

**Meereswissenschaftliche Berichte**  
**MARINE SCIENTIFIC REPORTS**

**No. 3**

**Zur numerischen Vorticityanalyse mesoskaler  
Strom- und Massenfelder im Ozean**

**On Numerical Vorticity Analysis of Mesoscale  
Current and Mass Fields in the Ocean**

**by**

**Wolfgang Zahn**

**Institut für Meereskunde  
Warnemünde  
1990**

# Inhaltsverzeichnis

	Seite	
1.	Einführung	1
1.1.	Das Differentialgleichungssystem	2
1.2.	Die Vorticity	5
1.3.	Zielstellung der Arbeit	7
2.	Simulation bodentopographisch bedingter Vorticityproduktion am Beispiel des Kanals von Moçambique	9
2.1.	Natürliche Bedingungen	9
2.1.1.	Meteorologische Bedingungen	9
2.1.2.	Bodentopographische Verhältnisse	10
2.1.3.	Grundstrukturen der oberflächennahen Strömung	11
2.1.4.	Hauptwassermassen	13
2.2.	Das lineare prognostische Modell	14
2.2.1.	Modellanforderungen	15
2.2.2.	Die vereinfachten Grundgleichungen	15
2.2.3.	Parameteransätze	17
2.2.4.	Anfangs- und Randbedingungen	20
2.3.	Simulationsrechnungen	21
2.3.1.	Berechnete Stromfeldstrukturen	22
2.3.2.	Diskussion	26
3.	Diagnostische Vorticityanalyse	34
3.1.	Intermediärer Wirbel nordöstlich der Kap Verden	34
3.1.1.	Das großskalige Stromsystem des Nordatlantiks	34
3.1.2.	Zur Frontproblematik	36
3.1.3.	Kinematische Frontogenese	38
3.1.4.	Dynamische Frontogenese	38
3.2.	Das nichtlineare diagnostische Modell	38
3.2.1.	Modellanforderungen	40
3.2.2.	Das Differentialgleichungssystem	40
3.2.3.	Die Wasserstandsgleichung	41
3.2.4.	Parameteransätze	42
3.2.5.	Anfangs- und Randbedingungen	43
3.3.	Ozeanologische Situation	43
3.3.1.	Beobachtungsergebnisse	43
3.3.2.	Horizontale Separation	48
3.3.3.	Vertikale Separation	48
3.4.	Berechnete Ergebnisse	49
3.4.1.	Isopyknische relative Vorticity	49
3.4.1.1.	Resultate	49
3.4.1.2.	Diskussion	51
3.4.2.	Isopyknische potentielle Vorticity	55
3.4.2.1.	Resultate	55
3.4.2.2.	Diskussion	55
4.	Zusammenfassende Schlußfolgerungen	56
5.	Symbolliste	60
6.	Literatur	61

## 1. Einführung

Die physikalische Ozeanologie ist gegenwärtig mit einer Vielzahl praktischer Anforderungen auf das Erkennen innerer Zusammenhänge in den Bewegungsvorgängen im Meer konfrontiert. Die Aktivitäten der praktischen Feldvermessung und der theoretischen Untersuchungen erstrecken sich über ein breites Spektrum von Raum- und Zeitskalen.

Der Charakter der Ozeanologie hat sich im Verlauf der letzten Jahrzehnte drastisch verändert. Während um und nach der Jahrhundertwende die systematische Erkundung des "Weltmeeres" mit jeweils nur einem Schiff über eine Reihe von Jahren erfolgte, wie es beispielsweise die Expeditionen auf der "Discovery" (1901 - 1904) und auf der "Meteor" (1925 - 1927) belegen, konzentrieren sich gegenwärtig die Arbeiten auf komplexe Untersuchungsprogramme in regional begrenzten Arealen. Der NANSEN-Schöpfer und das Kippthermometer der "klassischen Meereskunde" wurden im allgemeinen durch rechnergestützte Sonden mit einer Vielzahl unterschiedlicher Sensoren auf frei driftenden Bojensystemen und auf modernen Forschungsschiffen zur Erfassung meteorologischer und ozeanologischer Parameter und nicht zuletzt durch die Methoden der kosmischen Fernerkundung ersetzt. Die Meßergebnisse stehen in einem unmittelbaren Vergleich mit leistungsfähigen Simulationsrechnungen. Auf diese Art und Weise wird ständig die Basis zum Erkennen neuer ungelöster Aufgabenstellungen gelegt. Der Zusammenschluß des verfügbaren technischen Potentials im Rahmen internationaler Forschungsvorhaben ermöglicht es, Gesetzmäßigkeiten zu finden, die dem Kopplungscharakter im System Ozean-Atmosphäre entsprechen. Dazu gehören beispielsweise die Programme Global Atmospheric Research Program Atlantic Tropical Experiment (GATE), First GARP Global Experiment (FGGE), Tropical Oceans and Global Atmosphere (TOGA), World Ocean Circulation Experiment (WOCE), RASREZY usw. Auf nationaler Ebene können sich die Forschungsvorhaben nur auf ausgewählte Themen und Regionen beschränken, da das verfügbare technische und personelle Potential objektive Schranken vorgibt. Beispielsweise orientierte das Institut für Meereskunde der AdW der DDR seit etwa 1970 auf intensive Untersuchungen sowohl in der Ostsee als auch im Nordost- und Südwestatlantik sowie im Kanal von Moçambique. Im Ergebnis des bisherigen Kenntnisstandes kommt dem Verständnis der ozeanischen Randströmungen ein besonderer Stellenwert zu. Beispielsweise erzeugen die Passate in den Gebieten der Ostrandströmungen in den Subtropen Regionen, in denen extrem kaltes, sauerstoffarmes, aber nährstoffreiches Wasser aus intermediären Schichten in die lichtdurchflutete Wasserschicht gelangt. Dadurch existieren hier günstige ozeanographische Bedingungen für eine üppige Entwicklung von Phyto- und Zooplankton und somit für den Nutzfisch. Fragen zur raum-zeitlichen Variabilität des Strom- und Massenfeldes erhalten einen direkten Bezug für die ozeanologische Beratung zur Einsatzstrategie der Hochseefischerei. Aus all den genannten nationalen und internationalen Aktivitäten ist unschwer zu ersehen, daß die Untersuchungsmethoden der Ozeanographie sehr material- und kostenaufwendig sind. Günstig ist es, möglichst einfache physikalische Größen für die Analyse ozeanologischer Probleme heranzuziehen, die meßtechnisch ohne größere Probleme zu gewinnen sind. Derartige Meßgrößen sollten nach Möglichkeit auch Erhaltungsgrößen sein. Nur solche Parameter gestatten es, direkte Aussagen zur Kinematik und Dynamik von Prozessen abzuleiten. Eine dieser interessierenden Größen ist die potentielle Vorticity. Zuerst in der Meteorologie angewandt, konnten bereits STARR und NIEBURGER (1940) nachweisen, daß die Erhaltung der potentiellen Vorticity in der freien Atmosphäre näherungsweise erfüllt ist. Die allgemeingültige Formulierung wurde von ERTEL (1942) vorgelegt. Erst einige Jahre später wurde diese Gesetzmäßigkeit zur Aufgabenbearbeitung in der Ozeanologie herangezogen (beispielsweise STOMMEL, 1958). Vor allem in den letzten Jahren sind die Anstrengungen zum Verständnis der meso- und großmaßstäbigen Zirkulation in erster Linie darauf gerichtet worden, die Erhaltungsgröße "potentielle Vorticity" als Zirkulationsindikator und zum Nachweis der Wassermassenausbreitung heranzuziehen. Als Beispiele mögen die Arbeiten von LUYTEN u.a. (1983) zu Ventilationsuntersuchungen der tieferen Schichten des tropischen Ozeans und von STRAMMA (1984) zur Strömungsproblematik im Nordostatlantik genannt werden.

Eine weitere wichtige Eigenschaft dieser Untersuchungsgröße ist ihr dynamischer Charakter. Von

HOSKINS u.a. (1985) sind die dynamischen Eigenschaften der potentiellen Vorticity als "Invertierungs-Prinzip" zusammengefaßt worden. Dieses besagt, daß bei bekannter raum-zeitlicher Verteilung der potentiellen Vorticity alle anderen dynamischen relevanten Felder, wie die des Windes oder der Strömungsgeschwindigkeit und das der Dichte, diagnostiziert werden können. Voraussetzung für die Invertierung der einzelnen Größen ist die Gewährleistung der geostrophischen Bilanz in den betrachteten Strom- und Massenfeldern. Beide Eigenschaften der potentiellen Vorticity, die Erhaltung und der dynamische Charakter dieser Größe, lassen sie auch als geeigneten Indikator für eine Einschätzung und Diagnose der mesoskalen Dynamik erscheinen.

Voraussetzung für eine effektive Meeresforschung ist die allseitige Auswertung der Ergebnisse aus problemorientierten Meßstrategien. Diesbezüglich besitzen neben analytischen Problemlösungen die numerischen Auswerte- und Simulationsrechnungen eine heute nicht mehr zu negierende Bedeutung.

In der vorliegenden Arbeit wird das Ziel verfolgt, entsprechend der Aufgabenstellung mit unterschiedlichen numerischen Lösungsverfahren das Stromfeld mit der daraus resultierenden Vorticityverteilung aus der beobachteten Massenfeldverteilung zu bestimmen. Aus diesen Ergebnissen lassen sich dann Aussagen über die prinzipielle Kinematik mesoskalen Strömungsfelder im Meer ableiten, die sowohl für ozeanologische als auch für praktische Nutzer von Bedeutung sind.

Im Abschnitt 1.1. und 1.2. erfolgt eine kurze Darlegung der den Rechnungen zugrundeliegenden Bewegungsgleichungen bzw. Erläuterung der potentiellen Vorticity. Anschließend wird im Abschnitt 1.3. die inhaltliche Aufgabenstellung dieser Arbeit formuliert.

