sauerstoffkonzentrationswerten modifiziert. Am Beispiel des Gotlandtiefs in der zentralen Ostsee wird die Berechnung mittlerer vertikaler Austauschkoeffizienten unter Berücksichtigung der Quellen (Photosynthese des Phytoplanktons) und Senken des Sauerstoffkonzentrationsfeldes im Meer (Atmung des Phyto- und Zooplanktons; Oxidation organischer Substanzen) durchgeführt. Außerdem wird der Sauerstoffaustausch zwischen Wasser und Atmosphäre abgeschätzt. Es zeigt sich, daß im Mittel beträchtliche Mengen Sauerstoff in das Wasser transportiert werden. Es wird die Vermutung geäußert, daß eine Änderung des vertikalen Sauerstofftransports die Qualität des Tiefenwassers der Ostseebecken beeinflusst.

Summary: A method for the calculation of vertical heat exchange coefficients developed by the authors is modified for the special conditions of exchange on the basis of oxygen concentration data. The calculations are illustrated by the aid of data of the Gotland Deep in the Central Baltic taking into account sources (photosynthesis of phytoplankton) and sinks of the oxygen concentration field in the sea (respiration of phyto- and zooplankton; oxidation of organic substances). Moreover the oxygen exchange between sea and atmosphere is estimated. On an average a considerable quantity of oxygen is transported into the sea. The authors suppose that a variation in the vertical oxygen transport acts on the quality of the deep water in the basins of the Baltic Sea.

Резюме: Метод расчета средних коэффициентов турбулентного теплообмена по вертикали, усовершенствованный авторами, употребится для определения коэффициентов обмена на основе данных концентрации растворенного кислорода. Для приповерхностных вод Готландской впадины в центральной части Балтийского моря были рассчитаны коэффициенты, принимающие источники (фотосинтез фитопланктона) и снижения поля концентрации кислорода в морской воде (дыхание фитопланктона и зоопланктона; окисление органических веществ). Кроме того оценится обмен кислорода между морем и атмосферой. В среднем значительное множество кислорода перевозится в воду. Выражается предположение, что изменение транспорта кислорода по вертикали влияет на качество глубинных вод впадин Балтийского моря.

1. Einleitung

Unter dem Aspekt des Umweltschutzes allgemein und dem des Schutzes der Ostsee speziell stehen Fragen zur Verunreinigung des Meeres durch Einleitung von Abwässern aller Art und der damit verbundenen Belastung des biologischen

Systems im Mittelpunkt des Interesses. Die Lösung aller dieser Aufgaben hat, wenn man von der organisatorischen Seite absieht, einen gemeinsamen Durchschnitt — die Bestimmung der Austauschgrößen. Der turbulenten Diffusion muß bei all jenen Bewegungsvorgängen im Meer besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden, bei denen eine Vielzahl von individuellen Teilchen (Moleküle, Holzspäne, Plankter, Detritus, usw.) beteiligt sind — die Bewegung eines einzelnen Teilchens ist in diesem Sinne uninteressant.

Prinzipiell kann jede Eigenschaft des Wassers (im allgemeinsten Sinne kann auch ein Stück schwimmenden Holzes als eine solche Eigenschaft aufgefaßt werden) zur Berechnung der Austauschkoeffizienten herangezogen werden. Es kann aber einen Unterschied bedeuten, ob diese Eigenschaft natürlicherweise im Wasser vorkommt (wie Temperatur, Salzgehalt, Sauerstoffgehalt) oder künstlich eingegeben wird (wie Öl, Holz, Farbstoff). Im letzteren Fall kann der turbulente Zustand des Mediums verändert werden, und der daraus berechnete Austauschkoeffizient wird sich von dem des ungestörten Gewässers unterscheiden.

In dieser Arbeit soll der im Wasser gelöste Sauerstoff zur Berechnung zeitlich variabler Austauschkoeffizienten verwendet werden. Als Berechnungsgrundlage dient der in Abb. 1 dargestellte mittlere Jahresgang des Sauerstoffgehaltes im Gotlandtief in der zentralen Ostsee (Station F 81 bzw. BY 15 A auf 57°20' N, 20° E), der aus 147 hydrographischen Serien aus dem Zeitraum 1902–1971 mit Hilfe eines Ausgleichsverfahrens berechnet wurde (MATTHÄUS, 1974). Die

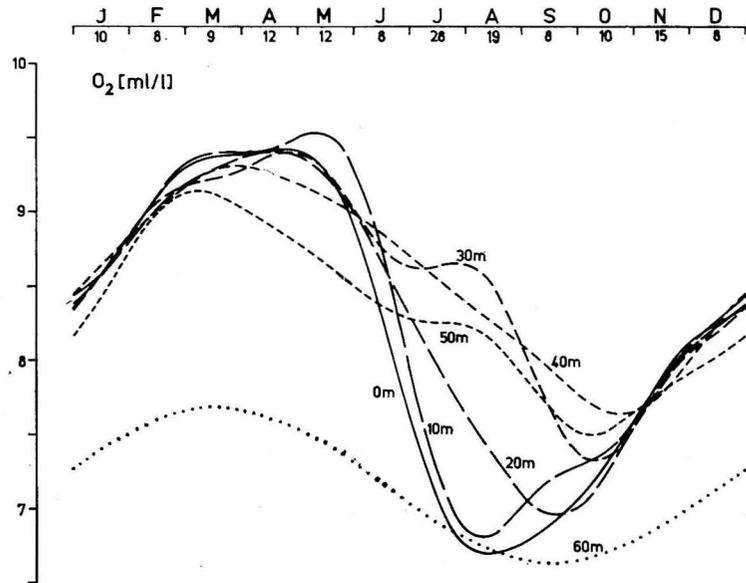


Abb. 1. Mittlerer Jahresgang des beobachteten Sauerstoffgehaltes im Gotlandtief im Zeitraum 1902–1971 (nach MATTHÄUS, 1974)

in 10-m-Tiefenstufen von der Oberfläche bis in 70 m analysierten Beobachtungsdaten sind in FOURIER-Reihen gegeben, so daß tägliche mittlere Sauerstoffgehalte für die ausgewählten Tiefenhorizonte berechnet werden können. Bis in 50 m Tiefe ist ein ausgeprägter Jahresgang zu erkennen. Je weiter man in den Bereich der Sauerstoffsprungschicht gelangt, um so mehr verschwindet der Jahresgang, und in 70 m ist eine breite Streuung der Meßwerte zu beobachten, die eine Standardabweichung $s = \pm 2,29 \text{ ml O}_2/\text{l}$ vom Mittelwert hervorruft (vgl. MATTHÄUS, 1975). Daher wurde für unsere Berechnungen die Tiefe z_n , in der der Jahresgang verschwindet, zu 70 m festgelegt. Die Verteilung der hydrographischen Serien auf die einzelnen Monate ist an der Zeitachse der Abb. 1 aufgetragen. Weitere Details über die Elemente des mittleren Jahresgangs sind bei MATTHÄUS (1974) gegeben.

2. Formulierung des Problems und Lösungsmöglichkeiten

Obwohl, wie schon erwähnt, die Ermittlung der Austauschgrößen mit Hilfe künstlicher Beimengungen zur Veränderung des Turbulenzzustandes führen kann, genießen diese Bestimmungsmethoden in der Praxis den Vorrang. Der Vorteil tritt klar hervor, wenn wir uns die allgemeine Diffusionsgleichung ansehen, die beispielsweise bei KOLESNIKOV (1963) angegeben ist:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial S}{\partial z} \right) + Q_1(S, x, y, z, t) - Q_2(S, x, y, z, t) \quad (1)$$

Hierbei bedeuten: $S(x, y, z)$ = Eigenschaft des Wassers
 x, y, z = kartesische Koordinaten
 t = Zeit
 $K_{x,y,z}$ = Austauschkoeffizienten
 Q_1 = Quellen der Eigenschaft S
 Q_2 = Senken der Eigenschaft S .

Die besonderen Schwierigkeiten bei der Lösung dieser partiellen Differentialgleichung liegen in der Bestimmung der Anfangs- und Randbedingungen des Konzentrationsfeldes und seiner Quellen bzw. Senken. Benutzt man einen geeigneten künstlichen Tracer, so lassen sich die Anfangs- und Randbedingungen angeben und die Quellen und Senken verschwinden. Die Differentialgleichung in der dreidimensionalen Form kann dann gelöst werden, wenn an das Koordinatensystem bezüglich der Stromrichtung gewisse Bedingungen gestellt werden (beispielsweise OKUBO, 1968).

Bei Verwendung eines natürlichen Tracers läßt sich die Differentialgleichung vereinfachen. Nimmt man an, daß die Strömung v im Mittel verschwindet, dann gilt

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + v \text{ grad } S = \frac{\partial S}{\partial t} \quad (1a)$$

Setzt man zusätzlich voraus, daß die horizontalen Gradienten der Eigenschaft im Untersuchungsgebiet Null sind, so folgt

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial S}{\partial z} \right) + Q_1 - Q_2$$

bzw.

$$\frac{\partial S}{\partial t} = K_z \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + Q_1 - Q_2, \quad (1b)$$

wenn K zumindest innerhalb vorgegebener Schichten konstant ist.

Für die Temperatur T als Eigenschaft und $Q_1 = Q_2 = 0$ entsteht die homogene Differentialgleichung für die Wärmeleitung. Den Koeffizienten der turbulenten Temperaturleitfähigkeit K^* könnte man entsprechend der von SHTOKMAN (1946) publizierten Methode berechnen:

$$K_z^*(t) = \frac{\frac{\partial T}{\partial t}}{\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}} \approx \frac{\Delta T}{\Delta t} \cdot \frac{\Delta z^2}{\Delta^2 T}. \quad (2)$$

Da Gleichung (1) in der allgemeinen Form zu kompliziert ist, Gleichung (2) aber unbefriedigende Ergebnisse liefert (vgl. KREMSER, MATTHÄUS, 1973a), soll die von den Autoren mit Erfolg benutzte Gleichung für den turbulenten Wärmestrom (KREMSER, MATTHÄUS, 1973b) für die speziellen Bedingungen der Sauerstoffverhältnisse modifiziert werden.

3. Berechnungsmethodik

Die Wassersäule zwischen Oberfläche und der Tiefe z_n , in der der Jahresgang des Sauerstoffs verschwindet, wird — außer für den Austausch mit der Atmosphäre — als abgeschlossenes System betrachtet. Damit werden im Untersuchungsgebiet horizontaler Sauerstofftransport und Austausch durch den Boden der betrachteten Wassersäule im Mittel vernachlässigt, und es kann in Analogie zu KREMSER und MATTHÄUS (1973b) der vertikale Sauerstofftransport M pro Flächeneinheit und Zeit als das Produkt von Austauschkoeffizient K_{O_2} und Sauerstoffgradient geschrieben werden:

$$M = - \frac{K_{O_2}}{\rho} \frac{\partial O_2}{\partial z}, \quad (3)$$

mit K_{O_2} = Austauschkoeffizient in [$g \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$]

ρ = Dichte in [$g \text{ cm}^{-3}$]

O_2 = beobachteter Sauerstoffgehalt in [$g \text{ cm}^{-3}$].

Der Sauerstoffgradient wird nach

$$\frac{\partial O_2}{\partial z} = \frac{1}{2\Delta z} (O_{2t_1, z_j} - O_{2t_1, z_{j+1}} + O_{2t_2, z_j} - O_{2t_2, z_{j+1}}) \quad (3a)$$

ermittelt, wobei j die Nummer der Schicht ist und die Zeiten t_1 bzw. t_2 ein Zeitintervall begrenzen. Δz ist die Schichtdicke, für die der Austauschkoeffizient als konstant angenommen wird. Numerieren wir die Schichten j von oben nach unten, so läuft j von 1 bis $(n-1)$. Die Schicht l wird durch die Horizonte z_l und z_{l+1} begrenzt. Der vertikale Sauerstofftransport durch die Schicht $(n-1)$ wird $M_{n-1} = 0$, da der Jahresgang in der Tiefe z_n verschwinden soll.

Wegen der einschränkenden Bedingung hinsichtlich horizontaler Transporte im Untersuchungsgebiet wird jede Konzentrationsänderung im gemessenen Sauerstofffeld entweder durch den vertikalen Austausch oder durch Quellen und Senken hervorgerufen. Die durch Quellen und Senken entstehenden bzw. verlorengehenden Sauerstoffmengen ändern zwar die Konzentrationswerte, sind aber nicht transportiert worden. Deshalb müssen diese Mengen von der durch Messungen gefundenen Sauerstoffmenge subtrahiert bzw. addiert werden, da sich der Austauschkoeffizient nur auf durch turbulente Diffusion transportierten Sauerstoff bezieht.

ΔO_2^* sei die Änderung des Sauerstoffgehaltes, die nur dem Wirken der turbulenten Diffusion zuzuschreiben ist. Bezeichnen wir die beobachteten Werte der Sauerstoffkonzentration zu diskreten Zeitpunkten t_i mit O_{2t_i} sowie Q_1 als Quellen und Q_2 als Senken des Sauerstoffs, so gilt

$$\Delta O_2^*(\Delta t) = O_{2t_1} - O_{2t_2} - \sum_{t_1}^{t_2} (Q_1 - Q_2) \quad (3b)$$

mit $\Delta t = t_1 - t_2$. Dies kann man auch als Differenz der Funktion

$$O_{2t_i}^* = O_{2t_i} + \sum_0^{t_i} (Q_1 - Q_2) \quad (3c)$$

zu den Zeitpunkten t_1 und t_2 auffassen, denn es ist

$$\Delta O_2^*(\Delta t) = O_{2t_1}^* - O_{2t_2}^* = O_{2t_1} - O_{2t_2} - \sum_{t_1}^{t_2} (Q_1 - Q_2).$$

Für den Sauerstofftransport durch die Schicht $j = n-2$ gilt mit (3c)

$$M_{n-2} = \frac{(O_{2t_1, z_{n-1}}^* - O_{2t_2, z_{n-1}}^*) \cdot \Delta z}{t_1 - t_2} \quad (3d)$$

und allgemein für den Transport durch die Schicht $j = l$

$$M_l = \frac{\Delta z}{t_1 - t_2} \sum_{j=l}^{n-2} (O_{2t_1, z_{j+1}}^* - O_{2t_2, z_{j+1}}^*). \quad (3e)$$

Damit ergibt sich für den turbulenten Austauschkoeffizienten des Sauerstoffs K_l der Schicht $j = l$

$$K_l = - \frac{2\rho \Delta z^2}{t_1 - t_2} \frac{\sum_{j=l}^{n-2} (O_{2t_1, z_{j+1}}^* - O_{2t_2, z_{j+1}}^*)}{(O_{2t_1, z_l} - O_{2t_2, z_{l+1}} + O_{2t_2, z_l} + O_{2t_1, z_{l+1}})}. \quad (4)$$

Ähnliche Untersuchungen wurden schon von REDFIELD (1948) und von PYTKOWICZ (1964) in amerikanischen Gewässern durchgeführt. Der grundlegende Unterschied zu unserer Arbeit besteht aber darin, daß erstens kein Jahresgang der Koeffizienten berechnet und zweitens nicht detailliert auf die Einflußgrößen des Sauerstoffkonzentrationsfeldes eingegangen wurde. KOLESNIKOV (1963) schränkte seine Untersuchungen auf Gebiete ein, in denen ein Großteil der die Sauerstoffkonzentration beeinflussenden Prozesse vernachlässigt werden kann.

4. Ursachen für die Änderung der Sauerstoffkonzentration im Meerwasser

Das im Meer vorhandene Sauerstoffkonzentrationsfeld ist das Ergebnis einer Vielzahl von Prozessen. Es wird unmittelbar durch

- a) Diffusion an der Grenzfläche Wasser/Atmosphäre,
- b) Photosynthese des Phytoplanktons,
- c) Atmung des Phytoplanktons,
- d) Atmung des Zooplanktons,
- e) Atmung mariner Mikroorganismen wie Bakterien, Pilze oder Hefen,
- f) Oxydation organischer und anorganischer Substanzen,
- g) Sauerstoffverbrauch an der Grenzfläche Wasser/Sediment

beeinflußt und mittelbar durch die Wassertemperatur geprägt, die einen beträchtlichen Jahresgang besitzt.

Entsprechend der in Abschnitt 3. gegebenen Definition von Quellen und Senken in bezug auf den Sauerstoffgehalt des Meerwassers ist die einzige Sauerstoffquelle die Assimilation des Phytoplanktons. Die unter c) bis g) genannten Prozesse sind Senken. Die Diffusion an der Grenzfläche Wasser/Atmosphäre ist dagegen weder Quelle noch Senke in diesem Sinne, da fast alle durch diese Fläche hindurchgehenden Sauerstofftransporte auf turbulente Diffusion zurückzuführen sind. Eine Ausnahme tritt dann auf, wenn bei hoher Sauerstoffübersättigung des Wassers der Sauerstoff herausperlt. Die Wassertemperatur bestimmt die Möglichkeiten des turbulenten Sauerstofftransports insofern, als durch die Änderung der Sauerstoffsättigung des Wassers die Fähigkeit der Sauerstoffaufnahme bzw. -abgabe verändert wird.

Grundlage unserer Rechnungen sind gemessene Sauerstoffkonzentrationswerte. Die zeitliche Änderung des Sauerstoffgehalts im Wasser ist ein Maß für den Sauerstofftransport und bestimmt die Größe des Austauschoeffizienten. Daher müssen alle Effekte, die den Sauerstoffgehalt verändern, aber nicht Folge des turbulenten Austausches sind, rechnerisch kompensiert werden, wie das in Abschnitt 3. bereits erläutert wurde. Damit wird eine quantitative Untersuchung der Quellen und Senken notwendig.

5. Untersuchung der Quellen und Senken des Sauerstoffkonzentrationsfeldes im Meerwasser

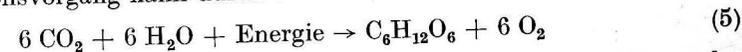
5.1. Diffusion an der Grenzfläche Wasser/Atmosphäre

Die Meeresoberfläche ist eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen thermodynamischen Charakteristiken. Der Nettotransport des Sauerstoffs ist proportional der Partialdruckdifferenz des Sauerstoffs in den beiden Phasen und auch der Größe der Kontaktfläche bzw. Grenzfläche (RICHARDS, 1965b). Bei Wind und Wellen vergrößert sich die Kontaktfläche. Auch Luftblasen sind gute Gasaustauscher. Partialdruck und Löslichkeit sind im Meerwasser Funktionen von Temperatur, Salzgehalt und Druck. Da die Löslichkeit des Sauerstoffs im Wasser mit steigender Temperatur abnimmt, geht die Sauerstoffkonzentration im Oberflächenwasser der Meere gemäßiger Breiten zum Sommer hin zurück und steigt im Herbst und Winter wieder an. Der Gesamtaustausch an der Oberfläche unterliegt deshalb einem ausgeprägten Jahresgang. Im Frühjahr und Sommer wird Sauerstoff an die Atmosphäre abgegeben, im Herbst und Winter aus der Atmosphäre wieder aufgenommen (REDFIELD, 1948). Die molekulare Diffusion wirkt nur unmittelbar an der Kontaktfläche Wasser/Luft.

Die Erniedrigung der Sauerstoffkonzentration bei steigender Wassertemperatur kann einfach durch Absonderung von Gasblasen vor sich gehen, die dann auf Grund der Auftriebskraft an die Oberfläche und damit in die Atmosphäre gelangen. Eine Sauerstoffanreicherung durch einen solchen Prozeß ist nur in der unmittelbaren Kontaktzone möglich. Der Transport des sauerstoffangereicherten Wassers in größere Tiefen kann dann nur durch Konvektion und Vermischung erfolgen. Man kann also nur die Sauerstoffzunahme im Winterhalbjahr mit Sicherheit der turbulenten Diffusion zuschreiben. In den Sommermonaten könnte die Sauerstoffabnahme in der Schicht 0—30 m allein durch die Temperaturzunahme bewirkt werden, so daß der Sauerstoffaustausch auch ohne Turbulenz abläuft. Allerdings ist unklar, bei welchen Übersättigungen und unter welchen Bedingungen das Ausperlen des Sauerstoffs einsetzt.

5.2. Photosynthese des Phytoplanktons

Bei ausreichenden Licht- und Nährstoffverhältnissen assimiliert das pflanzliche Plankton Kohlendioxyd bei einer gleichzeitigen Abgabe von Sauerstoff. Der Assimilationsvorgang kann durch die Summenformel



dargestellt werden. Wir bedienen uns für eine Abschätzung des Jahresgangs des vom Phytoplankton erzeugten Sauerstoffs dieser Summenformel. Mit Hilfe der von STEEMANN NIELSEN (1952) in die Produktionsbiologie eingeführten ¹⁴C-Technik kann die Kohlenstoffaufnahme des Phytoplanktons direkt bestimmt

Tabelle 1
Abgeschätzte Sauerstoffproduktion des Phytoplanktons im Gotlandtief in $[ml/l \cdot d]$ ($O_2/CO_2 = 1,33$)

z [m]	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
0	0,0025	0,0055	0,0087	0,0154	0,1660	0,0107	0,0145	0,0182	0,0214	0,1348	0,0050	0,0037
10	0,0007	0,0037	0,0080	0,0030	0,0162	0,0022	0,0070	0,0120	0,0174	0,0229	0,0005	0,0007
20	0	0,0025	0,0065	0,0015	0,0020	0,0020	0,0025	0,0030	0,0037	0,0045	0,0002	0
30	0	0,0012	0,0055	0	0,0007	0,0010	0,0010	0,0012	0,0012	0,0012	0	0
40	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

werden und man erhält daraus über Gleichung (5) einen Anhaltspunkt für die Menge des an die Umgebung abgegebenen Sauerstoffs.

Nach der Summenformel (5) wird für jedes assimilierte Mol CO_2 ein Mol O_2 freigesetzt. Damit ergibt sich theoretisch ein photosynthetischer Quotient $O_2/CO_2 = 1$. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß dieser Quotient je nach Ernährungsbedingungen und Lichtverhältnissen erheblich von 1 abweichen kann (RYTHER, 1956 b). Für unsere Berechnungen wird ein Quotient O_2/CO_2 von 1,33 verwendet, wie er für die Photosynthese von natürlichem Plankton angegeben wird (MYERS, JOHNSTON 1949; STEEMANN NIELSEN, JENSEN, 1957; STEEMANN NIELSEN, 1958 a).

Für das betrachtete Seegebiet wurden alle verfügbaren ^{14}C -Messungen zur Auswertung herangezogen (NEHRING, FRANCKE, 1971; SEN GUPTA, 1972 a, 1972 b; KAISER, SCHULZ, 1973 b, 1974), die sich aber nur auf Beobachtungen über den Zeitraum 1969–1972 beziehen. In den einzelnen Monaten, für die die Messungen zur Verfügung standen, wurden mittlere Vertikalverteilungen des markierten Kohlenstoffs pro m^3 und Tag berechnet, indem die Meßwerte einer Tiefe gemittelt wurden. Für die Monate Februar und Juli lagen keine Beobachtungen vor, so daß die Vertikalverteilungen interpoliert werden mußten. Da die Meßwerte für Dezember nur auf das Jahr 1969 zurückgehen und relativ hoch liegen, bleiben sie bei diesen Untersuchungen unberücksichtigt. Die Berechnungen ergaben den in Tab. 1 dargestellten mittleren Jahresgang des durch die Photosynthese des Phytoplanktons erzeugten Sauerstoffs in $[ml/l \cdot d]$, wobei sich die Werte auf einen Lichttag beziehen, der in Abhängigkeit von der Jahreszeit zwischen 9 und 15 Stunden für das Gebiet der Gotlandsee angenommen wurde.

5.3. Atmung des Phytoplanktons

In der meeresbiologischen Literatur wird gewöhnlich das Verhältnis des vom Phytoplankton verbrauchten zu dem bei der Photosynthese maxi-

mal produzierten Sauerstoff bei optimalen Lichtbedingungen in der Natur zu etwa 10% angegeben (SVERDRUP, JOHNSON, FLEMING, 1942; RYTHER, 1956 a; STEEMANN NIELSEN 1958 a; STEEMANN NIELSEN, HANSEN, 1959). In den gemäßigten Breiten mit den längeren Tagen im Sommer ist dieses Verhältnis in Oberflächennähe oft auch kleiner als 0,1. Es wurden aber auch Maximalwerte von 0,25 gefunden. Im Winter kann an dunklen Tagen die Nettoproduktion gänzlich zurückgehen (STEEMANN NIELSEN, 1958 a, 1958 b).

Unter Vereinfachung der komplizierten Abhängigkeiten in der Natur werden für unsere Untersuchungen die folgenden Atmungsraten in Prozent des insgesamt produzierten Sauerstoffs verwendet, die aus den nur spärlich in der Literatur angegebenen Werten interpoliert wurden.

Tabelle 2

Atmungsraten des Phytoplanktons in Prozent des bei der Photosynthese produzierten Sauerstoffs (Tab. 1) im Gotlandtief

J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
70	60	40	20	10	20	20	20	40	50	70	80

Zur Zeit der Phytoplanktonblüte im Mai wird mit einer Atmungsrate von 10% gerechnet. Nach der Massenentwicklung des Phytoplanktons wird die Atmungsrate trotz der längeren Tage wieder größer werden. Wir rechnen deshalb mit Werten von 20% für die Monate Juni bis August. Bei einer intensiven Herbstblüte, wie sie beispielsweise im Oktober 1969 beobachtet wurde (KAISER, SCHULZ, 1973 a) und auch in unseren mittleren Angaben zur Sauerstoffproduktion enthalten ist, liegt die Atmungsrate wiederum niedriger, als sie auf Grund der kurzen Tage zu erwarten wäre.

Die Änderung der Atmungsrate mit der Tiefe wurde vernachlässigt, da der überwiegende Teil der Phytoplankter in der Deckschicht (0–10 m) anzutreffen ist und damit Sauerstoffproduktion und -verbrauch durch das pflanzliche Plankton mit der Tiefe sehr schnell zurückgehen.

5.4. Atmung des Zooplanktons

Eine weitere Senke im Sauerstoffkonzentrationsfeld des Wassers ist die Atmung des Zooplanktons. Während das Phytoplankton Sauerstoff über die Assimilation freisetzen kann, wird vom Zooplankton Sauerstoff ausschließlich verbraucht. Der O_2 -Verbrauch durch die Atmung des Zooplanktons soll in diesem Abschnitt abgeschätzt werden.

Der Sauerstoffverbrauch durch das Zooplankton kann als Raum-Zeit-Funktion beschrieben werden

$$y = f(x, t) \quad (6)$$

An einer ozeanologischen Station sind die Oberflächenkoordinaten konstant und es gilt

$$y = f(z, t). \quad (6a)$$

$f(z, t)$ kann in ein Produkt zweier voneinander unabhängiger Funktionen zerlegt werden:

$$y = g(z, t) \cdot h(\text{Art}, t). \quad (7)$$

$g(z, t)$ ist eine Funktion der Zooplanktonkonzentration, die mit der Zeit t und der Tiefe z variiert, und $h(\text{Art}, t)$ gibt den Sauerstoffverbrauch pro Individuum an, der sowohl artspezifisch ist als auch von z abhängt.

Der Sachverhalt wird hier vereinfacht dargestellt. Bei einer auf die unabhängigen Variablen zurückgreifenden Darstellung der funktionellen Abhängigkeit müßte das gesamte Ökosystem in seiner Vielfalt von Wechselbeziehungen berücksichtigt werden. Davon kann und soll hier überhaupt nicht die Rede sein. Der Einfluß von Strahlung, Temperatur, Salzgehalt, Druck und Nährstoffen unmittelbar auf das Zooplankton bzw. mittelbar über das Phytoplankton als Lebensgrundlage des Zooplanktons wird beispielsweise nicht untersucht. Implizite stecken diese Abhängigkeiten natürlich in der empirischen Funktion y und äußern sich dort als Änderung mit z und t .

Die Funktionen g und h werden anhand vorliegender Literatur bestimmt. Zu Vergleichen werden sowohl Angaben über die Ostsee als auch über andere Seegebiete herangezogen.

Aus Zooplanktonuntersuchungen in verschiedenen Seegebieten [Tropischer Atlantik (FRIEDRICH, 1965), Libanesisches Gewässer (LAKKIS, 1971), Seegebiet um Plymouth (DIGBY, 1951), Long Island Sound (RILEY, 1960)] geht hervor, daß die Copepoden für den größten Teil des Jahres dominierend sind. Das trifft auch für die Ostsee zu, wo sie zusammen mit den Cladoceren meistens mehr als 90% des Zooplanktons ausmachen (ACKEFORS, 1969). Deshalb ist es legitim, die weiteren Untersuchungen nur auf die Copepoden *Acartia bifilosa*, *Acartia longiremis*, *Eurytemora affinis*, *Eurytemora hirundo*, *Pseudocalanus minutus elongatus* (KREYER), *Temora longicornis* (MÜLLER) und die Cladoceren *Bosmina coregoni maritima*, *Podon intermedius*, *Podon polyphemoides* und *Evadne nordmanni* zu beziehen.

Nach GESSNER (1957) beträgt die mittlere Zooplanktonkonzentration in der Ostsee 1 Individuum pro Liter. Für die Delaware Bay, die ähnliche Temperaturschwankungen wie die Ostsee aufweist und ebenfalls ein Gebiet verminderten Salzgehaltes ist, werden 4 bis 5 Ind./l im Sommer und 1 bis 2 Ind./l im Winter gezählt (DEEVEY, 1960). Im Seegebiet um Plymouth wurden mitunter 20 bis 30 Ind./l gefunden (DIGBY, 1951).

Die angegebenen Zooplanktonwerte sind wegen der verwendeten Fangmethodik schlecht vergleichbar. Bis auf wenige Ausnahmen basieren die veröffentlichten Zahlen auf Netzfänge, deren Fehlerhaftigkeit bei WALDMANN (1959) ausgiebig diskutiert wird. Die Maschenweite des Netzes, die aber nicht allein den Filtrationskoeffizienten bestimmt, bedingt weitgehend die Zahl der gefangenen

Zooplankter. Diejenigen, die durch ein Netz der Maschenweite 0,202 mm hindurchschlüpfen, werden als Mikrozooplankter bezeichnet. Ihre Konzentration kann sehr hoch sein; beispielsweise wurden an den Küstenstationen des Stillen Ozeans bis zu 700000 Ind./m³ gezählt (BEERS, 1969). Ihr Beitrag zur Biomasse ist im allgemeinen gering.