Die Simulation des Stromfeldes im Kanal von Moçambique liefert im Abschnitt 2. ein Beispiel für die Wirkung der Bodentopographie auf die Vorticitystrukturen für jahreszeitlich variierende Windverhältnisse, während im Abschnitt 3. ein mesomaßstäbiges Massenfeld mit wirbelartigen Gebilden diagnostiziert wird. Die zusammenfassenden Schlußfolgerungen sind im Abschnitt 4. aufgeführt. Es sei darauf verwiesen, daß die in der Arbeit benutzten Symbole im Abschnitt 5. zusammengefaßt aufgelistet sind.

### 1.1. Das Differentialgleichungssystem

In der physikalischen Ozeanologie ist die Formulierung der Zustands- und Impulsbeziehungen ein grundlegendes Problem zur Auffindung eines gesuchten hydrodynamischen Sachverhaltes. Die wohl am häufigsten gewählte Darstellung der erwähnten Beziehungen in der Ozeanographie ist die Betrachtungsweise in EULERSchen Koordinaten. Sie geht davon aus, daß in einem bestimmten Punkt  $(M, t)$  des Ort-Zeit-Kontinuums die Geschwindigkeit  $u_0 = u_0(M, t)$  bekannt ist. Zur mathematischen Formulierung des Problems werden mindestens eine vektorielle und eine skalare Gleichung benötigt, deren Lösung die gegebenen Anfangs- und Randbedingungen erfüllen muß.

Die gesuchte vektorielle Gleichung folgt unmittelbar aus der Anwendung des zweiten NEWTONschen Axioms auf eine inkompressible und viskose Flüssigkeit. Die daraus resultierende Gleichung ist als NAVIER-STOKES'sche Bewegungsgleichung bekannt. Sie gilt sowohl für den laminaren als auch für den turbulenten Strömungszustand. Zur Berücksichtigung der Turbulenz wendet man die üblichen Fluktuationsansätze und Mittelungsverfahren an (vgl. LASS und FENNEL, 1979). Daraus folgt ein ganzes System von partiellen Differentialgleichungen für die statischen Momente der turbulenten Strömung, das sogenannte FRIEDMANN-KELLERsche System (vgl. BAUMERT, 1988). Dieses System besteht aus unendlich vielen Gleichungen, die als Glieder einer Reihenentwicklung zu interpretieren sind. Je nach Abbruch dieser Reihe und Behandlung der Restglieder, was auch als Schließungsproblem der Turbulenz bezeichnet wird, spricht man von Turbulenzmodellen unterschiedlicher Ordnung. Das erste Glied der FRIEDMANN-KELLER-Entwicklung wird als REYNOLDS-Gleichung bezeichnet. Bezogen auf eine Einheitsmasse ist sie die Bilanzgleichung aller auf ein Flüssigkeitspartikel angreifenden Beschleunigungen. Sie hat unter Berücksichtigung der Erdrotation folgende Form:

$$\frac{d\mathbf{w}}{dt} + 2\vec{\omega} \times \mathbf{w} + \frac{1}{\rho} \nabla p - A \cdot \Delta \mathbf{w} = \mathcal{F} \quad (1.1.)$$

Die einzelnen Terme repräsentieren:

1.  $\frac{d\mathbf{w}}{dt}$  - Individuelle zeitliche Änderung des Bewegungszustandes
- Term 1 kann zerlegt werden in :
- 1.1.  $\frac{\delta \mathbf{w}}{\delta t}$  - Lokale zeitliche Änderungen des Bewegungszustandes
  - 1.2.  $(\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{w}$  - Die advektiven Prozesse
  2.  $2\vec{\omega} \times \mathbf{w}$  - Die Coriolisbeschleunigung
  3.  $\frac{1}{\rho} \nabla p$  - Den Druckgradienten
  4.  $A \cdot \Delta \mathbf{w}$  - Die Viskositätsparametrisierung mit der kinematischen Zähigkeit A der Flüssigkeit
  5.  $\mathcal{F}$  - Der auf die betrachtete Einheitsmasse bezogene Vektor des räumlich verteilten äußeren und inneren Kraftfeldes

Wie bereits durch die Berücksichtigung der Coriolisbeschleunigung in Gleichung (1.1.) zum Ausdruck kommt, wird der mathematischen Formulierung der zu lösenden Probleme kein Inertialsystem zugrunde gelegt. Die Betrachtungen erfolgen relativ zu einem festen Punkt der Meeresoberfläche. Aufgrund der Rotation der Erde um ihre eigene Achse ergeben sich zwei Scheinkräfte. Die eine ist die bereits genannte Corioliskraft. Sie tritt stets senkrecht zu der Bewegung des Partikels auf. Ihre Wirkung verursacht auf der Nord- (Süd-)halbkugel eine Rechts- (Links-)ablenkung, wenn man in Stromrichtung blickt. Um die Relativität der Begriffe rechts und links bezüglich des geographischen Standpunktes zu vermeiden, wurden von EKMAN(1905) die Begriffe cum sole und contra solem eingeführt. Cum sole entspricht einem Drehsinn mit und contra solem einem Drehsinn entgegen der scheinbaren Azimutalbewegung der Sonne. In der Meteorologie sind in der gleichen Reihenfolge die Begriffe antizyklonal bzw. zyklonal gebräuchlich. Die zweite, durch die Erdrotation verursachte Scheinkraft, ist die Zentrifugalkraft. Ihr Betrag ist durch  $|\vec{\omega}|^2 \cos^2 \varphi$  gegeben. Dabei ist r der Betrag des Abstandes des betrachteten Partikels vom Erdmittelpunkt. Die Zentrifugalkraft, wie auch die Gravitationskraft, sind zeitunabhängig und lediglich eine Funktion der geographischen Breite  $\varphi$  und des Abstandes des Ortes  $r$  vom Erdmittelpunkt. Die Zentrifugal- und Gravitationskraft können zur Schwerkraft zusammengefaßt werden, die Ursache der Schwerebeschleunigung ist. Für dynamische und statische Betrachtungen der Vorgänge im Meer sind die Abweichungen der Schwerebeschleunigung infolge der Zentrifugalbeschleunigung, regionale Inhomogenitäten der Erdkruste usw. gegenüber der Abhängigkeit von der geographischen Breite zu vernachlässigen. Sie ist an den Polen am größten und am Äquator am geringsten. Die noch benötigte skalare Gleichung ergibt sich unmittelbar aus der mathematischen Formulierung des Axioms von der Erhaltung der Masse (Kontinuitätsgleichung):

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{w} = 0 \quad (1.2.)$$

Der Strom kann nach Gleichung (1.2.) nur dann divergenzfrei sein, wenn die totale zeitliche Änderung der Dichte Null ist, d.h.

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} = 0 \quad (1.3.)$$

Das ist der Fall, wenn die Flüssigkeit inkompressibel ist mit

$$\frac{d\rho}{dt} \equiv 0$$

und die Gleichung (1.2.) reduziert wird zu

$$\nabla \cdot \rho = 0 \quad (1.4.)$$

An dieser Stelle sei darauf aufmerksam gemacht, daß Gleichung (1.3.) nicht implizit voraussetzt, daß das Dichtefeld der Strömung räumlich uniform und zeitlich konstant ist. Es ist ebenso möglich, daß die lokale zeitliche Änderung der Dichte gleich der negativen Änderung der lokalen Feldrate ist, d.h.

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} = -\rho \cdot \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (1.5.)$$

In den nachfolgenden Untersuchungen sei angenommen, daß das Wasser als inkompressibel angesehen wird. Aus diesem Grund bilden die allgemeine hydrodynamische Bewegungsgleichung (1.1.) und die Kontinuitätsgleichung inkompressibler Flüssigkeiten (1.4.) das gesuchte Gleichungssystem. Zur Lösung des genannten Gleichungssystems ist es zweckmäßig, durch den Übergang in Komponentenschreibweise die vektorielle Gleichung (1.1.) in drei skalare Gleichungen zu überführen. Für die hier erfolgten Untersuchungen wurde ein kartesisches Koordinatensystem gewählt, dessen x-Achse nach Osten, die y-Achse nach Norden und die z-Achse nach oben weisen. Die Gleichung (1.1.) nimmt mit Standardbezeichnung dann folgende Gestalt an:

$$\frac{\delta u}{\delta t} + u \frac{\delta u}{\delta x} + v \frac{\delta u}{\delta y} + w \frac{\delta u}{\delta z} - f v + \tilde{f} w + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta x} - A_h \Delta_h u - A_v \frac{\delta^2 u}{\delta z^2} = X \quad (1.6.)$$

$$\frac{\delta v}{\delta t} + u \frac{\delta v}{\delta x} + v \frac{\delta v}{\delta y} + w \frac{\delta v}{\delta z} + f u + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta y} - A_h \Delta_h v - A_v \frac{\delta^2 v}{\delta z^2} = Y \quad (1.7.)$$

$$\frac{\delta w}{\delta t} + u \frac{\delta w}{\delta x} + v \frac{\delta w}{\delta y} + w \frac{\delta w}{\delta z} - \tilde{f} u + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta z} - A_h \Delta_h w - A_v \frac{\delta^2 w}{\delta z^2} = Z \quad (1.8.)$$

mit den Komponenten der Coriolisbeschleunigung

$$f = 2\omega \sin \varphi \quad (1.9.)$$

und

$$\tilde{f} = 2\omega \cos \varphi \quad (1.10.)$$

Dabei ist  $\omega = |\vec{\omega}|$  der Betrag der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation. X, Y und Z sind die Komponenten der äußeren Kräfte. Mathematisch handelt es sich bei den Gleichungen (1.4.) und (1.6.)-(1.8.) um ein System nichtlinearer partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Es wird nun eine Reihe von Annahmen besprochen, die das System (1.6.)-(1.8.) vereinfachen, aber dabei weder die Ordnung verringern, noch die Nichtlinearitäten beseitigen (siehe beispielsweise v. SCHWIND, 1980). Aus der gegenseitigen Abschätzung der Größenordnung aller beteiligten Terme wird es für die betrachteten Untersuchungsgebiete als gesichert angesehen, daß

1. die Vertikalgeschwindigkeit w gegenüber den Horizontalgeschwindigkeiten u, v im Meer zu vernachlässigen ist, d.h.  $|w| \ll |u|, |v|$
2. alle äußeren Kräfte, bis auf die Schwerkraft und den Wind, außer Betracht bleiben können,
3. die Erdbeschleunigung g im jeweiligen Untersuchungsgebiet regional konstant ist (Das gilt nicht für den Coriolisparameter f),
4.  $|fu| \ll g$  ist.