Die obengenannten Zooplanktonkonzentrationen gelten in etwa auch für die Ostsee, wo bis zu 20 bis 30 Ind./l nachgewiesen wurden (BODNEK, 1954). Die Jahresgänge der Zooplanktonkonzentration für das Gotlandtief wurden mit Hilfe der von ACKEFORS (1969), NIKOLAJEV u. a. (1959) und BODNEK (1954) veröffentlichten Angaben konstruiert. Alle Hinweise über die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Zooplankter in Abhängigkeit von Tiefe und Jahreszeit wurden zusammengefaßt und gehen in die Zooplanktonkonzentrationen ein. Dabei wurde ohne strenge mathematische Grundlage mit einem Einheitszooplankter gerechnet, wobei das Verhältnis von Anzahl zu Biomasse verwendet wurde. Damit sind monatliche Mittelwerte der Funktion $g(z, t)$ bestimmt.

Andere bekannte Sachverhalte, wie beispielsweise die tages- und jahreszeitliche Migration (BISHOP, 1968) und die Beziehung der Zooplanktonkonzentra-

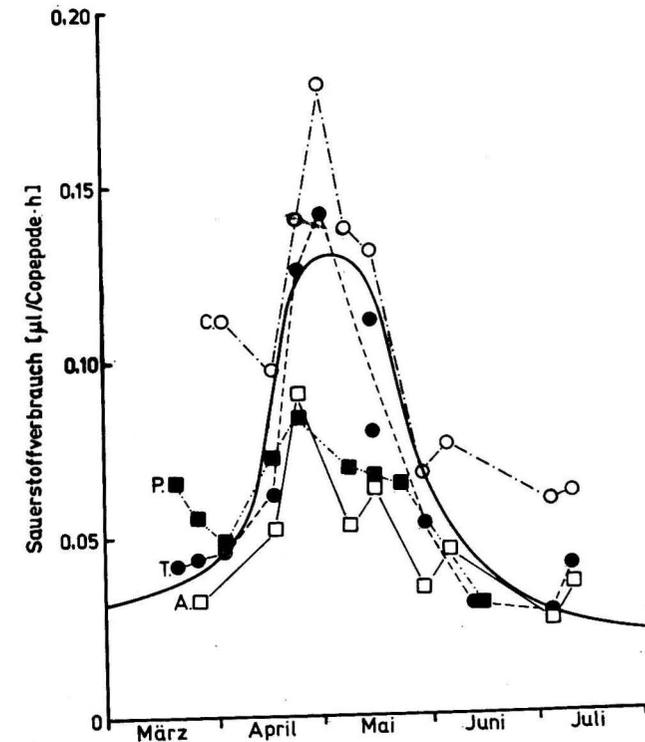


Abb. 2. Jahreszeitliche Schwankungen des Sauerstoffverbrauchs von Copepoden (nach MARSHALL und ORR, 1966); A. = *Acartia*; C. = *Centropages*; P. = *Pseudocalanus*; T. = *Temora*

Tabelle 3

Monatliche Mittelwerte der Funktionen $g(z, t)$ in [Ind./l], $h(\text{Art}, t)$ in [$\mu\text{l O}_2/\text{Ind.} \cdot \text{Monat}$] sowie des Sauerstoffverbrauchs des Zooplanktons ($y = g \cdot h$) in [$\mu\text{l O}_2/\text{l} \cdot \text{Monat}$] im Gotlandtief

Schicht [m]		Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
0—10	g	2,3	1,3	2,2	3,0	8,1	3,2	6,0	6,5	8,3	6,0	3,3	2,8
	h	15,0	16,8	21,0	54,0	78,0	24,0	15,6	12,0	12,0	12,0	12,0	13,2
	y	34,5	21,9	46,2	162,0	631,0	76,9	93,6	78,0	99,6	72,0	39,6	37,0
10—20	g	1,7	1,5	1,6	2,1	2,7	3,1	7,2	5,6	6,1	4,8	2,6	2,2
	h	15,0	16,8	21,0	54,0	78,0	24,0	15,6	12,0	12,0	12,0	12,0	13,2
	y	25,5	25,2	33,6	113,0	210,0	74,4	112,2	67,3	73,2	57,6	31,2	29,1
20—30	g	1,7	1,7	1,9	1,6	1,2	6,0	9,8	8,2	6,3	6,3	2,9	2,3
	h	15,0	16,8	21,0	54,0	78,0	24,0	15,6	12,0	12,0	12,0	12,0	13,2
	y	25,5	28,6	39,9	86,4	93,6	144,0	153,0	98,4	75,6	75,6	34,8	30,4
30—40	g	2,0	1,9	1,5	1,1	0,6	2,8	6,1	6,0	7,2	5,9	2,8	2,4
	h	15,0	16,8	21,0	54,0	78,0	24,0	15,6	12,0	12,0	12,0	12,0	13,2
	y	30,0	31,9	31,5	59,4	46,8	67,2	95,3	72,0	86,5	70,8	33,6	31,7
40—50	g	0,9	0,6	0,5	0,5	0,4	1,7	3,2	5,2	7,1	5,5	2,8	1,6
	h	15,0	16,8	21,0	54,0	78,0	24,0	15,6	12,0	12,0	12,0	12,0	13,2
	y	13,5	10,2	10,5	27,0	31,2	40,8	50,0	62,4	85,2	66,0	33,6	21,1
50—60	g	0,4	0,2	0	0,2	0,6	1,1	2,1	2,3	4,1	2,2	1,2	0,9
	h	15,0	16,8	21,0	54,0	78,0	24,0	15,6	12,0	12,0	12,0	12,0	13,2
	y	6,0	3,4	0	10,8	46,8	26,4	32,8	27,6	49,2	26,4	14,4	11,9

tion zur Wasserschichtung (HARDER, 1968), wurden nicht berücksichtigt. Die Funktion $g(z, t)$ muß mit $h(\text{Art}, t)$ multipliziert werden. Der Sauerstoffverbrauch eines einzelnen Zooplankters hängt einmal von seinem Stoffwechsel ab, der mit seiner Eigenmasse und der Temperatur des umgebenden Wassers variiert. Die Abhängigkeit der Atmungsrate vom Gewicht (COULL, VERNBERG, 1970; NAVAL u. a., 1972; CHAMPALBERT, GAUDY, 1972) und von der Wassertemperatur (COULL, VERNBERG, 1970; GOULD, RAYMONT, 1953) gilt als gesichert. Die gewichtsbezogene Atmungsrate ändert sich auch mit dem Salzgehalt, und zwar fällt sie mit steigendem Salzgehalt (DORGELO, 1973). MARSHALL und ORR (1966) stellten außerdem fest, daß die Atmungsrate zusätzlich jahreszeitlichen Schwankungen unterliegt. Im April/Mai hat sie ein Maximum (vgl. Abb. 2). Die ausgezogene Kurve in Abb. 2 gilt als Mittelwert für die Copepoden und wird den Berechnungen von $h(\text{Art}, t)$ zugrunde gelegt.

Damit ist die Funktion $y = f(z, t)$ bzw. der Sauerstoffverbrauch durch Atmung des Zooplanktons für das Gotlandtief bestimmt (Tabelle 3). Die monatlichen Mittel der Funktion für die einzelnen Schichten lassen ein deutliches Maximum im Mai mit 0,63 ml O_2/l und Monat für die Oberflächenschicht 0—10 m erkennen. Das Maximum ist wegen $h(\text{Art}, \text{Mai})$ so markant. In den anderen Monaten und in größeren Tiefen ist der Sauerstoffverbrauch ziemlich gering, d. h.

der Fehler bei der Berechnung der Austauschkoefizienten auf der Grundlage von Sauerstoffwerten wäre bei Vernachlässigung der Zooplanktonatmung klein.

5.5. Atmung mariner Mikroorganismen

In der Gegenwart sind die Mikroorganismen Gegenstand einer Reihe gezielter Untersuchungen geworden. Bestimmte Bakterien können nämlich u. a. Erdölprodukte abbauen und sind deshalb für Fragen der Selbstreinigung der Gewässer besonders interessant.

Die Angaben allein über die Anzahl der Bakterien pro Liter im Meerwasser schwanken stark. FRIEDRICH (1965) gibt für den Indischen Ozean 3 Ind./l und weniger an. STRICKLAND (1965) fand im Küstenwasser bis zu 10^6 Zellen/l, und STEEMANN, NIELSEN (1958a) sagt aus, daß die Atmungsrate der Bakterien an festen Oberflächen bis zu 0,2 mg O_2/l und Tag betragen kann. Zur Zeit sind keine Untersuchungen von Bakterien *in situ* möglich. Unter Laborbedingungen, d. h. bei Milieuveränderungen, können die Bakterien ihre Eigenschaften ändern (MIRONOV, 1974). Es hat sich aber herausgestellt, daß beispielsweise die kohlenwasserstoffabbauenden Bakterien beim Abbau von Erdölprodukten viel Sauerstoff verbrauchen und die Abbaugeschwindigkeit bei hohen Temperaturen größer ist (MACIEJOWSKA, RAKOWSKA, 1974). 3—4 mg O_2 werden zur Oxydation von 1 mg Kohlenwasserstoffen benötigt. In beschränktem Maße können auch Nitrate Sauerstoffspender sein.

Aus diesen Angaben können keine Werte über den Sauerstoffverbrauch der marinen Mikroorganismen abgeleitet werden. Es ist jedoch sicher, daß er in Abhängigkeit von Zeit und Raum die Sauerstoffproduktion des Phytoplanktons mitunter übertreffen kann. Der Anteil der Mikroorganismen am Sauerstoffkonsum wird in dieser Arbeit über die Angaben von Raten des Sauerstoffverbrauchs bei der Oxydation organischer Substanzen abgeschätzt.

5.6. Oxydation organischer und anorganischer Substanzen

Die Oxydation organischer und anorganischer Substanz ist eine der Senken, die sowohl im Oberflächenbereich als auch im Tiefenwasser auftritt. Der biochemische Sauerstoffverbrauch ist abhängig von dem Betrag der vorhandenen oxydierbaren Substanz. Dabei sind Reaktionen von gelöstem Sauerstoff mit gelösten anorganischen Stoffen wie Fe(II), Mn(II), Sulfiden usw. quantitativ von viel geringerer Bedeutung als die photosynthetische Produktion der marinen Pflanzen und die Atmung der Pflanzen und Tiere (RICHARDS, 1965b). Beträchtliche Sauerstoffmengen erfordert dagegen die Oxydation organischer Substanz.

Modelle für den Abbau organischer Substanz im Meerwasser wurden u. a. von RICHARDS (1965a, b) und SZEKIELDA (1967, 1968) entwickelt und auch verschiedentlich auf ihre Brauchbarkeit hin untersucht (SZEKIELDA, 1967, 1968; GUNDERSEN, MOUNTAIN, 1973). Sie basieren auf einem im Mittel festen atomaren Verhältnis von Kohlenstoff, Stickstoff und Phosphor von 106:16:1 (FLEMING,

1940) bzw. 224:29:2 (SZEKIELDA, 1968) für die organische Substanz marinen Planktons. Diese Modelle gestatten — unter Voraussetzung der vollständigen Oxydation — eine quantitative Näherung des bei biochemischen Vorgängen im Meer verbrauchten gelösten Sauerstoffs aus der Konzentration der freigesetzten anorganischen Verbindungen, insbesondere der Mikronährstoffe Nitrat und Phosphat. Angaben über die Zeiträume, in denen der Abbau des organischen Materials vor sich geht, lassen sich aber nicht ableiten, so daß auf diesen Modellen beruhende Aussagen für unsere Berechnungen nicht verwendet werden können. Wir stützen uns daher auf einige Schätzungen und Berechnungen der Raten des Sauerstoffverbrauchs.

SVERDRUP und FLEMING (1941) geben für den Sauerstoffverbrauch in 200 m Tiefe vor der südkalifornischen Küste 1,8 ml/l und Jahr an. RILEY (1951) rechnet mit 0,21 ml/l und Jahr als Mittelwert für den 200-m-Tiefenhorizont des Atlantiks. Für einzelne Teile des Puget Sounds (nordamerikanische Pazifikküste) fanden BARNES und COLLAS (1958) Werte des mittleren Sauerstoffverbrauchs zwischen 1,8 und 7,3 ml/l und Jahr.

SEN GUPTA (1972b) gibt für Mai 1966 bzw. April 1971 in der Gotlandsee unterhalb von 60 m mittlere Sauerstoffkonzentrationen von 0,72 bzw. 0,81 ml/l an, die jeweils innerhalb von drei Monaten vollständig aufgebraucht waren. Wenn man diese Werte auf das gesamte Jahr bezieht, erhält man einen mittleren Sauerstoffverbrauch von rund 3 ml/l als Richtwert. Untersuchungen von MATTHÄUS (1973b) über den mittleren jährlichen Rückgang der Sauerstoffkonzentration während der Stagnationsperioden im Tiefenwasser des Gotlandtiefs ergaben Werte bis zu 1,4 ml/l und Jahr.

Diese Angaben beziehen sich im wesentlichen auf Tiefen unterhalb der Kompensationstiefe, wo die Verhältnisse weniger komplex sind als in der euphoten Schicht. In Oberflächennähe dürften diese Werte stets größer sein. RILEY (1951) schätzt, daß im Atlantik nur 10% der organischen Substanz, die in der euphoten Schicht produziert wird, unterhalb von 200 m oxydiert wird. Nach Angaben von SEN GUPTA (1972b) wird der Hauptteil des organischen Materials in der Ostsee in der subphotonen Schicht oberhalb der Salzgehaltssprungschicht abgebaut.

Da quantitative Daten für den biochemischen Sauerstoffverbrauch und seine Abhängigkeit von der Tiefe nicht zur Verfügung stehen, verwenden wir als Grundlage für unsere Abschätzung den aus den Angaben von SEN GUPTA (1972b) resultierenden Jahresmittelwert von rund 3 ml/l. Dieser Wert ist für den Sauerstoffverbrauch bei der Oxydation organischer Substanz im Oberflächenbereich jedoch nur als unterer Grenzwert aufzufassen. Wir benutzen deshalb das in Tab. 4 dargestellte Modell der vertikalen Verteilung des biochemischen Sauerstoffverbrauchs.

Da der biochemische Sauerstoffverbrauch u. a. eine Funktion der Temperatur und des Angebots an toter organischer Substanz ist, unterliegt er einem Jahresgang. Der Jahresgang der Temperatur in Abhängigkeit von der Tiefe ist bekannt (MATTHÄUS, 1973a). Unter Berücksichtigung einiger Angaben der Zooplanktonbiomasse, des Detritus und der Aktivität des Phytoplanktons sowie unter der

Tabelle 4

Abgeschätzter jährlicher biochemischer Sauerstoffverbrauch in Abhängigkeit von der Tiefe in [ml/l] im Gotlandtief

Schicht	0—10 m	10—20 m	20—30 m	30—40 m	40—50 m	50—60 m	60—70 m
biochem. Sauerstoffverbrauch	1	1,5	2,5	3,5	4,5	5	5,5

Voraussetzung, daß die tote organische Substanz in etwa mit der Temperatur turbulent transportiert wird, haben wir unseren Berechnungen die in Tab. 5 gegebene Modifikation der Vertikalverteilung des biochemischen Sauerstoffverbrauchs im Jahresgang zugrunde gelegt.

Tabelle 5

Angenommener Jahresgang des biochemischen Sauerstoffverbrauchs in Prozent der in Tabelle 4 gegebenen Vertikalverteilung

Schicht	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
0—10 m	3	3	4	6	9	12	15	15	13	11	6	3
10—20 m	3	3	4	6	9	12	15	15	13	11	6	3
20—30 m	6	4	4	4	6	7	8	11	14	14	12	10
30—40 m	7	6	6	6	7	7	8	10	11	13	11	8
40—50 m	7	6	6	6	7	7	8	9	11	12	12	9
50—60 m	9	7	7	7	7	8	8	9	9	9	10	10
60—70 m	9	8	7	7	8	8	8	9	9	9	9	9

5.7. Sauerstoffverbrauch an der Grenzfläche Wasser/Sediment

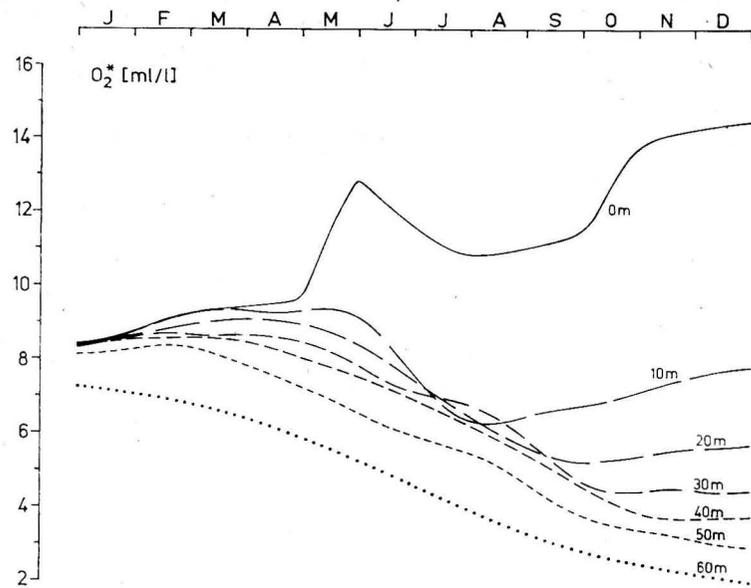
Da bei unseren Berechnungen nur der Oberflächenbereich bis in 70 m Tiefe betrachtet und der Austausch durch den Boden der Wassersäule im Mittel vernachlässigbar klein angenommen wird, kann der Einfluß der Wechselwirkung an der Grenzfläche Wasser/Sediment unberücksichtigt bleiben.

6. Ergebnisse und Diskussion

Die Berechnung der Austauschkoeffizienten wurde entsprechend Gleichung (4) nach

$$K_l = -\rho \frac{\Delta z}{\Delta t} \frac{\sum_{j=1}^{n-2} (\Delta O_2^*)_j}{\text{grad}_z O_2} \quad (4)$$

mit $\Delta z = 10^3$ cm, $\Delta t = 5$ Tage und $z_n = 70$ m durchgeführt. Dabei ergibt sich ΔO_2^* aus der tatsächlich gemessenen Sauerstoffkonzentration und der durch Quellen und Senken bewirkten Änderungen aus Gleichung (3b). Abb. 3 zeigt

Abb. 3. Jahresgang der Funktion O_2^*

den unter Berücksichtigung der Quellen und Senken aus dem beobachteten Sauerstoffgehalt O_2 nach Gleichung (3c) berechneten Anteil O_2^* , der am turbulenten Austausch beteiligt ist.

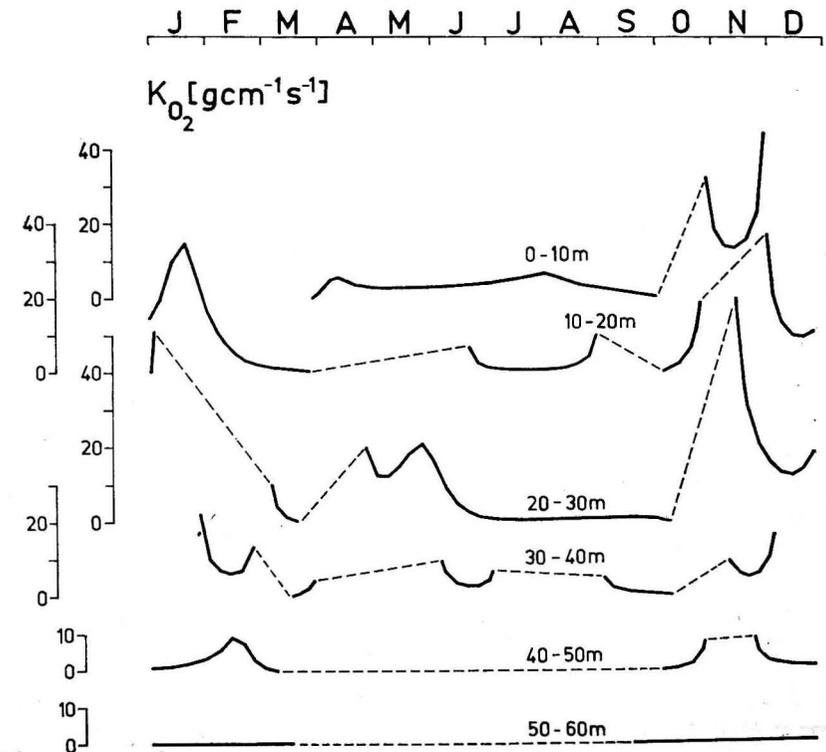
Gemäß Abschnitt 4 gilt als einzige Quelle die Photosynthese des Phytoplanktons. Als Senken gehen die Atmung von Phyto- und Zooplankton und die Oxydation organischen Materials ein. Im Falle der marinen Mikroorganismen wird der Sauerstoffbedarf über Raten des Sauerstoffverbrauchs bei der Oxydation organischer Substanz abgeschätzt. Die Oxydation anorganischer Substanzen und der Sauerstoffverbrauch an der Grenzfläche Wasser/Sediment können aus unterschiedlichen Gründen vernachlässigt werden.

Die nach Gleichung (4) berechneten Jahresgänge von K sind in Abb. 5 dargestellt und zeigen wesentliche Unterschiede zum Jahresgang der Austauschkoefizienten, die direkt aus den beobachteten Sauerstoffwerten berechnet wurden (Abb. 4). In der Schicht 0–10 m erreichen die Austauschkoefizienten im Januar/Februar Werte von 70–100 [$g\ cm^{-1}\ s^{-1}$], zeigen ein zweites Maximum im März/April mit Werten bis zu 70 [$g\ cm^{-1}\ s^{-1}$], ein kleineres drittes Maximum (bis 15 [$g\ cm^{-1}\ s^{-1}$]) im Juli/August und nehmen zum Herbst hin ab.

Im Winter ist die Sauerstoffproduktion gering und der Anstieg im Sauerstoffgehalt wird mit Hilfe der turbulenten Diffusion realisiert. Die mittleren Windstärken des Zweigradfeldes 56–58° N, 18–20° E erreichen mit 4,5 bis 4,7 Bft maximale Werte (MARKGRAF, BINTIG, 1954).

Die relativ hohen Austauschkoefizienten zwischen Ende März und Anfang Mai können auf den Temperaturanstieg zurückgeführt werden, der zusammen mit der hohen Sauerstoffproduktion im April/Mai die Übersättigung des Meerwassers (vgl. MATTHÄUS, 1974) und damit eine Abgabe von Sauerstoff an die Atmosphäre bewirkt (vgl. auch Abb. 6).

Von Mitte Mai bis August geht der Sauerstoffgehalt rapide zurück. In 0–10 m entspricht die Abnahme der gesamten mittleren Jahresschwankung (vgl. Abb. 1). Die berechneten Austauschkoefizienten sind mit mindestens 5, maximal aber 15 [$g\ cm^{-1}\ s^{-1}$] recht beträchtlich für diesen Zeitraum starker thermischer Schichtung. Die Anteile des turbulenten Transports, der molekularen Diffusion und des Ausperlens des Sauerstoffs (vgl. Abschnitt 5.1.), die den Austauschkoefizienten bestimmen, können nicht voneinander getrennt werden. Man kann jedoch annehmen, daß in diesem Zeitraum ein Teil des Sauerstoffs durch Ausperlen an die Atmosphäre abgegeben wird, zumal die Deckschicht (0–10 m) im Juni mit 111–114% übersättigt ist und im August/September 100% wieder unterschreitet.

Abb. 4. Mittlerer Jahresgang der Austauschkoefizienten K_{O_2} (direkt aus den beobachteten Sauerstoffwerten berechnet)

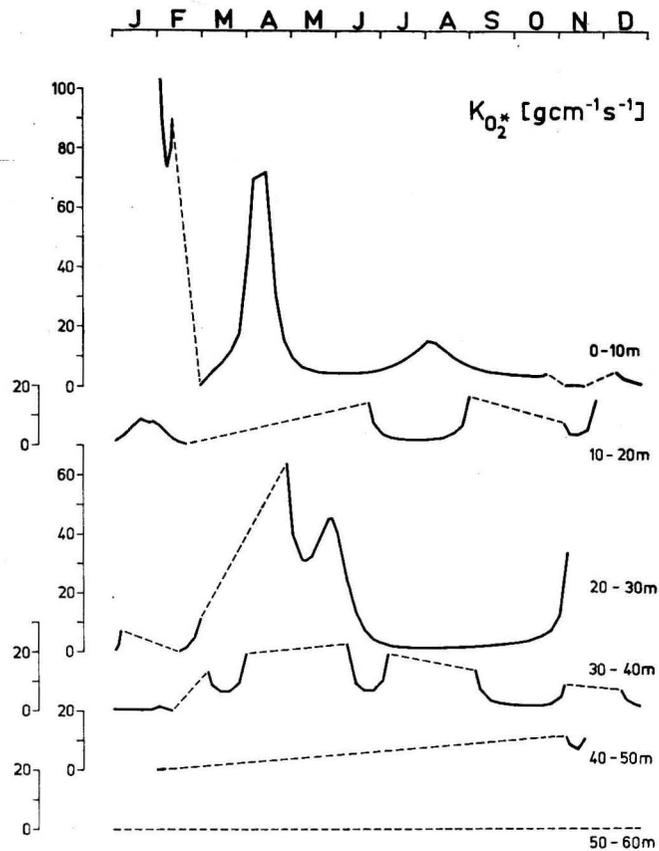


Abb. 5. Mittlerer Jahresgang der Austauschkoefizienten $K_{O_2}^*$ (aus der Funktion O_2^* berechnet)

Aus Abb. 1 geht hervor, daß ab Oktober in allen Schichten der Sauerstoffgehalt beträchtlich zunimmt. Nach unserem Modell läßt sich in der Schicht 0 bis 10 m diese Zunahme mit dem Produktionsüberschuß an Sauerstoff infolge der Herbstblüte des Phytoplanktons erklären und ist deshalb kaum an den turbulenten Austausch gebunden. Die Erhöhung des Sauerstoffgehalts in den tieferen Schichten kann jedoch nur durch turbulenten Sauerstoffaustausch erklärt werden und spiegelt sich in relativ großen Koeffizienten im vierten Quartal wider (10–20 m: bis $15 [g cm^{-1} s^{-1}]$; 20–30 m: bis ca. $35 [g cm^{-1} s^{-1}]$; 30 bis 40 m: ca. $10 [g cm^{-1} s^{-1}]$; 40–50 m: $10 [g cm^{-1} s^{-1}]$).

Hier muß allerdings auf eine methodische Unzulänglichkeit bei der Berechnung der Austauschkoefizienten hingewiesen werden. Im Nenner der Gleichung (4) steht der Sauerstoffgradient, der im Laufe des Jahres in den einzelnen Schichten sein Vorzeichen mehrmals ändert. Im Intervall der Vorzeichenänderung ergeben sich kleine Werte im Nenner, die große Austauschkoefizienten hervorrufen.

Wir haben deshalb das unmittelbare Intervall um diese Singularitäten herum nicht verwendet.

Ein Vergleich der Jahresgänge der Austauschkoefizienten des Sauerstoffs mit denen der Temperatur zeigt eine gute Übereinstimmung (vgl. KREMSEK, MATTHÄUS, 1973a). Das war auch zu erwarten, da der Sauerstoffgehalt im Meer sehr stark vom Temperaturregime beeinflusst wird.

Unsere Koeffizienten stimmen größenordnungsmäßig mit Werten anderer Autoren überein. SVERDRUP u. a. (1942) geben vertikale Austauschkoefizienten von Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoffgehalt für verschiedene Seegebiete zwischen $0,02$ und $320 [g cm^{-1} s^{-1}]$ an. Vor der nordamerikanischen Westküste fand PYTKOWICZ (1964) zwischen Juni und September mittlere Austauschkoefizienten des Sauerstoffs von $2,3 [g cm^{-1} s^{-1}]$ in 10 m, $1,3 [g cm^{-1} s^{-1}]$ in 20 m und $0,1 [g cm^{-1} s^{-1}]$ in 30 m Tiefe. Bei theoretischen Untersuchungen über die Bildung des Sauerstoffminimums im Ozean rechneten BUBNOV u. a. (1968, 1971) mit mittleren vertikalen Austauschkoefizienten von $5-15 [g cm^{-1} s^{-1}]$.

7. Der Austausch an der Grenzfläche Wasser/Atmosphäre im Bereich der zentralen Ostsee

Nach Gleichung (3e) ergibt sich für den mittleren Sauerstofftransport durch die Meeresoberfläche

$$M_0 = \frac{\Delta z}{t_1 - t_2} \sum_{j=1}^6 (O_{2,t_1,z_{j+1}}^* - O_{2,t_2,z_{j+1}}^*) \quad (8)$$

Wegen

$$\Delta O_2^*(\Delta t) = \Delta O_2(\Delta t) - \sum_{t_1}^{t_2} (Q_1 - Q_2)$$

kann M_0 als Summe dreier Komponenten dargestellt werden:

$$M_0 = \frac{\Delta z}{t_1 - t_2} \left[\sum_{j=1}^6 \Delta O_2(\Delta t) - \sum_{j=1}^6 \sum_{t_1}^{t_2} Q_1 + \sum_{j=1}^6 \sum_{t_1}^{t_2} Q_2 \right] \quad (9)$$

Der erste Summand entspricht der beobachteten Sauerstoffänderung in der betrachteten Wassersäule (Zunahme positiv), das 2. und 3. Glied stellen Produktion bzw. Verbrauch dar. Der Jahresgang von M_0 (Richtung Atmosphäre-Wasser positiv) und der Komponenten sind in Tab. 6 und Abb. 6 wiedergegeben.

Im Bereich des Gotlandtiefs nimmt innerhalb der Wassersäule die Menge des gelösten Sauerstoffs von Oktober bis März im Mittel um rund 130 l zu, von April bis September geht sie um den gleichen Betrag zurück. Nach unserem Modell werden maximale Werte der Sauerstoffaufnahme aus der Atmosphäre von 43 bis 55 l pro m^2 und Monat zwischen November und Januar gefunden. Zu dieser Zeit sind mit 4,5–4,7 Bft auch die größten Windstärken im Zweigradfeld 56 bis 58° N, 18–20° E zu beobachten (MARKGRAF, BINTIG, 1954). Nach Laboruntersuchungen von KANWISHER (1963) sowie BROECKER und PENG (1974)

wächst oberhalb der Geschwindigkeiten von etwa 2 m/s der Gasaustausch annähernd mit dem Quadrat der Windgeschwindigkeit. Der gleichzeitig auftretende starke Temperaturrückgang im Oberflächenbereich und die geringe biologische Produktion bewirken die große Aufnahmefähigkeit des Wassers für Sauerstoff.