Unter Berücksichtigung der genannten Vernachlässigungen resultiert aus (1.4.) und (1.6.)-(1.8.) das in dieser Arbeit benutzte Ausgangsgleichungssystem.

$$\begin{aligned} \frac{\delta u}{\delta t} + u \frac{\delta u}{\delta x} + v \frac{\delta u}{\delta y} + w \frac{\delta u}{\delta z} - fv + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta x} \\ - A_h \Delta_h u - A_v \frac{\delta^2 u}{\delta z^2} = 0 \end{aligned} \quad (1.11.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta v}{\delta t} + u \frac{\delta v}{\delta x} + v \frac{\delta v}{\delta y} + w \frac{\delta v}{\delta z} + fu + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta y} \\ - A_h \Delta_h v - A_v \frac{\delta^2 v}{\delta z^2} = 0 \end{aligned} \quad (1.12.)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta z} + g = 0 \quad (1.13.)$$

$$\frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} + \frac{\delta w}{\delta z} = 0 \quad (1.14.)$$

Die noch fehlende Beziehung liefert die hydrostatische Grundgleichung.

Es sei erwähnt, daß in einigen Fällen es vorteilhafter ist, durch die Wahl eines anderen Koordinatensystems das zu lösende Gleichungssystem dem gestellten Problem anzupassen. Beispielsweise nutzt man geeigneterweise Zylinderkoordinaten für spezielle Untersuchungen an vertikal orientierten Wirbeln. Für zentralsymmetrische Probleme empfiehlt sich häufig die Benutzung von Kugelkoordinaten. Im Rahmen dieser Arbeit soll jedoch nicht näher darauf eingegangen werden.

## 1.2. Vorticity

Aufgrund der Bedeutung der Vorticity in den durchgeführten Untersuchungen soll kurz auf die ihr zugrunde liegende Theorie eingegangen werden.

Analog zu den in Abschnitt 1.1. behandelten hydrodynamischen Grundgleichungen der Translation führt die Berücksichtigung des zweiten NEWTONschen Prinzips bei einer rotierenden Bewegung zum Drehimpulserhaltungssatz. Ausdruck dieses Erhaltungssatzes ist die generelle Vorticity-Gleichung. In vektorieller Schreibweise hat sie folgendes Aussehen:

$$\frac{d\vec{\zeta}_a}{dt} = (\vec{\zeta}_a \cdot \nabla) \omega - \vec{\zeta}_a (\nabla \cdot \omega) - \nabla \left( \frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p + A \Delta \vec{\zeta}_a \quad (1.15.)$$

(siehe beispielsweise v. SCHWIND, 1980).

In der Gleichung (1.15.) ist  $\vec{\zeta}_a$  die absolute Vorticity. Sie ist die Vektorsumme aus der relativen Vorticity  $\vec{\zeta}$  und der planetaren Vorticity  $2\vec{\omega}$

$$\vec{\zeta}_a = \vec{\zeta} + 2\vec{\omega} \quad (1.16.)$$

Die relative Vorticity  $\vec{\zeta}$  ist die Vertikalkomponente der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes

$$\text{d.h.} \quad \vec{\zeta} = \nabla \times \omega \quad (1.17.)$$

Aus (1.15.) folgt, daß jede zeitliche Änderung der absoluten Vorticity durch eine Änderung eines jeden Terms der rechten Seite von (1.15.) (bzw. durch die Summen ihrer Kombinationen) ausbalanciert wird. Der physikalische Inhalt dieser Terme soll im folgenden kurz beschrieben werden. Der erste Term ist der sogenannte Stauchungsterm. Er wird ungleich Null, sobald entlang einer Vortex-Linie Variationen der Strömungsgeschwindigkeiten auftreten. (Eine Vortex-Linie ist dadurch ausgezeichnet, daß sie stets parallel zu den Isolinien gleicher absoluter Vorticity verläuft.) Der zweite Term ist der Divergenzterm. Falls die Flüssigkeit beispielsweise kompressibel ist, führen durch Druck hervorgerufene Änderungen des Trägheitsmomentes des betrachteten Partikels zu einer Veränderung des bestehenden ausbalancierten Verhältnisses der absoluten Vorticity. Der dritte Term, der Selenoidalterm, tritt nur dann auf, falls die Flüssigkeit durch Baroklinität gekennzeichnet ist, d.h. falls Druck- und Dichteflächen nicht zusammenfallen. Liegen baro-

der viskose Drehmomentterm. Infolge der molekularen Reibung zwischen den sich bewegenden Flüssigkeitspartikeln findet eine "Zehrung" der absoluten Vorticity statt.

Unter Beachtung einiger Voraussetzungen, die im Ozean in erster Näherung durchaus gegeben sind, kann Gleichung (1.15.) wesentlich vereinfacht werden. Im einzelnen handelt es sich dabei um die Massenerhaltung und um die Inkompressibilität der Flüssigkeit. Aus  $\nabla \cdot \omega = 0$  folgt zwangsläufig  $d\varrho/dt = 0$ , d.h. es gilt:  $\partial\varrho/\partial t = -\omega \cdot \nabla\varrho$ .

Eliminiert man den Druckterm, indem man das Skalarprodukt zwischen der Gleichung (1.15.) und dem Dichtegradienten bildet und dividiert abschließend durch die Dichte  $\varrho$ , ergibt sich die Beziehung

$$d \overline{PV} / dt = A \Delta \overline{\xi} \Delta \varrho / \varrho \quad (1.18.)$$

mit

$$\overline{PV} = (\overline{\xi} + 2\omega) \Delta \varrho / \varrho \quad (1.19.)$$

Gleichung (1.19.) ist die Definitionsgleichung der potentiellen Vorticity PV.

Wie aus Gleichung (1.18.) ableitbar ist, stellt die potentielle Vorticity unter Vernachlässigung der Reibung und der bereits oben genannten Annahmen eine Erhaltungsgröße dar. Die Erhaltungsgleichung lautet

$$d \overline{PV} / dt = 0 \quad (1.20.)$$

Berücksichtigt man, daß die vertikale Mächtigkeit der Wassersphäre gegenüber den horizontalen Ausdehnungen nur sehr gering ist, kann man die Bewegungsvorgänge im Ozean in erster Näherung als zweidimensional (horizontal) betrachten. Aus dem genannten Grund soll zukünftig mit dem Begriff "Vorticity" lediglich die Vertikalkomponente (1.17.) bezeichnet werden, ohne daß sie in der Schreibweise gesondert gekennzeichnet wird. (Diese Vereinbarung entspricht auch der traditionellen Begriffsanwendung in der Meteorologie.) Somit lautet die Definitionsgleichung der absoluten Vorticity

$$\xi_a = \xi + f \quad (1.21.)$$

mit der Beziehung (1.9.) für  $f$  und  $(\partial v / \partial x - \partial u / \partial y)$  für die relative Vorticity  $\xi$ . Beispielsweise erhielten THOMSON und STEWARD (1977) durch Separation der potentiellen Vorticity PV in einen mittleren und einen zeitlich fluktuierenden Anteil

$$PV = \overline{PV} + PV' \quad (1.22.)$$

und durch Einsetzen von (1.22.) in (1.20.) die Definitionsgleichung für die mittlere potentielle Vorticity

$$PV = (\xi + f) / \varrho \partial \varrho / \partial z \quad (1.23.)$$

Dabei konnten die oben genannten Autoren zeigen, daß der fluktuierende Anteil gegenüber dem mittleren Anteil der PV zu vernachlässigen ist. In Gleichung (1.23.) und auch im folgenden Text wird auf einen expliziten Hinweis durch die Schreibweise auf die mittleren Zustände verzichtet. An dieser Stelle soll ein kurzer Einschub zur Betrachtungsweise und Darstellung ozeanologischer Parameter erfolgen. Seit jeher nehmen der Druck oder die Tiefe in der Darstellung beliebiger Vertikalverteilung in der Ozeanologie eine exponierte Stellung ein. Sicherlich ist das mit der Tatsache verbunden, daß die Tiefe bzw. der Druck meßtechnisch relativ einfach zugängliche Größen sind und sie sich als Vertikalkoordinate eines rechtwinkligen Koordinatensystems regelrecht anbieten. Für eine Reihe spezieller Analyse- und Auswertemethoden ist es allerdings günstiger, andere, dem Problem angepaßtere vertikale Koordinaten zu wählen. Im Zusammenhang mit der Vorticityanalyse ist beispielsweise die Dichte eine solche Größe. Die Darstellungen beliebiger ozeanologischer Parameter beziehen sich nicht mehr auf die Tiefe bzw. Druck, sondern auf Flächen gleicher Dichte bzw. deren Niveaus. Aus der Dichte abgeleitet, wird eine solche Betrachtungsweise

se als isopyknisch bezeichnet. Es soll auf FISCHER (1987) verwiesen werden, der dadurch drei Vorteile sieht:

- Trennung des isopyknischen Parameterfeldes in dynamisch aktive und passive Parameter (siehe Abschnitt 3.1.3. und 3.1.4.)
- Eliminierung des Einflusses interner Wellen auf die Verteilungen der passiven Parameter (die dynamisch aktiven Parameter werden nur durch energiearme interne Wellen mit hohen vertikalen mode-Zahlen beeinflusst)
- Einfache Nachweismöglichkeiten von verschiedenen Wassermassen durch Verteilungsmuster lediglich eines passiven Parameters (beispielsweise Temperatur oder Salzgehalt) auf Dichteflächen.