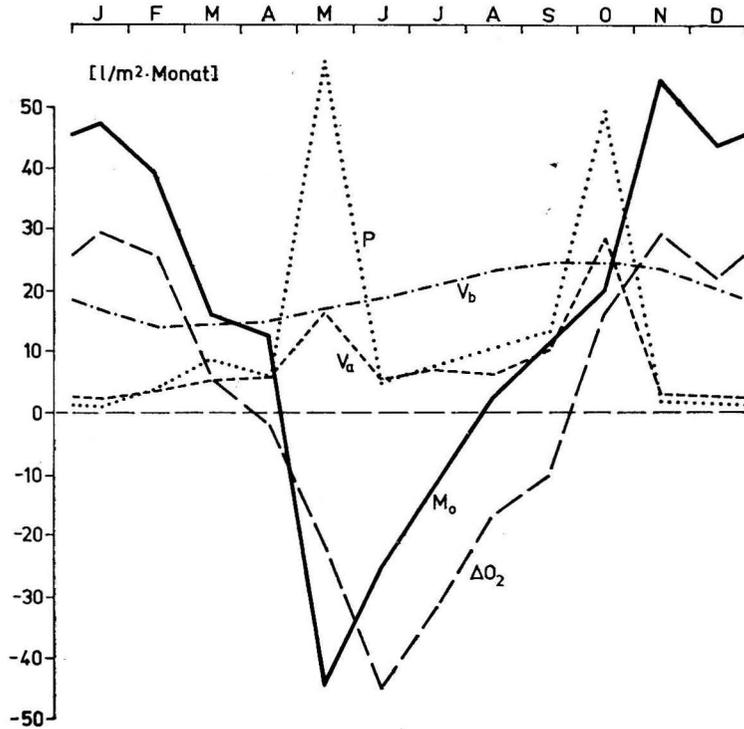


Abb. 6. Mittlerer Jahresgang des Sauerstofftransports M_0 durch 1 m^2 Meeresoberfläche (Richtung Atmosphäre — Meer positiv) im Gotlandtief und seine Komponenten (P = produzierter Sauerstoff; V_a = Verbrauch durch Atmung; V_b = biochemischer Sauerstoffverbrauch; ΔO_2 = mittlere Sauerstoffänderung)

Für den Mai ergibt sich ein Maximum von rund 44 l Sauerstoff, der pro Quadratmeter an die Atmosphäre abgegeben wird. Die zur Zeit der Massenentwicklung des Phytoplanktons im April/Mai produzierte Sauerstoffmenge übertrifft den biochemisch sowie durch Atmung der Tiere und Pflanzen verbrauchten Sauerstoff fast um das Doppelte (vgl. Tabelle 6). Darüber hinaus führt die Temperaturzunahme zum Rückgang der Sauerstofflöslichkeit und die um diese Zeit einsetzende Sauerstoffübersättigung in 0–30 m (vgl. MATTHÄUS, 1974) bewirkt eine Abgabe von Sauerstoff an die Atmosphäre bis in den Juli hinein. Im August beginnt im Mittel bereits wieder die Umkehrung des Sauerstoff-

Tabelle 6
Mittlerer monatlicher Sauerstofftransport M_0 in $l/m^2 \cdot \text{Monat}$ und seine Komponenten, bezogen auf eine Wassersäule von 70 m Länge (Tiefe)

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Produzierter Sauerstoff P in $l/m^2 \cdot \text{Mon.}$	1,0	3,9	8,6	6,0	55,5	4,8	7,5	10,3	13,1	49,0	1,7	1,3
Verbrauch durch Atmung V_a in $l/m^2 \cdot \text{Mon.}$	2,0	3,5	5,1	5,8	16,4	5,3	7,0	6,2	10,1	28,3	3,1	2,7
Biochemischer Sauerstoffverbrauch V_b in $l/m^2 \cdot \text{Mon.}$	17,3	14,4	14,2	14,6	17,2	18,8	20,6	23,5	25,0	25,6	23,7	20,0
Mittlere Sauerstoffänderung ΔO_2 in $l/m^2 \cdot \text{Mon.}$	29,4	25,4	5,3	-2,1	-21,9	-44,9	-31,7	-16,7	-10,1	16,3	29,1	22,0
Mittlerer Sauerstofftransport M_0 in $l/m^2 \cdot \text{Mon.}$	47,7	39,4	16,0	12,3	-43,8	-25,6	-11,6	2,7	11,9	21,2	54,2	43,4

transports trotz des Rückgangs der Sauerstoffmenge in der betrachteten Wassersäule. Selbst eine kräftige Herbstblüte des Phytoplanktons im Oktober führt im Mittel nicht zur Abgabe von Sauerstoff an die Atmosphäre. Es muß bereits Sauerstoff aus der Atmosphäre aufgenommen werden, um allein den biologischen und biochemischen Verbrauch zu decken.

Insgesamt werden von August bis April rund 250 l Sauerstoff pro m^2 Meeresoberfläche aus der Atmosphäre aufgenommen und von Mai bis Juni nur etwa 80 l an die Atmosphäre abgegeben. Vergleichsweise schätzte REDFIELD (1948) für den Gulf of Maine (Juli 1933 bis September 1934) ab, daß ca. 300 l Sauerstoff pro m^2 zwischen März und Oktober aus dem Wasser in die Atmosphäre gelangen und die gleiche Menge im Winterhalbjahr wieder vom Wasser aufgenommen wird.

Die Bilanz für das Gotlandtief ist nach unserem Modell nicht ausgeglichen. $250 \text{ l} - 80 \text{ l} = 170 \text{ l}$ werden jährlich in der Wassersäule von 1 m^2 Querschnitt und 70 m Länge (Tiefe) verbraucht. Ausschlaggebend für diesen Wert ist vor allem die in Tab. 4 angegebene und von uns angenommene Vertikalverteilung für den Sauerstoffverbrauch auf Grund der Oxydation organischen Materials.

Aus jüngsten Schätzungen der Globalproduktion organischer Substanzen leitet man ab, daß die Ozeane knapp ein Drittel der gesamten Sauerstoffproduktion der Erde durch Photosynthese liefern (WHITTAKER, 1970; RYTHER, 1970). Nach unserem Modell ergibt sich für die offene Gotlandsee kein Beitrag zum Sauerstoffgehalt der Atmosphäre. Es wird jährlich sogar rund dreimal so-

viel Sauerstoff aus der Atmosphäre aufgenommen wie an diese zurückgegeben wird!

Um einen Überblick zu erhalten, wie sich die Jahresbilanz des Sauerstoffaustausches durch die Meeresoberfläche in Abhängigkeit vom jährlichen biochemischen Sauerstoffverbrauch ändert, wurden verschiedene Modelle der Vertikalverteilung des biochemischen Verbrauchs (vgl. Tab. 7) durchgerechnet. Die Ergebnisse in Tab. 8 zeigen, daß sich bei einem jährlichen biochemischen Sauer-

Tabelle 7

Verschiedene Modelle des jährlichen biochemischen Sauerstoffverbrauchs in Abhängigkeit von der Tiefe in [ml/l]

Schicht	Modelle					
	A	B	C	D	E	F
0—10 m	2	1	3	1	0,2	0,2
10—20 m	3	1,5	3	1	0,2	0,2
20—30 m	4	2,5	3	1	0,3	0,2
30—40 m	5	3,5	3	1	0,4	0,2
40—50 m	6	4,5	3	1	0,5	0,2
50—60 m	6	5	3	1	1	0,2
60—70 m	6	5,5	3	1	1	0,2

Tabelle 8

Jährliche Sauerstoffaufnahme des Wassers aus der Atmosphäre bzw. Abgabe an die Atmosphäre in [l/m^2] bei den verschiedenen Modellen in Tab. 7 und die Jahresbilanzen (Richtung Atmosphäre — Meer positiv)

	Modelle					
	A	B	C	D	E	F
Aufnahme	310	250	225	140	125	115
Abgabe	-60	-80	-80	-140	-150	-170
Bilanz	250	170	145	0	-25	-55

stoffverbrauch von 1 ml/l für jede der betrachteten Schichten eine ausgeglichene Jahresbilanz einstellt. Ein Sauerstoffüberschuß im Jahresmittel ergibt sich bei den Modellen E und F. Wenn man davon ausgeht, daß der jährliche biochemische Sauerstoffbedarf für jede der Schichten nur 0,2 ml/l beträgt, wird im Sommerhalbjahr rund 50% mehr Sauerstoff pro Quadratmeter an die Atmosphäre abgegeben als im Winterhalbjahr aufgenommen wird.

Es ist vorgesehen, die Berechnungen zum Sauerstoffaustausch an der Grenzfläche Wasser/Atmosphäre bei Vorliegen zuverlässiger Werte schrittweise zu vervollständigen. Dabei kommt es vor allem darauf an, gesicherte Angaben über den biochemischen Sauerstoffverbrauch im Oberflächenwasser zu erhalten. Wie die obigen Modelluntersuchungen zeigen, ist zwischen den Modellen A und F ein breites Spektrum von Möglichkeiten gegeben. Darüber hinaus darf ange-

nommen werden, daß sich bei Untersuchungen der Photosynthese des Phytoplanktons über längere Zeiträume auch besser gesicherte Werte für die Sauerstoffproduktion ergeben.

In Zusammenhang mit unseren Untersuchungen äußern wir die Vermutung, daß auch eine schlechtere Vermischung als Folge langjähriger Variationen des Windvektors die Qualität — d. h. in diesem Falle Sauerstoff- oder Schwefelwasserstoffgehalt — des Wassers in den Becken der Ostsee verändert. Im Mittel schwächere Winde setzen den turbulenten Transport von Sauerstoff in die mittleren Schichten herab. Eine Beeinflussung des Sauerstoffgehalts im Tiefenwasser erfolgt im wesentlichen durch advective Vorgänge, wird aber auch über die turbulente Diffusion von Sauerstoff aus den mittleren in die tieferen Schichten realisiert. Ist die Sauerstoffkonzentration in den mittleren Schichten geringer, diffundiert auch weniger O_2 in die Tiefe. Zum anderen bleibt bei gleichem Angebot an organischer Substanz in den mittleren Schichten über längere Zeiträume mehr nichtoxydiertes Material übrig, welches verstärkt in das Tiefenwasser transportiert wird. Beide Vorgänge belasten den Sauerstoffhaushalt des Tiefenwassers. Unsere derzeitigen Kenntnisse des Problems lassen jedoch noch keine Abschätzung des Einflusses dieser Vorgänge im Verhältnis zum advectiven Austausch zu.

Literatur

- ACKEFORS, H., Ecological zooplankton investigations in the Baltic proper 1963—1965. Inst. Mar. Res., Lysekil, Ser. Biol., Rep. No. 18, Lund 1969.
- ARNDT, E. A., Tiere des freien Wassers. In: Zwischen Düne und Meeresgrund, Kap. VI, S. 153—159. Leipzig-Jena-Berlin 1969.
- BARNES, C. A. and E. E. COLLIAS, Some considerations of oxygen utilization rates in Puget Sound. J. Mar. Res. 17 (1958), 68—80.
- BEERS, J. R. and G. C. STEWART, The vertical distribution of microplankton and some ecological observations. J. Conseil 33 (1969), 1, 30—44.
- BISHOP, J. W., Respiratory rates of migrating zooplankton in the natural habitat. Limnol. Oceanogr. 13 (1968), 58—62.
- BODNEK, V. M., Das Zooplankton der mittleren und südlichen Ostsee sowie des Rigaer Meerbusens (in russ.). Trudy VNIRO 26 (1954), 188—209.
- BROECKER, W. S. and T.-H. PENG, Gas exchange rates between air and sea. Tellus 26 (1974), 1/2, 21—35.
- BUBNOV, V. A., O. A. GUSHCHIN und L. M. KRIVELEVICH, Zur Frage der Bildung des Sauerstoffminimums im Ozean (in russ.). Okeanologija 8 (1968), 605—611.
- BUBNOV, V. A. und L. M. KRIVELEVICH, Die dynamische Nullfläche und das Sauerstoffminimum im Ozean (in russ.). Okeanologija 11 (1971), 408—413.
- CHAMPALBERT, G. and R. GAUDY, Study of the respiration of copepods from various bathythermic levels in the South Moroccan and Canarian area. Mar. Biol. 12 (1972), 2, 159 bis 169.
- COULL, B. C. and W. B. VERNBERG, Harpacticoid copepod respiration: Enhydrosoma propinquum and longipedia helgolandica. Mar. Biol. 5 (1970), 4, 341—344.
- DEEVEY, G. B., The zooplankton of the surface waters of the Delaware Bay region. Bull. Bingh. Oceanogr. Coll. 17 (1960), 2, 5—53.

- DIGBY, P. S. B., The biology of the small planktonic copepods of Plymouth. *J. Mar. Biol. Ass. U.K.* **29** (1951), 393—438.
- DORGELO, J., Comparative ecophysiology of Gammarids (Crustacea: Amphipoda) from marine, brackish and fresh-water habitats, exposed to the influence of salinity-temperature combinations. III. Oxygen uptake. *Netherlands J. Sea Res.* **7** (1973), 253—266.
- FLEMING, R. H., The composition of plankton and units for reporting populations and production. Sixth Pacific Sci. Congr., Calif. 1939, **3** (1940), 535—540.
- FRIEDRICH, H., Meeresbiologie. Berlin-Nikolassee 1965.
- GESSNER, F., Meer und Strand. Berlin 1957.
- GOULD, D. T. and J. E. G. RAYMONT, The respiration of some planktonic copepods. II: The effect of temperature. *J. Mar. Biol. Ass. U.K.* **31** (1953), 447—474.
- GUNDERSEN, K. and C. W. MOUNTAIN, Oxygen utilization and pH change in the ocean resulting from biological nitrate formation. *Deep-Sea Res.* **20** (1973), 1083—1091.
- HARDER, W., Reactions of plankton organisms to water stratification. *Limnol. Oceanogr.* **13** (1968), 1, 156—168.
- KAISER, W. und S. SCHULZ, Biologische Untersuchungen während des Internationalen Ostseejahres (International Baltic Year, IBY) 1969/70. II. Untersuchungen zur Primärproduktion. *Beitr. Meereskunde. H.* **32** (1973 a), 9—31.
- KAISER, W. und S. SCHULZ, Produktionsbiologische Untersuchungen der Ostsee im Jahre 1971. *Fischerei-Forsch.* **11** (1973 b), 1, 27—30.
- KAISER, W. und S. SCHULZ, Produktionsbiologische Untersuchungen in der Ostsee 1972. *Fischerei-Forsch.* **12** (1974), H. 1, 17—22.
- KANWISHER, J., On the exchange of gases between the atmosphere and the sea. *Deep-Sea Res.* **10** (1963), 195—207.
- KOLESNIKOV, A. G., Zur Verwendung von Daten der Sauerstoffverteilung für die Bestimmung der Intensität des vertikalen Austausches im Meer (in russ.). *Okeanologija* **3** (1963) 260—270.
- KREMSEK, U. und W. MATTHÄUS, Mittlere Koeffizienten des vertikalen turbulenten Wärmeaustausches in der Ostsee (in russ.). *Okeanologija* **13** (1973 a), 768—775.
- KREMSEK, U. und W. MATTHÄUS, Grundlagen und Methoden zur Berechnung mittlerer vertikaler Wärmeaustauschkoeffizienten in der Ostsee. *Gerlands Beitr. Geophys.* **82** (1973 b), 128—134.
- LAKKIS, S., Contribution to the study of zooplankton in Lebanese waters. *Mar. Biol.* **11** (1971), 2, 138—148.
- MACIEJOWSKA, M. und E. RAKOWSKA, Eigenschaften kohlenwasserstoffzerstörender Bakterien in der Ostsee und einige Faktoren des Einflusses auf ihre Aktivität (in russ.). Vortrag auf dem Symposium „Verunreinigung haliner Gewässer“, 21.—25. 1. 1974, Gdynia, VR Polen.
- MARKGRAF, H. und P. BINTIG, Klimatologie der Nordwesteuropäischen Gewässer, Teil 2: Windverhältnisse. Dt. Wetterdienst, Seewetteramt, Einzelveröff. No. 4, Hamburg 1954.
- MARSHALL, S. M. and A. P. ORR, Respiration and feeding in some small copepods. *J. Mar. Biol. Ass. U.K.* **46** (1966), 513—530.
- MATTHÄUS, W., Zur Hydrographie der Gotlandsee II. Der mittlere Jahresgang der Temperatur in Oberflächennähe. *Beitr. Meereskunde, H.* **32** (1973 a), 105—114.
- MATTHÄUS, W., Zur Hydrographie der Gotlandsee III. Die Variation der Sauerstoffverhältnisse im Tiefenwasser des Gotlandtiefs auf 57°20' N, 20° E (F 81 bzw. BY15A). *Beitr. Meereskunde, H.* **32** (1973 b), 115—136.
- MATTHÄUS, W., Zur Hydrographie der Gotlandsee IV. Zum mittleren Jahresgang des Sauerstoffgehalts im Oberflächenbereich des Gotlandtiefs. *Beitr. Meereskunde, H.* **33** (1974) 141—151.

- MATTHÄUS, W., Mean annual variations of the oxygen content of the near-surface region of the Gotland and Arkona Seas. *Proc. 3rd Baltic Symp. Mar. Biol., Helsinki 1973. Merentutk. Julk., No. 239* (1975), 248—256.
- MIRONOV, O. G., Kurze Charakteristik der erdöxydierenden Mikroflora in der Ostsee (in russ.). Vortrag auf dem Symposium „Verunreinigung haliner Gewässer“, 21.—25. 1. 1974, Gdynia, VR Polen.
- MORAITON-APOLOPOULOU, M., Vertical distribution, diurnal and seasonal migration of copepods in Saronic Bay, Greece. *Mar. Biol.* **9** (1971), 2, 92—98.
- MYERS, J. and J. A. JOHNSTON, Carbon and nitrogen balance of *Chlorella* during growth. *Plant Physiol.* **24** (1949), 111.
- NAVAL, P., S. NAVAL et J. PALAZZOLI, Données sur la respiration de differents organismes communs dans le plankton de Villefranche-sur-Mer. *Mar. Biol.* **17** (1972), 1, 63—76.
- NEHRING, D. und E. FRANCKE, Beiträge der DDR zur internationalen Ostseeforschung. Das ozeanographische Beobachtungsmaterial des Internationalen Ostseejahres 1969/70. Teil I: *Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 4* (1971); Teil II: *Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 6* (1971).
- NIKOLAJEV, J. J. and N. K. KRIEVS, Quantitative estimation of plankton in the Central Baltic and in the Gulf of Riga in 1959. *Ann. Biol.* **16** (1959), 84—86.
- OKUBO, A., Some remarks on the importance of the "shear effect" in horizontal diffusion. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **24** (1968), 2, 60—69.
- PYTKOWICZ, R. M., Oxygen exchange rates off the Oregon coast. *Deep-Sea Res.* **11** (1964), 361—389.
- REDFIELD, A. C., The exchange of oxygen across the sea surface. *J. Mar. Res.* **7** (1948), 347—361.
- RICHARDS, F. A., Chemical observations in some anoxic, sulfide-bearing basins and fjords. *Proc. Second Int. Water Pollution Res. Conf., Tokyo 1964, (1965 a), 215—243.*
- RICHARDS, F. A., Dissolved gases other than carbon dioxide. In: J. P. RILEY and G. SKIRROW, *Chemical oceanography*, 1, Chpt. 6, London and New York 1965 b, S. 197—225.
- RILEY, G. A., Oxygen, phosphate and nitrate in the Atlantic ocean. *Bull. Bingham Oceanogr. Coll.* **13** (1951), 1—126.
- RILEY, G. A., Oceanography of Long Island Sound, 1954—1955. *Bull. Bingham Oceanogr. Coll.* **17** (1960), 1, 9—30.
- RYTHER, J. H., Photosynthesis in the ocean as a function of light intensity. *Limnol. Oceanogr.* **1** (1956 a), 61—68.
- RYTHER, J. H., The measurement of primary production. *Limnol. Oceanogr.* **1** (1956 b), 72—84.
- RYTHER, J. H., Is the world's oxygen supply threatened? *Nature* **227** (1970), No. 5256, 374—375.
- SCHTOKMAN, V. B., Die vertikale Ausbreitung der Wärmewellen im Meer und indirekte Methoden zur Bestimmung des Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit (in russ.). *Trudy IOAN* **1** (1946), 3—46.
- SEN GUPTA, R., Measurements of photosynthetic production in the Baltic. *Medd. Havsfiskelab. Lysekil No. 124* (1972 a), 1—22.
- SEN GUPTA, R., Photosynthetic production and its regulating factors in the Baltic Sea. *Mar. Biol.* **17** (1972 b), 82—92.
- STEEMANN NIELSEN, E., The use of radioactive carbon (C^{14}) for measuring organic production in the sea. *J. Conseil* **18** (1952), 117—140.
- STEEMANN NIELSEN, E., Experimental methods for measuring organic production in the sea. *Rapp. P.-V. Réunion, Cons. Perm. Int. Expl. Mer* **144** (1958 a), 38—46.

- STEEMANN NIELSEN, E., Light and the organic production in the sea. Rapp. P.-V. Réun., Cons. Perm. Int. Expl. Mer 144 (1958b), 141–148.
- STEEMANN NIELSEN, E. and E. AABYE JENSEN, Primary oceanic production. The autotrophic production of organic matter in the oceans. Galathea Rep. 1 (1957), 49–136.
- STEEMANN NIELSEN, E. and V. K. HANSEN, Measurements with the carbon-14 technique of the respiration rates in natural populations of phytoplankton. Deep-Sea Res. 5 (1959), 222–233.
- STRICKLAND, J. H. D., Production of organic matter in the primary stages of the marine food chain. In: J. P. RILEY and G. SKIRROW, Chemical oceanography, 1, Chpt. 12, London and New York 1965, S. 477–610.
- SVERDRUP, H. U. and R. H. FLEMING, The waters off the coast of Southern California, March to July, 1937. Bull. Scripps Instn. Oceanogr. 4 (1941), 261–378.
- SVERDRUP, H. U., M. W. JOHNSON and R. H. FLEMING, The oceans. Englewood Cliffs, N.J. 1942, 10. Ausg. 1961.
- SZEKIELDA, K.-H., Modellrechnungen für die freigesetzte Energie bei der Oxydation organischen Materials im Seewasser. Dt. Hydrogr. Z. 20 (1967), 265–269.
- SZEKIELDA, K.-H., Ein chemisches Modell für den Auf- und Abbau organischen Materials und dessen Anwendung in der offenen See. J. Conseil 32 (1968), 2, 180–187.
- WALDMANN, J., Quantitative Planktonuntersuchungen in der mittleren Ostsee 1954/55. Z. f. Fischerei, N.F. 8 (1959), 4/6, 371–436.
- WHITTAKER, R. H., Communities and ecosystems. London 1970.

Abschluß der Arbeit: 1. 9. 1974

Anschrift der Verfasser:

Dr. U. KREMSER, Dr. W. MATTHÄUS
 Institut für Meereskunde der AdW
 DDR-253 Rostock-Warnemünde

Über ein kombiniertes Strömungs- und Windmeßsystem

Von P. HUPFER und H. U. LASS

Zusammenfassung: Es wird ein fernregistrierendes Meßsystem beschrieben, das zur Untersuchung des mesoturbulenten Bereiches der Strömung in der ufernahen Zone des Meeres und der korrespondierenden Windverhältnisse mit Erfolg eingesetzt wurde. Die sich aus den Umdrehungen eines Savonius-Rotors bzw. eines Schalenkreuzanemometers ergebenden Geschwindigkeiten werden mit einer durch elektronische Tiefpaßfilterung erreichten definierten Dämpfung analog registriert. Die Bewegungsrichtungen werden durch die Kopplung der Wind- bzw. Stromfahne mit einem Umlaufpotentiometer, das mit Hilfe fester Meßgeräteträger im Raum orientiert ist, gemessen. Dabei erfolgt eine Tiefpaßfilterung in derselben Weise wie bei der Geschwindigkeit. Das beschriebene Meßsystem hat sich auch unter rauen Bedingungen bewährt, wenngleich auch einige den angewendeten Prinzipien anhaftende Mängel in Kauf genommen werden müssen.

I. Aufgabenstellung

Am Maritimen Observatorium Zingst der Karl-Marx-Universität Leipzig trat vor einigen Jahren die Notwendigkeit auf, zur Erkundung der Strömungsverhältnisse in der ufernahen Zone des Meeres bis zu etwa 500 m Uferentfernung ein geeignetes Meßsystem zu entwickeln. Gefordert war die Messung der mittleren, die Transportvorgänge in der ufernahen Zone im wesentlichen bestimmenden Strömungsrichtung und -geschwindigkeit über längere Zeiträume (Wochen).

Die mittlere Geschwindigkeit v kann bei einer Auflösung der Strömungsgeschwindigkeit ab 1 Minute (die Größenordnung Minute kann man als die Grenzperiode zwischen den hoch- und niederfrequenten turbulenten Schwankungen der Wasserbewegung annehmen) bestimmt werden, wobei unter den Bedingungen des Einsatzgebietes Schwankungsbreiten $v \in (0 \dots 60 \text{ cm/s})$ erwartet werden können.

Somit erhoben sich folgende Forderungen:

- Es soll eine ungedämpfte Registrierung ab einer Periode magn. 1 Minute realisiert werden.
- Die Abmessungen des Seeteiles des Meßsystems müssen kleiner sein als die charakteristischen Abmessungen der Turbulenzkörper, die der gerade noch zu erfassenden Grenzfrequenz zugeordnet werden können. Bei $v_{\min} = 1 \text{ cm/s}$ und $T = 60 \text{ s}$ ergibt sich diese Abmessung zu 60 cm.

— Zur Vermeidung einer Verfälschung des Nutzsignals durch höherfrequente Anteile (Aliasing-Effekt) muß die Registrierung mit dem Nyquist-Theorem (das Abtastintervall Δt muß gleich der doppelten Frequenz der höchsten im Spektrum enthaltenen Schwingung sein) in Übereinstimmung gebracht werden. Das erfordert eine Tiefpaßfilterung der erfaßten Meßwerte mit Filtern, die eine Trägheitszeit τ von magn. Minuten besitzen.

Dem zuletzt genannten Problem kommt in der ufernahen Zone eine besondere Bedeutung zu, da sich im Bereich von 0,1 bis 10 Hz den turbulenten Fluktuationen der mittleren Strömung intensive seegangsbedingte Bewegungen überlagern.

Um die Kopplung zwischen Wind und Strömung experimentell zu untersuchen, ist es notwendig, daß die korrespondierenden Registrierungen der Windgeschwindigkeit und -richtung analogen Forderungen genügen. Aus diesem Grund wurde angestrebt, Wind- und Strömungsregistrierungen nach gleichen Prinzipien durchzuführen.

2. Prinzipielle Gesichtspunkte und Untersuchungen

VON K. STRIGGOW 1966, G. KRAUSE und B. STRUCK 1969 wurden die Prinzipien und Probleme näher dargelegt, die mit Strömungsmessungen in flachen ufernahen Gewässern zusammenhängen.

Am Maritimen Observatorium Zingst wurden verschiedene Varianten der Realisierung eines den oben aufgeführten Forderungen genügenden Meßsystems untersucht. Unter Berücksichtigung der bestehenden Möglichkeiten fiel die Entscheidung zugunsten des Durchflußprinzips mit Richtungsfahne aus.

Weitere Festlegungen betrafen die Installierung des Registriergerätes an Land und die Übertragung der Signale über Kabel. Da vorgesehen war, zeitweise mehr als 10 Strömungsmesser gleichzeitig zum Einsatz zu bringen, spielte auch die Frage der Wirtschaftlichkeit und der technologischen Fertigungsmöglichkeiten in den eigenen Werkstätten keine unerhebliche Rolle.

Es mußte auch von vornherein davon ausgegangen werden, Richtung und Betrag der Geschwindigkeit getrennt zu registrieren. Damit mußte ein systematischer Fehler in Kauf genommen werden, der insbesondere bei seegangsbedingten Richtungsschwankungen bedeutsam ist.

Wenn angenommen wird, daß Richtung und Betrag trägheitslos aufgezeichnet werden, werden alle auftretenden Schwankungen $v(t)$ und $\varphi(t)$ erfaßt. Wenn wie hier nur die mittlere Geschwindigkeit und Richtung interessieren, werden die hohen Frequenzen durch Tiefpaßfilterung eliminiert. Bei Tiefpaßfilterung (gekennzeichnet durch einen Querstrich) ist

$$\bar{v} = \overline{iv_E} + \overline{jv_N} = \overline{iv(t) \sin \varphi(t)} + \overline{jv(t) \cos \varphi(t)}.$$

Das bedeutet, daß aus den Augenblickswerten von Geschwindigkeit und Richtung die Komponenten gebildet werden und mit diesen der Mittelungsprozeß durchgeführt wird. In der Praxis ist es aber unvermeidbar, schon gewisse Mittel-

werte $v(t)$ und $\varphi(t)$ zu messen. Mit \bar{v} als exaktem mittleren Vektor der Geschwindigkeit und $v(t)$ als Augenblickswert gilt stets

$$\bar{v}v(t) = |\bar{v}| v(t) \cos \alpha(t) \leq |\bar{v}| |v(t)|,$$

wobei $\alpha(t)$ der Winkel zwischen dem momentanen und dem mittleren Vektor ist. Über beide Seiten gemittelt, folgen

$$\bar{v} \cdot \bar{v} \leq |\bar{v}| |\bar{v}| \quad \text{und} \quad |\bar{v}| \leq \overline{|v|}.$$

Der Betrag des mittleren Vektors ist stets kleiner oder gleich dem Mittelwert des Betrages der Augenblicksgeschwindigkeit, der von den Strömungs- bzw. Windmessern gemessen wird. Die Beziehung

$$\overline{|v(t)| \cos \alpha(t)} = \overline{|v(t)|}$$

gilt nur, wenn während der Mittelungszeit $\alpha(t) \equiv 0$ ist, d. h. wenn in dieser Zeit keine Richtungsschwankungen auftreten. Das dürfte jedoch gerade in der ufernahen Zone nicht der Fall sein (vgl. auch MAC CREADY Jr. 1966).

Eine weitere Fehlerquelle bei rotierenden Geschwindigkeitsgebern (Schalenkreuze, Rotoren) besteht darin, daß sich diese bei starken Vertikalbewegungen (Seegang!) selbst bei senkrechter Anströmung noch drehen.

Zu den Faktoren, die die technische Gestaltung der in See befindlichen Teile des Meßsystems bestimmen, gehören die erheblichen mechanischen Belastungen durch Seegang mit starken, dem Gerätequerschnitt proportionalen Stoßkräften in horizontaler und vertikaler Richtung. Weiterhin muß für die Strömungsmesser die Wirkung von aufgewühltem Sand, treibenden Pflanzen u. ä. berücksichtigt werden. Schwebendes Seegras kann zu einer Verfälschung bzw. völligem Ausfall der Meßwerte führen.

Hinsichtlich der Gestaltung der Strom- bzw. Windfahnen, die durch ein dynamisches System 2. Ordnung (gedämpftes Pendel) beschrieben werden können, wurde die aus Abb. 3 ersichtliche Form gewählt, nachdem das dynamische Verhalten in Versuchen im Strömungskanal ermittelt worden war. Es ergab sich, daß die Fahne stark gedämpft ist und kein Überschwingen nach einer Auslenkung eintritt. Die gefundene Lösung hielt auch harten Beanspruchungen in der Brandungszone stand; Funktionsstörungen durch Seegras wurde nicht beobachtet. Für die Strömungsrichtungsmessung wurde der Auftrieb im Wasser kompensiert.