Für die Vorticityanalyse erbringt eine isopyknische Betrachtungsweise eine weitere Vereinfachung der Bestimmungsgleichung für die potentielle Vorticity. In Gleichung (1.23.) kann die vertikale Dichtescheerung  $\frac{\delta \varrho}{\delta z}$  durch die Dichtedifferenz  $\varrho^*$  zweier betrachteter Dichteflächen und ihres Abstandes  $H^* = H^*(x,y)$  näherungsweise mit  $\frac{\varrho^*}{H^*}$  approximiert werden. Gleichung (1.23.) geht somit in

$$IPV = (\xi + f) \frac{\varrho^*}{(H^* \varrho_0)} \quad (1.24.)$$

über, mit der Dichtedifferenz  $\varrho^* = \varrho_2 - \varrho_1$  und der mittleren Dichte  $\varrho_0 = (\varrho_2 + \varrho_1)/2$ . Hier korrespondieren  $\varrho_1$  und  $\varrho_2$  zu zwei beliebig ausgewählten Dichteflächen, die durch eine Schichtdicke  $H^*$  voneinander separiert sind.

Um auf die isopyknische Darstellungsweise hinzuweisen, spricht man gemäß Gleichung (1.24.) von der isopyknischen potentiellen Vorticity (IPV). Die Definition dieser Größe geht bereits auf ERTEL (1942) zurück. Die IPV ist eine LAGRANGESche Erhaltungsgröße für eine Wassersäule, die oben und unten jeweils durch eine Dichtefläche begrenzt ist. In Bezug auf die mittlere Strömung innerhalb der eingeschlossenen Schicht wird eine derartige Säule auch als Vortex-Element bezeichnet. Im geostrophischen Strömungsregime ist die relative Vorticity gegenüber der planetaren Vorticity  $f$  zu vernachlässigen, d.h. die ROSSEY-Zahl wird mit  $Ro = \xi / f \ll 1$  erwartet. Unter diesen Bedingungen reduziert sich die obige Differenzenschreibweise zu

$$IPV_0 = \frac{f}{H^*} \frac{\varrho^*}{\varrho} \quad (1.25.)$$

In der angelsächsischen Literatur spricht man in diesem Fall von der "lowest order of potential vorticity". In der hier eingeführten Symbolik für die reduzierte isopyknische potentielle Vorticity weist die Null als Index in Anlehnung an den angelsächsischen Namen auf die Vernachlässigung von  $\xi$  gegenüber  $f$  hin. Die  $IPV_0$  ist eine Größe, die aus direkten Messungen der Temperatur und des Salzgehaltes und durch einfache Berechnung der Dichte aus diesen Größen zu ermitteln ist. Die praktische Nutzung dieses Sachverhaltes zur Abschätzung der mittleren Stromfeldstrukturen im Nordostatlantik wurde von STRAMMA (1984) vorgelegt. Dabei wurde ausgenutzt, daß die Isolinien der  $IPV_0$  auf den Isopyknenflächen den geostrophischen Stromlinien entsprechen.

### 1.3. Zielstellung

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, die Möglichkeiten aufzuzeigen, wie mit Hilfe der Vorticityanalyse zwei inhaltlich unterschiedliche ozeanologische Problemstellungen bearbeitet werden können. Zur Bestimmung der im Abschnitt 1.2. aufgeführten Beziehungen ist die Kenntnis der entsprechenden Stromfeldverteilungen notwendig. In den vorgenommenen Untersuchungen erfolgt die Ermittlung dieser Strömungsfelder mit numerischen Lösungsalgorithmen. Mathematische Grundlage bilden die im Abschnitt 1.1. hergeleiteten dynamischen Grundgleichungen. In einer Analyse des derzeitigen Standes der rechnergestützten Modellierung in der physikalischen Ozeanographie weisen HOLLAND und Mc WILLIAMS (1987) darauf hin, daß noch kein einheitliches numerisches Kalkül

existiert, das sämtliche Probleme der geophysikalischen Hydrodynamik mit vertretbarem ökonomischen Aufwand zu lösen vermag. Gemeint sind Problemlösungen in den Raum-Zeit-Skalen der globalen Zirkulation bis zur molekularen Turbulenz. Gegenwärtig werden zwei Entwicklungswege in der numerischen Modellierung geophysikalischer Prozesse besprochen. Der eine betrifft die Vorbereitung eines für solche Zwecke geeigneten komplexen Lösungsalgorithmus, bis entsprechende Rechner- und Speicherkapazitäten zur Verfügung stehen. Der zweite beinhaltet die Erarbeitung einer ganzen Hierarchie von Rechnermodellen, die den raum-zeitlichen Prozeßskalen, den äußeren Bedingungen und sogar dem Rechner angepaßt sind. Unter den derzeitigen Umständen ist national nur der zweite Weg zu beschreiten. Aus diesem Grund wurden aus den hydrodynamischen Grundgleichungen des Abschnitts 1.1. entsprechende Gleichungssysteme abgeleitet, die mit unterschiedlichen Lösungsalgorithmen bearbeitet wurden. Das erste Problem betrifft die Abschätzung der Vorticityproduktion des angeregten Stromfeldes unter dem Einfluß einer mesoskalen Bodentopographie. Die Untersuchungen erfolgten am Beispiel des Kanals von Moçambique. Dieses Seegebiet zeichnet sich unter anderem durch die jahreszeitlich relativ stabilen und homogenen Windverhältnisse (Passat- und Monsunwindssysteme) und durch eine mesoskale Varianz seiner Bodentopographie (Moçambiquebecken im Norden und Natalbecken im Süden) aus. Durch den Kanalcharakter existieren im Westen und im Osten des Kanals zwei definierte Randbedingungen für das Stromfeld. Die numerischen Untersuchungen betrafen die Frage nach dem Einfluß der Bodentopographie auf die räumliche Verteilung der Stromfeldstrukturen bei der jahreszeitlichen Variation der strömungsanregenden Windfelder. Eine Analyse der vom Stromfeld produzierten relativen Vorticity gestattet eine qualitative Abschätzung der für bioproduktive Fragestellungen so bedeutsamen Vertikalbewegung. Wie in NEHRING u.a. (1984) gezeigt werden konnte, ist die Rotation des Windfeldes nicht alleinige Ursache der beobachteten Kaltwasserauftriebsintensität vor der Küste Moçambiques. Gezielte Untersuchungen galten dem Interesse, wie die natürliche Bodentopographie diesen Prozeß qualitativ zu beeinflussen vermag.

Im zweiten Teil der Arbeit werden dynamisch aktive wirbelartige Gebilde im offenen Atlantik kinematisch diagnostiziert. Nördlich der Kap Verden kann eine mesoskale intermediäre Frontzone nachgewiesen werden, die den Übergang zwischen dem im Nordwesten anstehendem Nordatlantischen Zentralwasser (NACW) und dem im Südosten vor Kap Blanc befindlichen Südatlantischen Zentralwasser (SACW) darstellt (HAGEN und SCHEMAINDA, 1986).

Aufgabe des zweiten Teils dieser Arbeit ist es, eine detaillierte kinematische Analyse für eine quasisynoptische Aufnahme entlang einer intermediären Frontzone durchzuführen. Die Dynamik von wirbelartigen Gebilden unterhalb der ozeanischen Deckschicht kann nur verstanden werden, wenn ihr Erscheinungsbild detailliert diagnostiziert wird. Derartige Kenntnisse bilden die Voraussetzungen für eine zielgerichtete Suche von Gebieten im offenen Ostatlantik, in denen nährstoffreiches Tiefenwasser in die euphotische Schicht gelangen kann und dort eine lokale Erhöhung der Bioproduktivität auszulösen vermag.

Mit Hilfe möglichst vollständiger numerischer Stromfeldberechnungen werden das Stromfeld aus dem Massenfeldaufbau diagnostiziert und die Strukturen dynamischer Erhaltungsgrößen ermittelt. Auf diesem Wege werden Aussagen zu einzelnen physikalischen Prozessen in und entlang einer derartigen intermediären Frontzone möglich.

Von besonderer Bedeutung ist die Frage, ob und in welcher Art und Weise der Stoff- und Energieaustausch durch derartige Fronten erfolgt bzw. erfolgen kann. Im Zusammenhang mit der bei HAGEN und SCHEMAINDA (1986) beschriebenen Ausbreitung des Südatlantischen Zentralwassers, ist vornehmlich letztere Problemstellung für ein weiteres Verständnis der großräumigen Zirkulationsmuster äußerst wichtig. Darüber hinaus werden Fragen der Wassermassenbildung und -vermischung zunehmend für andere Forschungsdisziplinen wie Meteorologie und Klimaforschung relevant, da für sie die Wechselwirkung Ozean - Atmosphäre eine Schlüsselrolle einnimmt.