Nach Versuchen mit verschiedenen Varianten wurden der Savonius-Rotor als Geschwindigkeitsgeber für die Strömung sowie dreischalige Schalenkreuzanemometer (Fabrikat VEB Anemometerbau Dresden) für den Wind zum Einsatz gebracht. Die Umdrehungen werden unter Verwendung sog. Schlitzinitiatoren (VEB Meßgerätekwerk Beierfeld) erfaßt, die aus einem Oszillator bestehen, der über Spulen rückgekoppelt wird. Bewegt sich zwischen diesen in bestimmtem Abstand angeordneten Spulen eine sich mit der Rotor- bzw. Schalenkreuzachse drehende Metallfahne hindurch, so ändert sich die Stromstärke in der Versorgungsleitung des Oszillators, solange sich die Metallfahne zwischen den Spulen befindet. Diese Art der Impulserzeugung hat sich einwandfrei bewährt.

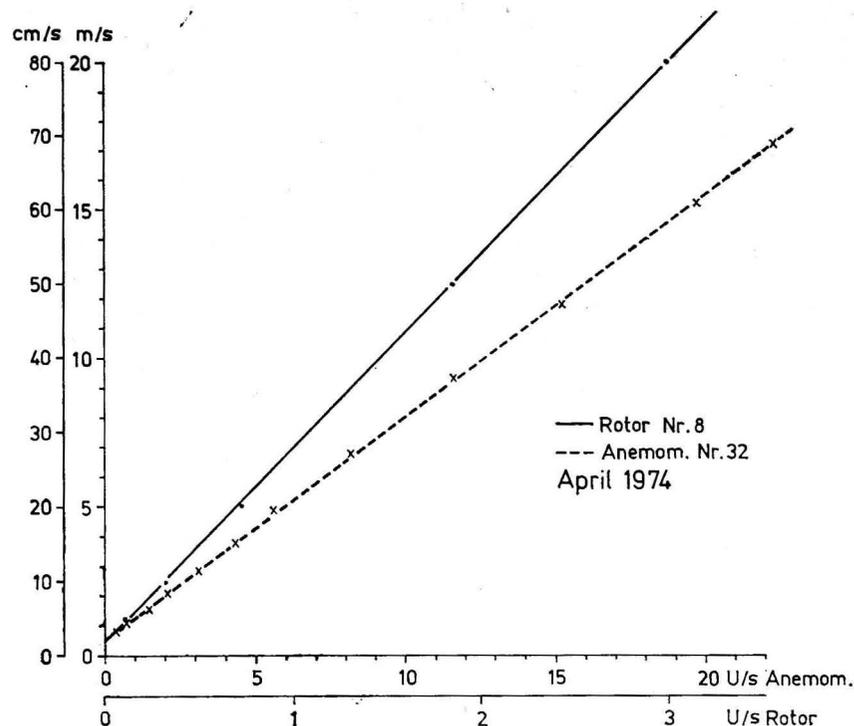


Abb. 1. Beispiel für die Eichcharakteristiken der verwendeten Savonius-Rotoren und Schalenkreuzanemometer

Die Ansprechwelle der Savoniusrotoren liegt bei ca. 1 cm/s, die der Anemometer bei ca. 0,5 m/s. Eichkurven zeigt die Abb. 1. Bei den Strömungsmessern nimmt die Steilheit der Kurve mit der Dauer des Einsatzes infolge des eintretenden Bewuchses leicht ab.

Als kritisch erwies sich die Art der Lagerung der Savonius-Rotoren. Ein relativ günstiges Verhalten liegt vor, wenn die Lagerflächen oben, die Zapfen bzw. Spitzen unten angeordnet sind.

Untersuchungen des dynamischen Verhaltens der Rotoren zeigten, daß bei Anwesenheit von Wellen auch bei verschwindendem v eine mittlere Geschwindigkeit gemessen wird, die aber umso geringer ist, je tiefer der Geber sich unter der Oberfläche befindet und je kleiner die Wellenlänge ist.

Die durch die Schlitzinitiatoren erzeugten Impulse werden getriggert und über einen monostabilen Multivibrator in Impulse konstanter Länge gewandelt. Die Impulsfolgefrequenz ist ein Maß für die Rotationsgeschwindigkeit und kann digital oder analog weiterverarbeitet werden.

Für die angewendete analoge Weiterverarbeitung werden die Impulse konstanter Höhe und Länge $U_E(t)$ über die Zeit T gemittelt und man erhält als Ausgangsspannung

$$U_A = \frac{1}{T} \int_0^T U_E(t) dt = \frac{n}{T} U_0 T_L,$$

wobei n die in der Zeit T auftretende Impulszahl, U_0 die konstante Höhe der Impulse und T_L die Impulsdauer bedeuten.

Diese Integration wird elektronisch mit dem auf Abb. 2 dargestellten Tiefpaßfilter realisiert (vgl. E. WOSCHNI 1969), da bei Ausgangsstrom $i_A = 0$ gilt

$$U_A = \frac{1}{RC} \int U_E dt.$$

Der Forderung $i_A = 0$ wird Genüge getan, wenn der dem Integrierglied folgende Kreis einen Eingangswiderstand $R_E \gg R$ hat, was mit Mosfet-Transistoren als Impedanzwandler erreicht wird.

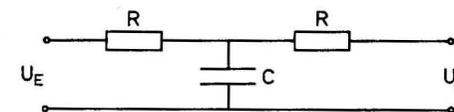


Abb. 2. Schema des elektronischen Tiefpaßfilters

Mit $R = \text{magn. } 10 \text{ M}\Omega$ und $C = \text{magn. } 10 \mu\text{F}$ wurde eine Trägheitszeit von $\tau = RC \approx 200 \text{ s}$ für das Meßsystem vorgesehen. Damit wird erreicht, daß bei konstantem Impulsabstand ein nahezu konstanter Gleichstrom fließt und die Tiefpaßfilterung den Aliasing-Effekt unterdrückt.

An die Mosfet-Stufe wird das Registriergerät angeschlossen, das die Geschwindigkeiten in den Bereichen 0–20; 0–40 bzw. 0–80 cm/s sowie 0–10 bzw. 0–20 m/s registriert.

Die Richtungsmessung wird mit Hilfe eines Umlaufpotentiometers durchgeführt, dessen Widerstandswert von der jeweiligen Stellung der Richtungsfahne bestimmt wird. Die Sprungstelle des Potentiometers wird nach einer wählbaren Richtung fest eingestellt, was die Anbringung des Seeteils des Strömungsmeßsystems an einen festen Geräteträger (Mast) erfordert.

Die analoge Spannung, die dem Winkel der Strömungsfahne zur Richtung der Sprungstelle des Potentiometers proportional ist, wird auf ein oben beschriebenes Integrierglied gegeben, wodurch die Richtungsschwankungen mit Perioden $>$ Minuten registriert werden können.

Allerdings besteht eine grundlegende Schwierigkeit darin, daß bei einer bestimmten Winkelstellung am Potentiometer ein Widerstandssprung von $R = 0$ auf $R = R_{\text{max}}$ auftritt. Wenn der Richtungsgeber gerade um diese Sprungstelle pendelt, so wird ein unrealer Mittelwert gebildet, der zwischen 0 und Vollausschlag des Gerätes liegt. Für die Strömungsrichtungsmessung ist

es deshalb vorteilhaft, die Sprungstelle in die selten vorkommende ufernormale Richtung einzustellen. Bedenklicher ist dieser Effekt für die Windrichtungsregistrierung, so daß entweder ein zweites Gerät mit um 180° versetzter Sprungstelle zum Einsatz kommen sollte oder spezielle Schaltungen zur Anwendung kommen müssen, die den Effekt eliminieren (s. z. B. H. P. BARTHELT 1963).

3. Beschreibung des Meßsystems

Den Seeteil der Strömungsmeßanlage zeigt die Abb. 3. Der Savonius-Rotor (1) ist auf einer Stahlachse (2) befestigt, an deren unterem Ende sich ein Lager- und Deckstein aus Saphir befinden. Dieses Lager läuft auf einer am Rahmen

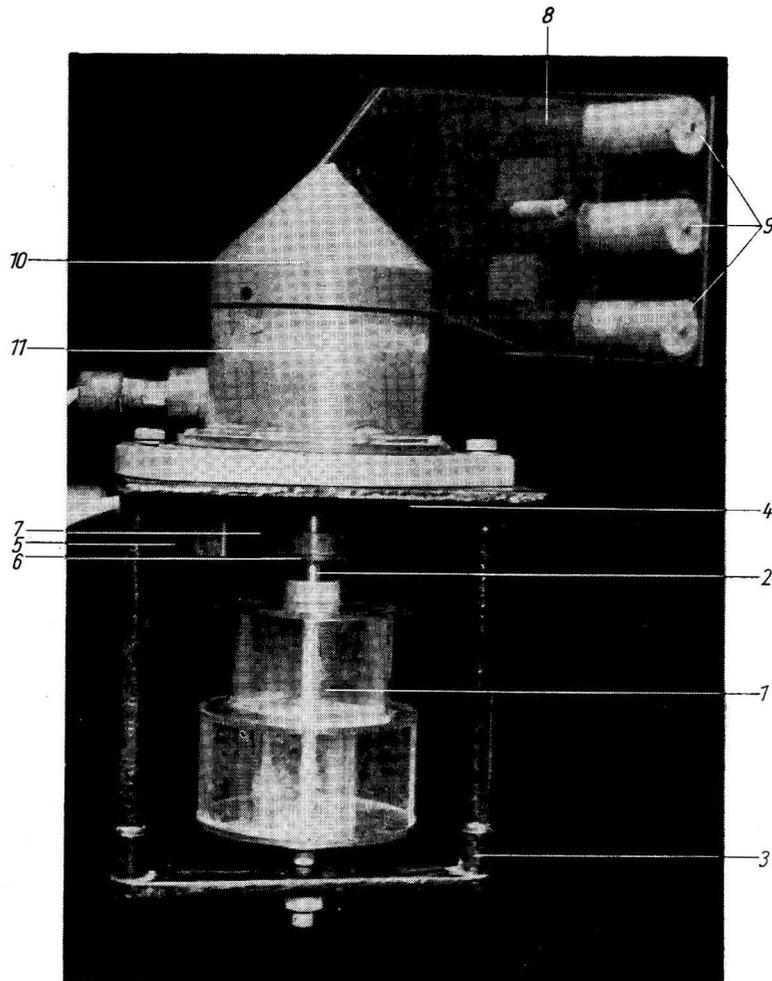


Abb. 3. Rotorströmungsmesser

montierten und justierbaren Stahlspitze. Das obere Ende der Achse ist als Spitze ausgebildet, die ebenfalls in einem Lager- und Deckstein aus Saphir läuft.

Der Rahmen (3) des Geschwindigkeitsgebers ist an der sog. Grundplatte (4) angeschraubt, die ein Spannröhr (5) zur Befestigung am Geräteträger besitzt. Am oberen Teil der Achse befindet sich die Impulsscheibe (6), die den Schlitzinitiator (7) durchläuft und 6 Impulse/Umdrehung liefert.

Die aus PVC gefertigte Stromfahne (8) besteht aus 2 Leitplatten, die einen Öffnungswinkel von ca. 18° haben und leicht konkav gekrümmt sind. Die Leitplatten sind durch Stege verbunden, von denen die drei hinteren (9) als Hohlkörper ausgebildet sind, um das Gewicht der Fahne im Wasser zu kompensieren. Die Stromfahne ist fest mit dem Drehkopf (10) verbunden, der mittels eines Spitzlagers auf der Stahlspitze eines fest mit dem Gehäuse verbundenen Lagerzapfens aus Messing läuft. Der Stabilisierung der Drehbewegung und der Begrenzung des Lagerspiels nach oben dient ein im unteren Teil des Drehkopfes befindliches Bronzekugellager. Im unteren Teil des Drehkopfes sind zwei Maniperm-Magnete eingegossen. Das Gehäuse des Richtungsgebers (11) ist an der Bodenplatte verschraubt und enthält auf einem Justiering das Umlaufpotentiometer (VEB C. Zeiss Jena). Auf die Potentiometerachse ist ein Steg geschraubt, der an seinen äußeren Enden je einen Maniperm-Magnet trägt, wodurch mittels Magnetkupplung die Drehungen des Drehkopfes auf das Potentiometer übertragen werden. Das Gehäuse ist mit der Bodenplatte (12) verschraubt. Diese wird auf den Zentrumstift der Grundplatte (4) gesetzt und kann zur Justierung in zwei Langlöchern um maximal 40° gedreht werden, bis durch Schrauben die Fixierung erfolgt.

Der Windrichtungsgeber ist analog aufgebaut, während als Windgeschwindigkeitsmesser von der Richtungsmeßanlage getrennte Schalenkreuzanemometer (1 Impuls/Umdrehung) verwendet werden.

Das Registrierteil besteht aus einem Gehäuse mit dem Netzteil, einer Schaltuhr für Zeitmarken sowie für jeden Wind- oder Strömungsmesser aus einem Grundbaustein DLX-01-B des Ursalog-System, bestehend aus (a) einem Integrierglied für die Geschwindigkeit, (b) einem Integrierglied für die Richtung, (c) einem astabilen Multivibrator DE-AM des Ursalog-Systems mit einer Festfrequenz $f_E \sim 5$ Hz als Eichfrequenz und (d) einem Transistorschalter, der — durch den astabilen Multivibrator gesteuert — das gleiche Schaltverhalten wie der Schlitzinitiator zeigt. Bei entsprechender Schalterstellung wird eine konstante Geschwindigkeit imitiert, so daß mit Hilfe der jeweiligen Eichkurve eine Eichung der Skale möglich ist.

Das Gehäuse enthält die notwendigen Bedienelemente für die erforderlichen Abgleiche.

Als Registriergerät dient ein 6-Farben-Fallbügelpunktschreiber 0–10 mV.

Während das Windmeßteil (Anemometer und Richtungsgeber) wie üblich an einem Mast in der gewünschten Höhe befestigt werden, wird für den Strömungsmesser ein eingespülter Mast verwendet, der eine vertikale Orientierung der Achse des Rotors und eine feste Bezugsrichtung der Stromfahne gewährleistet.

Die Montage erfolgt an einem herausziehbaren Geräteträger, der am Mast befestigt wird. Zur Funktionsüberprüfung ist es erforderlich, daß die zur Registrierstation laufenden Kabel (Länge in Zingst 350 bis 600 m) am Mast getrennt sind.

4. Schlußfolgerungen

Das beschriebene Meßsystem hat sich unter den Bedingungen der ufernahen Zone des Meeres gut bewährt, wenngleich Ausfälle infolge starker Brandung oder Verkräutung vorkommen. Dem System haften die Mängel an, die rotierende Geschwindigkeitsmesser im allgemeinen aufweisen und die bei einer getrennten Richtungs- und Betragsregistrierung prinzipiell auftreten. Die Seegangseinflüsse verfälschen die Meßergebnisse besonders in den oberen Schichten mehr oder weniger stark.

Die Kombination einer Strömungsmeßanlage mit einer nach gleichen Prinzipien aufgebauten Windmeßanlage erweist sich als vorteilhaft für die weitere Bearbeitung und Interpretation der Meßergebnisse.