## 2. Simulation bodentopographisch bedingter Vorticityproduktion am Beispiel des Kanals von Moçambique

### 2.1. Natürliche Bedingungen

Der Kanal von Moçambique ist ein Seegebiet im Westen des Indischen Ozeans zwischen der Ostküste der VR Moçambique und der Ostküste Madagaskars. Die geringste zonale Breite beträgt

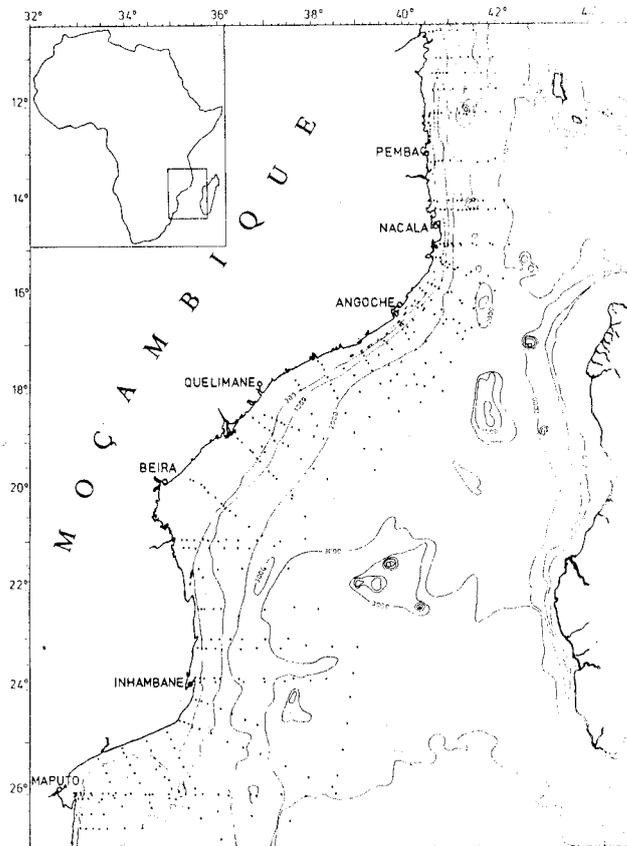


Abb. 2.1. Geographische Lage und Isobathen (m) des Kanals von Moçambique (Aus der Karte Nr. 4701 der Britischen Admiralität, nach SAETRE und DA SILVA, 1979)

ungefähr 400 km, die größte Ausdehnung zwischen den genannten Küsten mehr als 1000 km. Meridional erstreckt sich der Kanal von Moçambique von 12° bis 25° S. Einen Überblick über die geographische Lage und die bodentopographischen Bedingungen gibt Abb. 2.1.

In den folgenden Kapiteln sollen die wesentlichsten mittleren Bedingungen dieser Region erörtert werden, deren Kenntnisse als vorzugebende Randbedingungen des numerischen Lösungsverfahrens von Bedeutung sind. Eine besondere Beachtung werden in diesem Zusammenhang im Abschnitt 2.1.3. die Strömungsverhältnisse an den Kanalöffnungen erfahren.

#### 2.1.1. Meteorologische Bedingungen

Das tropische Klima ist in der Region des Kanals von Moçambique feucht-warm. Es wird im wesentlichen durch die großmaßstäbigen Windsysteme des SE-Passats und des indischen Monsuns

geprägt. Entscheidend für die herrschenden Windverhältnisse in dieser Region ist die Konstellation der Zentren der beiden Windsysteme zueinander. Die jeweilige Situation wird insbesondere durch die Lage der Innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) gekennzeichnet. Im Südsommer befindet sie sich nach GRIFFITH (1972) so weit südlich, daß sie die ganze Kanalzone einnimmt. Die Südgrenze des NE-Monsuns befindet sich während dieser Situation auf der Breite von  $16^{\circ}$  S die nördliche Grenze des SE-Passats ist dann etwa in der Region  $20^{\circ}$ - $21^{\circ}$  S anzutreffen. In erster Näherung kann die geographische Breite der Zambeziflußmündung als Übergangsgebiet zwischen der SE-Passatregion und der Monsunregion angesehen werden (TINLEY, 1971). Der südlich dieses Gebietes ganzjährig anzutreffende SE-Passat ist Resultat der Luftdruckgegensätze zwischen dem südhemisphärischen Subtropen-Hoch und der tropischen Tiefdruckrinne. Im Südsommer liegt der Kern dieses Subtropenhochs am weitesten polwärts. Er weist dann aber auch die vom afrikanischen Festland entfernteste Lage ( $30^{\circ}$  -  $40^{\circ}$  S,  $80^{\circ}$  E) auf. Die großräumige Luftdruckverteilung erzeugt in bezug auf die tropische Tiefdruckrinne im Südteil des Kanals von Moçambique Winde aus südöstlichen bis östlichen Richtungen. Im Südwinter kommt es zu einer Regionalverlagerung des Zentrums des südhemisphärischen Subtropenhochs auf eine geographische Lage von  $30^{\circ}$  S im Gebiet südöstlich Madagaskars. Daraus resultiert dann im Südteil des Kanals von Moçambique eine Zunahme der Häufigkeit von Winden aus südlichen Richtungen.

Der Nordteil des Kanals von Moçambique (nördlich der Zambeziflußmündung) unterliegt dagegen nicht mehr dem beständig aus einer Richtung wehenden SE-Passat. Er befindet sich unter dem Einfluß des halbjährlich wechselnden Monsuns über dem Indischen Ozean.

Im Südsommer weht der Wind aus nordöstlichen Richtungen, der zu dieser Jahreszeit als NE-Monsun bezeichnet wird. Er resultiert aus dem Luftdruckgegensatz zwischen dem eurasischen Kältehoch und der Tiefdruckrinne. In den Sommermonaten der Nordhemisphäre trifft man in den Breiten um  $30^{\circ}$  N keinen Hochdruckgürtel an, wie er von der Südhalbkugel bekannt ist. Die entsprechenden Gebiete Nordafrikas und SW-Asiens weisen durchweg relativ niedrigen Luftdruck auf. Das Zentrum des Monsun-Tiefs erstreckt sich vom Persischen Golf über Pakistan nach Nordindien. Das führt in dieser Jahreszeit zu den halbjährig beständig wehenden Winden aus südwestlicher Richtung, dem SW-Monsun. Aus dem ganzjährig beständigen SE-Passat, dem der Südteil des Kanals von Moçambique unterliegt, und dem halbjährlich alternierenden, den Nordteil beeinflussenden Monsun, ergeben sich zwei grundlegend verschiedene mittlere Windverhältnisse in der betrachteten Region. Im Südsommer bildet sich infolge des auslaufenden NE-Monsuns und des SE-Passats auf ungefähr  $18^{\circ}$  -  $20^{\circ}$  S eine Konvergenzzone dieser beiden Windsysteme heraus. Im Südwinter sind dagegen über dem gesamten Kanal von Moçambique Winde aus südöstlichen bis südlichen Richtungen vorherrschend.

#### 2.1.2. Bodentopographische Verhältnisse

Der Kontinentalschelf vor der Küste Moçambiques weist von Nord nach Süd erhebliche Unterschiede auf. Im Norden ist der Schelf sehr schmal. Mitunter beträgt die Weite nur wenige hundert Meter. Südlich von  $15^{\circ}$  S nimmt die Schelfbreite zu. Am weitesten ist der Schelf vor Beira, der sogenannten Sofala Bank.

Der Westküste Madagaskars ist im allgemeinen ein schmaler Schelf vorgelagert. Zwischen ungefähr  $15^{\circ}$  S und  $19^{\circ}$  S d.h. an der engsten Stelle zwischen dem afrikanischen Kontinent und der Insel Madagaskar, ragt der Schelf jedoch weit in das Meer hinein. Dadurch kommt es nördlich von  $15^{\circ}$  S zur topographischen Trennung des Moçambiquebeckens vom Natalbecken, das weit in den Südteil des Kanals von Moçambique hineinreicht. Unterstützt wird dieser Umstand durch die Küstenkonfiguration. Neben der Doppelbeckenstruktur sind für die Bodentopographie des Kanals von Moçambique eine Vielzahl von Flachwasserbänken und unterseeischen Erhebungen charakteristisch. Genannt seien die St. Lazarus Bank nordöstlich von Pemba, die untermeerischen Berge wie Bassas da India und Europa im Südteil, Paislay und die Inselgruppe der Komoren im Nordteil des Kanals von Moçambique. Die zuletzt genannten, bis an die Meeresoberfläche reichenden Erhebungen der Komo-

ren, nehmen aufgrund ihrer geographischen Lage eine besondere Stellung ein. Zonal zum Kanaleingang orientiert, bilden sie für die Strömungen im Nordteil des Kanals von Moçambique ein natürliches Hindernis. Im Südteil des Kanals von Moçambique liegt keine derartige bodentopographische Abriegelung vor. Hier bestimmt das Natalbecken die Kanalgeometrie. Es erstreckt sich noch weit außerhalb des Kanals von Moçambique in den südlichen Indischen Ozean hinein (siehe auch Abb. 2.1.).

### 2.1.3. Grundstrukturen der oberflächennahen Strömung

Die Wasserbewegungen entlang der Ostküste Afrikas sind auf das engste mit dem durch den SE-Passat des Indischen Ozeans generierten oberflächennahen Südäquatorialstrom verknüpft (SAETRE und DA SILVA, 1979). Er setzt im zentralen Bereich des SE-Passats mit großer Beständigkeit und relativ hohen Geschwindigkeiten (laut DHI (1960) sind sie in der Größenordnung  $0-0(10) \text{ cms}^{-1}$ ) von Ost nach West. Bei Annäherung an den afrikanischen Kontinent kommt es zum zweimaligen Aufspalten seines Stromkerns. Das erste Mal erfolgt das topographisch bedingt an der Nordspitze Madagaskars. Ein Stromzweig folgt der Ostküste Madagaskars nach Süden. Der weiter nach Westen setzende "Rest" des Südäquatorialstromes, erfährt am afrikanischen Festland bei Capo Delgado eine zweite Separation. Ein Teil der herangeführten Wassermassen setzt nach Norden und speist Oberflächenwasser in den Somalstrom ein, während der Rest nach Süden in den Kanal von Moçambique hineinsetzt. Wie aus älteren und auch aus jüngeren Übersichtskarten der Oberflächenströmungen hervorgeht (KRUMMEL, 1911, DHI, 1960, ANON., 1977) erfolgt im östlichen und zentralen Abschnitt der Nordöffnung des Kanals von Moçambique ein relativ geringer Nettotransport aus dem Südäquatorialstrom in den Kanal hinein. Das schließt aber nicht aus, daß durch Wirbel ein permanenter Wasseraustausch stattfindet. Im großräumigen Zirkulationsschema des südlichen Indischen Ozeans erfolgt der Haupteintrag der Wassermassen durch den Südäquatorialstrom und der Konvergenz unterhalb des afrikanischen Festlandes. Das resultierende Stromband setzt sich als Moçambiquestrom entlang der ostafrikanischen Küste nach Süden fort.