Für zahlreiche konstruktive Verbesserungen sowie für den Bau der Meßgeräte sei den Herren Feinmechanikermeister W. BOHMANN und Funkmechaniker H. GRABER, sowie für Entwurf und Fertigung des Geräteträgermastes Herrn G. SIEWERT herzlich gedankt.

Literatur

- BARTHELT, H. P., Über die Fernregistrierung des Windvektors, der Lufttemperatur und der relativen Luftfeuchte. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **36** (1963), 89–126.
- KRAUSE, G., und B. STRUCK, Physikalische Prinzipien zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in flachen Meeresgebieten, Kieler Meeresforsch. **25** (1969) 1, 143–165.
- MAC CREADY, P. B. jr., Mean wind speed measurements in turbulence. J. Appl. Meteorology **5** (1966) 2, 219.
- STRIGGOW, K., Strömungsmessungen in der Brandungszone. Beitr. Meereskunde H. 17/18 (1966), 110–126.
- TAUBENHEIM, J., Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Akad. Verlagsgesellsch. Geest & Portig K.G., Leipzig 1969.
- URSAMAT Elektronische Bausteine 2. Firmenschrift VEB Intron Leipzig 1968.
- WOSCHNI, E., Meßgrößenverarbeitung, Hirzel-Verlag Leipzig 1969.

Anschrift der Verfasser:

Doz. Dr. habil PETER HUPFER
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik
DDR-701 Leipzig Talstr. 35

Dr. HANS-ULRICH LASS

Institut für Meereskunde der AdW der DDR
DDR-253 Rostock-Warnemünde

Kurze Mitteilung

Das internationale Küstenexperiment „Lubiatowo 74“ an der Ostseeküste der Volksrepublik Polen

Von P. HUPFER

Im September und Oktober 1974 fand im Bereich des Küstenlaboratoriums Lubiatowo (geogr. Breite ca. 54°45' Nord, geogr. Länge ca. 17°50' Ost; ca. 20 km östlich von Łeba) des Instytut Budownictwa Wodnego Gdańsk der Polnischen Akademie der Wissenschaften unter Beteiligung der UdSSR, der Volksrepublik Polen und der DDR das zweite internationale Küstenexperiment sozialistischer Länder statt.

Während bei dem vorausgegangenen Experiment EKAM 73 (siehe P. HUPFER, CH. DRUET und O. KUSNEZOW 1974) in Zingst (DDR) Fragen des Energieaustausches Meer/Atmosphäre, des Verhaltens der mittleren meteorologischen und ozeanologischen Größen und der Windwellen bei geringen mittleren Windgeschwindigkeiten in der ufernächsten Zone (bis 300 m Uferentfernung) im Mittelpunkt der gemeinsamen Untersuchungen standen, war das Unternehmen „Lubiatowo 74“ stärker auf die komplexe Erfassung der hydro- und lithodynamischen Prozesse in der ufernahen Zone ausgerichtet. Dabei konnte das Untersuchungsgebiet bis zu 6 km Uferentfernung (Wassertiefe ca. 25 m) ausgedehnt werden.

An diesen Untersuchungen, die unter der Leitung von CH. DRUET, IBW Gdansk, standen, waren beteiligt:

- Forschungsgruppen des Schirchow-Instituts für Ozeanologie Moskau der Akademie der Wissenschaften der UdSSR,
- Forschungsgruppen aus den wissenschaftlichen Einrichtungen
Instytut Budownictwa Wodnego Gdańsk
Instytut Meteorologii i Gospodarki Wodnej Gdynia (mit dem Forschungsschiff „Hydromet“ und
Instytut Morski Gdańsk
der Volksrepublik Polen,
- Arbeitsgruppe Ozeanologie der Sektion Physik der Karl-Marx-Universität Leipzig (DDR) und
- Forschungsgruppe des Instituts für Meereskunde Warnemünde der Akademie der Wissenschaften der DDR an Bord des Forschungsschiffes „Prof. Albrecht Penck“.

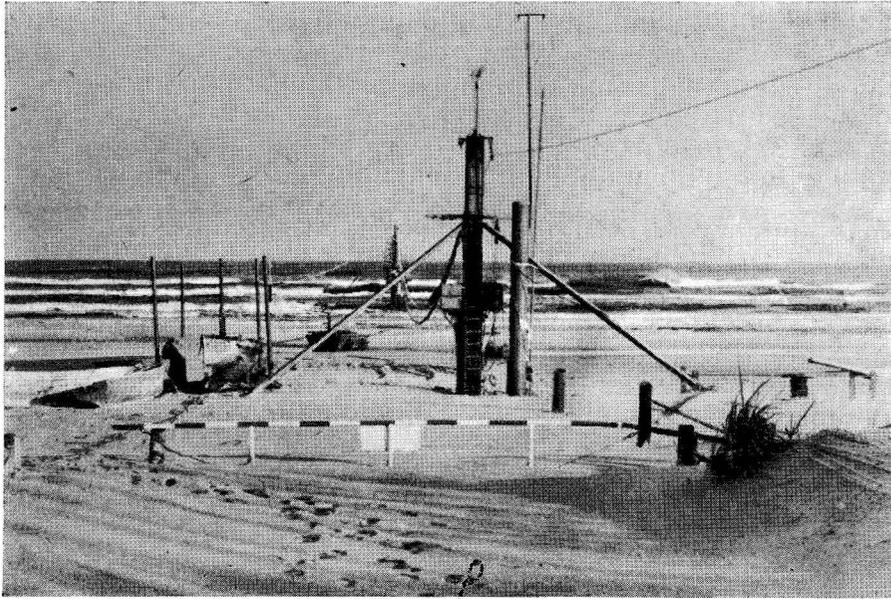


Abb. 1. Meßfeld Lubiatowo

Für die Durchführung des Meßprogrammes stand das moderne und gut eingerichtete Küstenlaboratorium in Lubiatowo zur Verfügung. Die stationären Messungen bzw. Registrierungen konnten von acht in ufernormaler Richtung bis 550 m Uferentfernung angeordneten Meßinseln (Dalbenkette) aus erfolgen (siehe T. BASIŃSKI 1972, auch Abb. 1). Mit Hilfe der beteiligten Forschungsschiffe wurden Meßprogramme in ca. 1500, 3000 und 6000 m Uferabstand durchgeführt. Entsprechend der Jahreszeit konnten die Untersuchungen unter verschiedenen hydro-meteorologischen Bedingungen, einschließlich Sturmsituationen, erfolgen.

Im Bereich der Dalbenkette wurde folgendes Meßprogramm, das in Abb. 2 schematisch dargestellt ist, realisiert:

- Messung bzw. Registrierung der mittleren Windgeschwindigkeit und -richtung bzw. der horizontalen Windkomponenten (\bar{u} , φ , \bar{u}_\uparrow) entlang eines horizontalen Profils normal zur Küste
- Registrierung des vertikalen Windprofils (\bar{u}) in unmittelbarer Ufernähe bis ca. 7 m Höhe
- Registrierung der Lufttemperatur (θ_a) und -feuchtigkeit (π) an verschiedenen Punkten
- Registrierung der Globalstrahlung (R_s)
- Registrierung des Wasserstandes (ζ).
- Messungen der charakteristischen Eigenschaften des Seeganges in einem ufernormalen Profil nach verschiedenen Methoden (A, C)

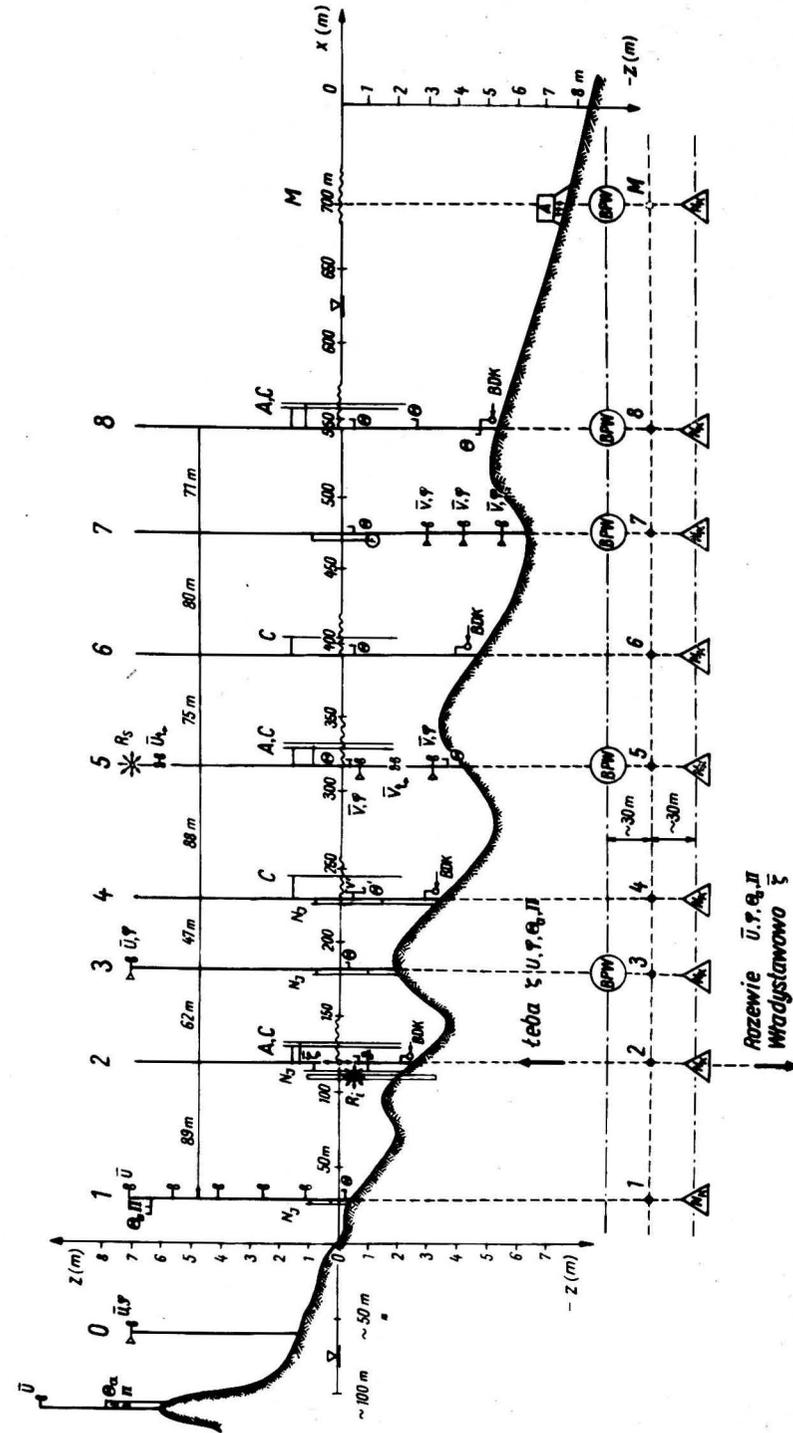


Abb. 2. Schematische Darstellung des Meßprogramms während des Experimentes „Lubiatowo 74“ im Bereich der Dalbenkette (Erklärungen im Text).

- Registrierung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit (\bar{v} , BPW) und -richtung (φ , BPW) bzw. der horizontalen Strömungskomponenten (\bar{v}_\perp) in verschiedenen Tiefen und Uferentfernungen
- Messungen der bodennahen Wellenorbitalgeschwindigkeiten in verschiedener Uferentfernung (BDK)
- Messungen der Feinstruktur der Geschwindigkeit (v') und der Temperatur (θ') im Wasser
- Messungen der vertikalen Verteilung des aufgewirbelten Sandes entlang eines küstennormalen Profils nach verschiedenen Methoden (R_i , N_j) sowie Bestimmungen des Sandtransportes (N_K)
- Untersuchung der charakteristischen raum-zeitlichen Eigenschaften der turbulenten Oberflächendiffusion
- Messungen des Grundwasserstandes am Strand entlang horizontaler Profile.

Dieses Programm wurde durch so oft wie möglich vorgenommene Messungen von Bord der beteiligten Forschungsschiffe aus ergänzt:

- Messungen der vertikalen Temperaturverteilung (teilweise auch des Salzgehaltes)
- Messung der vertikalen Verteilung von Strömungsgeschwindigkeit und -richtung
- Wellenmessungen bzw. -beobachtungen
- Meteorologische Messungen bzw. Beobachtungen zu den Standardterminen
- Durchführung von Diffusionsuntersuchungen.

Die wissenschaftliche Bearbeitung und Interpretation der erhaltenen Meßdaten erfolgt in ad hoc gebildeten thematischen Arbeitsgruppen. Die Gesamtergebnisse werden auf einem Ende 1975 in Gdańsk vorgesehenen Symposium vorgetragen und diskutiert sowie im Anschluß daran in geschlossener Form publiziert.

Der breite Rahmen der in der Zeit des Experimentes „Lubiatowo 74“ durchgeführten Untersuchungen läßt erwarten, daß im Ergebnis entsprechend der zugrunde gelegten Konzeption neue Erkenntnisse erzielt und methodische Probleme gelöst werden. Darüberhinaus aber liegen nunmehr auch verallgemeinerungsfähige Erfahrungen vor, die die Grundlage für künftige gemeinsame Unternehmen dieser Art im küstennahen Bereich bilden werden.

Literatur

- BASINSKI, T., Probleme und Untersuchungsmethoden der Hydrodynamik der polnischen Küste, Vervielfält. Manuskript, Gdańsk 1972, 27 S.
 HUFFER, P., CH. DRUET und O. KUSNEZOW, Internationales Experiment EKAM 73 in der ufernahen Zone der Ostsee bei Zingst. Beitr. Meereskunde, Heft 34 (1974), 16—64.

Anschrift des Verfassers: —

Dr. habil. PETER HUFFER,
 Karl-Marx-Universität, Sektion Physik
 DDR-701 Leipzig, Talstraße: 35

Internationale Revue der gesamten Hydrobiologie

Herausgegeben von
 HUBERT CASPERS/DIETRICH UHLMANN/ARNO WETZEL/
 GEORGI G. WINBERG
 unter Mitwirkung eines internationalen Kollektivs

Je Heft 160 Seiten — mit Abb. — 16,7 × 24 cm —
 jährlich erscheinen 6 Hefte, je Heft 35,— M
 Bestell-Nr. 1071

Als die Zeitschrift 1959 nach 15jähriger Unterbrechung mit Band 44 ihr Erscheinen wieder aufnahm, errang sie in kurzer Zeit ihr internationales Ansehen zurück und konnte ihren Abonnentenkreis erheblich erweitern. In ständig wachsendem Maße ist es gelungen, Manuskripte aus allen Teilen der Welt zu erhalten und in der Thematik den vielen Forschungsbereichen der limnischen und marinen Biologie zu entsprechen. Mehr und mehr kommen dabei neben der Grundlagenforschung die angewandten Zweige der Hydrobiologie zur Geltung, vor allem Fragen der Abwasserbelastung der Gewässer. Auch für systematische Analysen aquatischer Organismengruppen bietet die „Revue“ Publikationsmöglichkeiten.

Bevorzugt und in steigendem Maße werden nunmehr — neben deutschen und französischen Arbeiten — englischsprachige Manuskripte gedruckt. Der internationale Stab der Mitarbeiter gewährleistet den internationalen Charakter der Zeitschrift. Entsprechend ihrer Tradition als der ältesten internationalen Zeitschrift auf hydrobiologischem Gebiet soll die „Revue“ auch weiterhin ein Band zwischen den Hydrobiologen in aller Welt sein.

Bestellungen durch den örtlichen Buchhandel möglich



AKADEMIE-VERLAG

DDR-108 Berlin, Leipziger Str. 3—4