Im Sinne des genannten mittleren Zirkulationsschemas wird der Moçambiquestrom nach WYRTKI (1973) als Teil des antizyklonischen subtropischen Wirbels angesehen. Von HUTSON (1980) ist eine schematische Karte angegeben (Abb. 2.2.), die die wesentlichen Zweige dieses großräumigen Zirkulationssystems beschreibt.

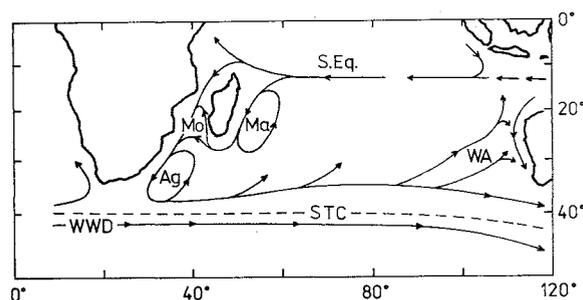


Abb. 2.2. Zirkulationsschema im südlichen Indischen Ozean. Es entsprechen: SEq. - Südäquatorialstrom, Ma - Madagaskarstrom, Mo - Moçambiquestrom, Ag - Agulhasstrom, WWD - Westwind-Drift, STC - Subtropische Konvergenz, WA - Westaustralienstrom (nach HUTSON, 1980)

Das den südlichen Indischen Ozean erfassende Stromsystem besteht aus dem Südäquatorialstrom, dem Moçambique- und Agulhasstromsystem und dem ostwärts gerichteten Strom im Norden der subtropi-

schen Konvergenz. Es beinhaltet das klassische Konzept, daß der Agulhasstrom eine unmittelbare Fortsetzung des Moçambiquestromes ist. Bereits 1963 wurde diese Auffassung von MENACHE(1963) in Frage gestellt. Zumindest für den von ihm gewählten Untersuchungszeitraum Oktober - November 1987 verläßt seiner Meinung nur ein geringer Teil des Moçambiquestromes den Kanal von Moçambique. Der überwiegende Teil setzt entlang des Südausganges zunächst meridional auf Madagaskar zu und kehrt unterhalb der Westküste dieser Insel wieder nach Norden zurück. Untersuchungen von HARRIS (1970, 1972) bestätigen indirekt diese Aussage. Er kommt zu dem Schluß, daß nur ein gewisser Teil den Südausgang des Kanals von Moçambique passiert und als unmittelbare Speisung des Agulhasstromes dient. SOARES (1975) analysierte ozeanologische Daten, die während der Jahreszeit des SW-Monsuns der Jahre 1960 und 1962 gewonnen wurden. Auch er stellte fest, daß nur ein geringer Teil der Wassermassen, die im Norden in den Kanal von Moçambique hinein gelangen, ihn aktuell im Süden auch wieder verlassen. In Auswertung aller bis dahin verfügbaren Daten aus der Jahreszeit des NE-Monsuns, wies LUTJEHARMS (1976) nach, daß in den oberen Schichten des Agulhasstromes der Moçambiquestrom die Hauptquelle ist. CREPON (1964) beschreibt ein Ablösen des nordwärts setzenden Stromes von der Westküste Madagaskars auf ungefähr 20° S. Die erhaltenen Aussagen lassen summarisch den Schluß zu, daß zumindest zeitweilig im Südteil des Kanals von Moçambique ein ausgedehnter antizyklonaler Wirbel existiert. In Auswertung des Datenmaterials von MENACHE (1963) konnte ZAHN (1984) anhand von Abschätzungen des geostrophischen Volumentransports diesen antizyklonalen Wirbel bestätigen und die Existenz eines ganzen Systems von mesoskalen Wirbeln im zentralen Teil des Untersuchungsgebietes nachweisen. Es konnte gezeigt werden, daß die den Kanal von Moçambique verlassenden Wassermassen nur einen relativ kleinen Abschnitt des Südausganges passieren. Ursache dafür scheint die Existenz einer fast die gesamte Breite des Kanalausgangs einnehmende Konvergenzzone zu sein, die nur einen äußerst geringen effektiven Meridionaltransport gestattet. Neben dem bereits genannten Ausstrom unterhalb der afrikanischen Küste konnten Neerströme an der südlichen Westküste Madagaskars bestimmt werden, die in den Kanal nach Norden hineinsetzen. Diese Beobachtung ist auch in Abb. 2.1. angedeutet.

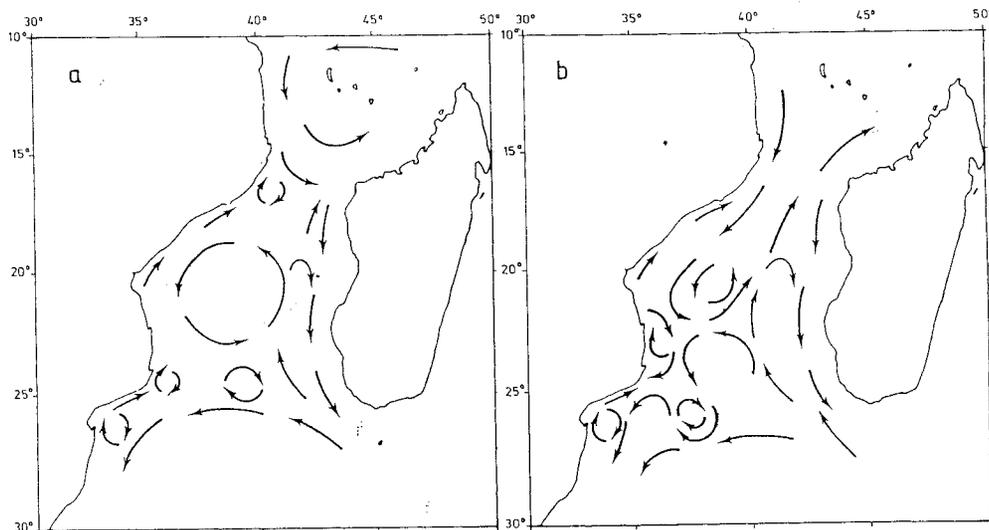


Abb. 2.3. Schematische Zirkulationsmuster der Deckschichtströmungen im Kanal von Moçambique für a) den Südsommer (November - April) und b) für den Südwinter (Mai - Oktober) nach SAETRE und DA SILVA (1984)

Die von ZAHN (1984) vorgenommenen Abschätzungen der Volumentransporte lassen darauf schließen, daß die den Südausgang "abriegelnde" Konvergenzzone einen mäandrierenden, westwärts setzenden Strom erzeugt und/oder als eine Aneinanderreihung mehrerer mesoskaler Wirbel anzusehen ist. So kamen LUTJEHARMS u.a. (1981) nach Auswertung verschiedener Driftbojenexperimente in dieser Region zu der Aussage, daß der Ostmadagaskarstrom und das Mocambique-Agulhas-Stromsystem weder in unmittelbarer Verbindung stehen noch als einheitliches Stromsystem aufzufassen sind. Vielmehr wiesen die beobachteten Trajektorien der Drifter auf die Existenz einer Vielzahl von mesoskalen Wirbeln hin.

Basierend auf hydrographische Daten von 1977 bis 1980 vor der Küste Moçambiques und auf historischen Daten aus dem Gesamtgebiet des Kanals von Moçambique wird von SAETRE und DA SILVA (1984) der Versuch unternommen, generelle Strömungsmuster für die genannte Region abzuleiten. Das prinzipielle Zirkulationsmuster im Kanal von Moçambique ist ihrer Auffassung nach im starken Maße von der Bodentopographie geprägt. Eine schematische Übersicht ihrer Interpretation wird in den Abbildungen 2.3a) und b) wiedergegeben.

#### 2.1.4. Hauptwassermassen

Aufgrund ihrer hydrographischen und chemischen Eigenschaften können im vertikalen Wassermassenaufbau des Kanals von Moçambique verschiedene charakteristische Wasserarten identifiziert werden. Erste Arbeiten zu dieser Problematik erfolgten von SVERDRUP u.a. (1942). Aufbauend auf diese Arbeit wurden erst einige Zeit später weiterführende Untersuchungen durchgeführt. Genannt seien beispielsweise DÜING, SCHWILL (1967), CHIMIZA (1968), DONGUY, PITON (1969), WYRTKI (1971, 1973) sowie SCHEMAINDA u.a. (1980). Der Definitionen WYRTKI's (1971, 1973) folgend, lassen sich im Kanal von Moçambique im wesentlichen drei Hauptwassermassen nachweisen. Für den Deckschichtbereich ist das sogenannte Oberflächenwasser (SW) charakteristisch. Es zeichnet sich durch relativ niedrigen Salzgehalt aus. Das SW im Kanal wird vor allem durch das tropische Oberflächenwasser gebildet, das durch den Südäquatorialstrom aus dem Zentralindik westwärts transportiert wird.

Die zweite Hauptwassermasse wird als subtropisches Oberflächenwasser (SSW) bezeichnet. Vor der Küste Moçambiques wird es gewöhnlich in einer Tiefe von 150 m bis 250 m angetroffen. Gebildet wird das SSW im Zentrum des subtropischen antizyklonischen Wirbels des Indischen Ozeans. Dort sinkt es auf ungefähr 500 m ab und breitet sich anschließend isopyknisch im gesamten Wirbelsystem aus. Auf diesem Wege gelangt es in den Kanal von Moçambique. Das SSW ist durch ein intermediäres Salzgehaltsmaximum charakterisiert.

Unterhalb des SSW kann als dritte Hauptwassermasse das subantarktische Zwischenwasser (SAIW) identifiziert werden. Es wird im Raum der Polarfront gebildet, wo der Niederschlag die Verdunstung stark übertrifft (WÜST u.a., 1954). Das mit hohen Schmelzwasseranteilen versehene salzarme SAIW sinkt entlang der Polarfront in größere Tiefen ab. Dort breitet es sich nach Norden aus. Das SAIW ist im Vertikalaufbau der Wassermassen durch ein Salzgehaltsminimum charakterisiert.

Aufgrund der Linearität in der Temperatur-Salzgehaltsbeziehung des SSW und des sich vertikal anschließenden SAIW werden von manchen Autoren beide Hauptwassermassen unter dem Sammelbegriff Zentralwasser (CW) zusammengefaßt (siehe SAETRE und DA SILVA, 1979).

## 2.2. Das lineare prognostische Modell

Um entsprechend der Aufgabenstellung eine Verteilung der relativen bzw. der potentiellen Vorticity in einem Seegebiet angeben zu können, bedarf es der Kenntnis der dort herrschenden Strömungsverhältnisse. Genauer gesagt, ist es nicht das Stromfeld selbst, sondern die horizontalen Stromscherungen  $\partial u / \partial y$  und  $\partial v / \partial x$ , die von Interesse sind. ((u,v) sind die horizontalen Strömungskomponenten in (x,y)-Richtung.)

Die zur Abschätzung der potentiellen Vorticity notwendigen mesoskalen Stromscherungen können einerseits aus direkten Stromfeldbeobachtungen oder durch indirekte Methoden ermittelt werden. Zumindest für den offenen Ozean gibt es noch eine Reihe objektiver Gesichtspunkte, die einer entsprechend genauen Bestimmung der horizontalen Stromfeldscherungen entgegenstehen. Genannt seien beispielsweise Probleme der Navigation und der Installation von Tiefseebojen, die eine entsprechende Meßtechnik aufnehmen können.

Weitere meßtechnische Möglichkeiten, wie sie zum Beispiel die Fernerkundung bietet, beziehen sich zur Zeit lediglich auf den meeresoberflächennahen Bereich der Ozeane. Detaillierte Strukturbeschreibungen ausgewählter Beobachtungsgrößen aus dem Inneren des Wasserkörpers sind zur Zeit noch nicht möglich. Ansätze dazu finden sich in der akustischen Tomographie.

Als indirekte Methode sei im allgemeinen Sinne die Lösung der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen (siehe Abschnitt 1.1.) angesehen. Sie ist unter Berücksichtigung der topographischen Gegebenheiten des Bodenprofils und der Küstenkonfiguration im allgemeinen nicht in geschlossener analytischer Form angebar. Einen Ausweg bieten hydrodynamisch-numerische Lösungsmethoden, wie sie hier zur Anwendung kommen. Sie weisen den Vorteil auf, daß die hydrodynamischen Bewegungsgleichungen in sehr allgemeiner Form gelöst werden können. Allerdings muß darauf verwiesen werden, daß bei Anwendung derartiger Lösungsverfahren eine Reihe von methodischen Schwierigkeiten auftreten können, wie beispielsweise Fragen der Lösungskonvergenz, der numerischen Stabilität, der Lösungsstationarität usw. Als ursächlich treibende Kraft tritt im anzuwendenden Modell der Wind in Erscheinung. Infolge des Impulsaustausches in der unmittelbaren Grenzschicht zwischen Atmosphäre und Ozean wird die windinduzierte Meeresströmung hervorgerufen. Sieht man von thermohalinen Zirkulationen ab, entsprechen die windangeregten Strömungsverhältnisse der allgemeinen Zirkulation im Meer. In Anlehnung an FRIEDRICH (1966) ist unter allgemeiner ozeanischer Zirkulation der stationäre Bewegungszustand im Meer gemeint, der sich mit zeitlichen Mittelwerten für die Austauschvorgänge im dynamischen Gleichgewicht befindet. Zur Beantwortung der oben formulierten Aufgabenstellung ist bereits die Kenntnis der allgemeinen Zirkulation ausreichend, sich unter Berücksichtigung der einmal vorgegebenen Tiefenverteilung des Meeresgrundes ergibt. Diesen Anforderungen genügt bereits ein lineares windgetriebenes vertikal integriertes Transportmodell. Unter Berücksichtigung der Baroklinität ist es prinzipiell möglich, die vertikal integrierten Transportbeziehungen für beliebig viele Schichten von der Meeresoberfläche bis zum Meeresboden gleichzeitig zu behandeln. Bei einer derartigen Verfahrensweise ist es zweckmäßig, die Schichtgrenzen so zu interpretieren, daß durch sie kein Wasser hindurchströmt. Für einen natürlichen Ozean bietet es sich an, die Grenzflächen in das Niveau der Sprungschichten der Dichte zu legen und die Dichte in den einzelnen "autobarotropen" Schichten als konstant zu betrachten. Die Vertikalschichtung ist dann Ausdruck der Trennung von Wassermassen, die sich in ihrem hydrographischen Aufbau auf charakteristische Weise unterscheiden. Natürlich kann die Anzahl derartiger Schichten beliebig groß gewählt werden, doch in erster Näherung spiegelt ein einfaches Zwei-Schichten-Modell die wesentlichsten dynamischen Verhältnisse des Meeres hinreichend wider (WÜST, 1949). Die Dichtediskontinuität bildet eine scharfe Trennung, die zwei Wasserkörper mit unterschiedlichen Eigenschaften separiert. Sie "trennt" die homogene Deckschicht von dem restlichen Wasserkörper bis zum Meeresgrund. Die Zweischichtung ist die größte Näherung für beobachtete Dichteprofile (siehe Abb. 2.7.).

Da gemäß der Aufgabenstellung lediglich die bodentopographisch bedingte Vorticity untersucht werden sollte, wurden unter ansonsten gleichen Bedingungen zwei Rechenläufe realisiert. Im

ersten Versuch wurde die allgemeine Zirkulation im Kanal von Mozambique für ebenen Boden ermittelt. In einer zweiten Rechnung wurde die entsprechend der Gitterstruktur aufgelöste natürliche Bodentopographie berücksichtigt. Aus der Differenz der Geschwindigkeitsverteilungen beider Rechnungen wurde die relative Vorticity ermittelt. Der Vorteil dieser Lösungsvariante wird darin gesehen, daß methodische und rechenanlagenbedingte Rundungsfehler sich für das lineare Modell weitestgehend aufheben. Die derartig vorgenommenen Untersuchungen wurden für die Jahreszeiten Winter und Sommer durchgeführt.

Infolge der Unkenntnis einer verfügbaren Näherungslösung der zu erwartenden allgemeinen Zirkulation wurden vor jedem Rechenbeginn alle Variablen Null gesetzt. Aus diesem Grunde war es notwendig, eine prognostische Modellvariante zu wählen.

### 2.2.1. Modellanforderungen

Die Aufgabenstellung, die natürlichen Gegebenheiten des untersuchten Seegebietes und deren Skalen stellen an das zu betrachtende Modell und an den anzuwendenden Lösungsalgorithmus bestimmte Anforderungen. Dazu gehören:

- Die Anregung der allgemeinen Zirkulation durch äußere Felder (Wind, Luftdruck) und Berücksichtigung der Baroklinität, die eine ausgeprägte Erscheinung der Ozeane, besonders im oberflächennahen Bereich ist.
- Die Vorgabe eines beliebigen Küstenverlaufes, die als feste Berandung des Untersuchungsgebietes anzusehen sind, und einer beliebigen räumlichen Verteilung der Bodentopographie.
- Die Berücksichtigung variabler Strömungsverhältnisse an den nicht vom Festland begrenzten Gebietsrändern, die als offene Berandungen bezeichnet werden.
- Die Abstraktion, daß aufgrund der räumlichen Skalen des Untersuchungsgebietes (siehe Abschnitt 1.1.) eine lineare Betrachtungsweise des Problems genügen kann.
- Der Lösungsalgorithmus muß dem Differentialgleichungssystem des Modells angepaßt sein. Das betrifft die Auswahl der Hauptlösungsmethode als auch die eigentliche Lösungsprozedur. Hauptproblem ist die Dämpfung der freien Schwerewellen, um zu einer stationären Lösung zu gelangen.

### 2.2.2. Die vereinfachten Grundgleichungen

Im Kapitel 2.2.1. sind die wesentlichsten Anforderungen aufgelistet worden, die zur Problemlösung an das Modell zu stellen sind. Ihnen genügt bereits ein lineares, windgetriebenes, vertikal integriertes Transportmodell, das die Baroklinität erster Ordnung berücksichtigt. Ausgehend von den Gleichungen (1.11.)-(1.14.) können diese entsprechend der im Abschnitt 2.2.1. genannten Modellanforderungen vereinfacht werden. Im mathematischen Sinne entspricht das einer Linearisierung des Problems. Das betrifft die Vernachlässigung der Advektion. Größenordnungsmäßige Abschätzungen der einzelnen Terme, beispielsweise, wie bei BRETTSCHEIDER (1967 b) oder RAMMING und KOWALIK (1980), bestätigen für die zu behandelnden räumlichen Skalen ein solches Herangehen.

Bei der Betrachtung einer quasistationären Lösung, d.h.  $\frac{\delta}{\delta t}(\cdot) = 0$ , hätte man es im folgenden mit einem EKMAN-Modell zu tun (vergleiche EKMAN, 1905). Es ist aber zu beachten, daß EKMAN in seinen Annahmen zur Herleitung des Modells von einer unendlichen Wassertiefe ausging. Ausgehend von der EKMAN-Theorie legte WELANDER (1957) eine Generalisierung der EKMAN-Beziehungen für den Fall endlicher Wassertiefe dar. In einer zweidimensionalen Betrachtungsweise wurden sie beispielsweise von HAGEN und ZAHN (1980) zu Untersuchungen der mesoskalen Auftriebsdynamik vor NW-Afrika herangezogen.

In der vorliegenden Arbeit fanden sowohl die zeitliche Ableitung des Stromfeldes als auch die

horizontalen Reibungsterme Berücksichtigung. Das erfolgte aus numerischen Gründen, die sich aus dem Lösungsalgorithmus ergeben. Aus dem oben Gesagten ergibt sich das System der vereinfachten Grundgleichungen:

$$\delta u / \delta t - fv = -1/\rho \delta p / \delta x + A_v \delta^2 u / \delta z^2 + A_h \Delta_h u \quad (2.1.)$$

$$\delta v / \delta t + fu = -1/\rho \delta p / \delta y + A_v \delta^2 v / \delta z^2 + A_h \Delta_h v \quad (2.2.)$$

$$1/\rho \delta p / \delta z = -g \quad (2.3.)$$

$$\delta u / \delta x + \delta v / \delta y + \delta w / \delta z = 0 \quad (2.4.)$$

Eine Reduktion, d.h. eine weitere Vereinfachung des Differentialgleichungssystems, kann vorgenommen werden, wenn die hydrostatische Gleichung (2.3.) von der Meeresoberfläche  $s$  bis zur Tiefe  $z$  integriert und in (2.1.) bzw. (2.2.) eingesetzt wird. Da die räumliche Variation der Luftdruckverteilung  $p_a$  unberücksichtigt bleiben sollen, reduziert sich das Gleichungssystem auf

$$\delta u / \delta t - fv = g \delta s / \delta x + A_v \delta^2 u / \delta z^2 + A_h \Delta_h u \quad (2.5.)$$

$$\delta v / \delta t + fu = g \delta s / \delta y + A_v \delta^2 v / \delta z^2 + A_h \Delta_h v \quad (2.6.)$$

$$\delta u / \delta x + \delta v / \delta y + \delta w / \delta z = 0 \quad (2.7.)$$

An dieser Stelle erfolgt nun der Übergang zu den später benutzten Transportgleichungen. Sie gehen durch Vertikalintegration aus den mit der Dichte multiplizierten Gleichungen (2.5.)-(2.7.) hervor. Bei der Integration ist die in Kapitel 2.2.1. geforderte Baroklinität zu berücksichtigen. Die Vertikalintegration erfolgt also in zwei Etappen. Zunächst für die Deckschicht von  $z=S(x,y,t)$  bis  $z=D(x,y,t)$ , die als Schicht 1 bezeichnet wird und anschließend für die Unterschicht von  $z=D(x,y,t)$  bis  $z=H(x,y)$ , die folglich als Schicht 2 gekennzeichnet ist. Die im folgenden als Index an den Strömungsgeschwindigkeiten bzw. Transporten auftretenden Nummern weisen auf die jeweilige Schicht hin. Eine Übersicht über die benutzten Symbole und ihre lokale Zuordnung ist in Abb. 2.4. wiedergegeben.

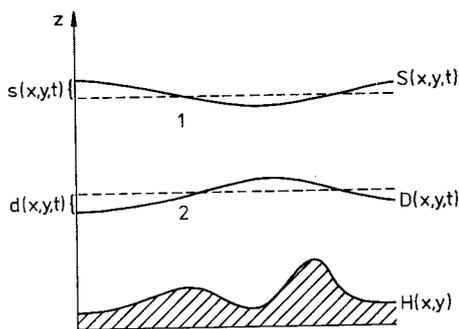


Abb. 2.4. Schematische Übersicht der benutzten Tiefenbezeichnungen

Betrachtet man die Dichte in den Schichten als jeweils konstant, ergeben sich durch die "freien" Schichtgrenzen zwei zusätzliche Bedingungen. Es handelt sich um die kinematischen Grenzflächenbedingungen. Sie beinhalten, daß durch die Grenzflächen keine Vertikalbewegung stattfindet, d.h., daß jede Vertikalbewegung der Grenzfläche der Massenerhaltung innerhalb einer jeden Schicht genügt. Für die Schicht 1 lauten sie:

$$dS/dt = \delta S/\delta t + u_1 \delta S/\delta x + v_1 \delta S/\delta y = 0 \quad (2.8.)$$

$$dD/dt = \delta D/\delta t + u_1 \delta D/\delta x + v_1 \delta D/\delta y = 0 \quad (2.9.)$$

bzw. für die zweite Schicht:

$$dD/dt = \delta D/\delta t + u_2 \delta D/\delta x + v_2 \delta D/\delta y = 0 \quad (2.10.)$$

$$dH/dt = u_2 \delta H/\delta x + v_2 \delta H/\delta y = 0 \quad (2.11.)$$

Unter Berücksichtigung der kinematischen Grenzflächenbedingungen (2.8.)-(2.11.) und mit Hilfe der Definitionsgleichungen (2.12.) in der Form

$$\int_D^S \rho_1 u_1 dz = U_1, \quad \int_D^S \rho_1 v_1 dz = V_1, \quad \int_H^D \rho_2 u_2 dz = U_2, \quad \int_H^D \rho_2 v_2 dz = V_2 \quad (2.12.)$$

gehen die Gleichungen (2.5.)-(2.6.) über in die Form

$$\delta U_1/\delta t - fV_1 = (S-D)g\rho_1 \delta s/\delta x + A_v \delta \rho_1 U_1/\delta z + A_h \Delta_h U_1 \quad (2.13.)$$

$$\delta U_2/\delta t - fV_2 = g(D-H)(\rho_1 \delta s/\delta x + \rho^* \delta d/\delta x) + A_v \delta \rho_2 U_2/\delta z + A_h \Delta_h U_2 \quad (2.14.)$$

und

$$\delta V_1/\delta t + fU_1 = (S-D)g\rho_1 \delta s/\delta y + A_v \delta \rho_1 V_1/\delta z + A_h \Delta_h V_1 \quad (2.15.)$$

$$\delta V_2/\delta t + fU_2 = g(D-H)(\rho_1 \delta s/\delta y + \rho^* \delta d/\delta y) + A_v \delta \rho_2 V_2/\delta z + A_h \Delta_h V_2 \quad (2.16.)$$

mit der Dichtedifferenz  $\rho^* = (\rho_2 - \rho_1)$ .

Die Kontinuitätsgleichung (2.7.) lautet für die einzelnen Schichten

$$\delta U_1/\delta x + \delta V_1/\delta y = -\rho_1 (\delta s/\delta t - \delta d/\delta t) \quad (2.17.)$$

bzw.

$$\delta U_2/\delta x + \delta V_2/\delta y = -\rho_2 \delta d/\delta t \quad (2.18.)$$

### 2.2.3. Parameteransätze

Die in den Gleichungen (2.13.)-(2.16.) auftretenden Terme

$$\text{und} \quad A_v \delta \rho_i U_i/\delta z, \quad A_h \Delta_h U_i, \quad A_v \delta \rho_i V_i/\delta z, \quad A_h \Delta_h V_i \quad i=1,2$$

repräsentieren die parametrisierte Reibung infolge hochfrequenter Austauschprozesse. Dabei wird in einen vertikalen und horizontalen Reibungsansatz unterschieden. Zunächst zur Parametrisierung des vertikalen Austauschterms. Infolge der Vertikalintegration der Bewegungsgleichung gelingt es, die Differenz der Reibungsterme an den Grenzflächen der beiden Schichten zu kennen. Sie können näherungsweise durch die Tangentialspannungskomponenten des Schubspannungstensors ausgedrückt werden.

$$A_v \frac{\partial(\varrho_1 U_1)}{\partial z} \Big|_D^S = T^x_S - T^x_D$$

$$A_v \frac{\partial(\varrho_1 V_1)}{\partial z} \Big|_D^S = T^y_S - T^y_D$$

$$A_v \frac{\partial(\varrho_2 U_2)}{\partial z} \Big|_H^D = T^x_D - T^x_H$$

$$A_v \frac{\partial(\varrho_2 V_2)}{\partial z} \Big|_H^D = T^y_D - T^y_H$$

mit  $T^{x,y}_S$  als Tangentialschub an der Meeresoberfläche und analog  $T^{x,y}_D$  an der Grenzfläche der beiden Schichten bzw.  $T^{x,y}_H$  am Meeresboden. Im eigentlichen Sinne handelt es sich bei  $T_S$ ,  $T_D$ ,  $T_H$  um Horizontalschubspannungen, die infolge der Neigung von  $s$ ,  $d$  und  $b$  nur näherungsweise mit den Tangentialschubspannungen übereinstimmen. Für  $T_S$  wird in üblicher Weise der windabhängige Ansatz als Funktion des Quadrats des Geschwindigkeitsbetrages gewählt (siehe beispielsweise BRETTSCHEIDER, 1967 a; STRUVE-BLANCK, 1982).

$$T^{x,y}_S = c_S \cdot \varrho_a (u^w_{x,y})^2 \quad (2.19.)$$

Darin sind  $\varrho_a = 1,225 \text{ kgm}^{-3}$  die mittlere Dichte der Luft. Der Koeffizient  $c_S$  beschreibt die Stabilitätsbedingungen der Luftschichten über der Wasseroberfläche. Der experimentell ermittelte Wert für  $c_S$  wurde der Literatur entnommen. Welche Schwierigkeiten bei der Angabe eines universell gültigen Wertes bzw. einer Bestimmungsgleichung existieren, belegen die umfangreichen Untersuchungen zu diesem Problem. Sie reichen von beispielsweise SVERDRUP (1942) bis in die heutige Zeit. Als ein Beispiel der jüngeren Arbeiten soll die zusammenfassende Übersicht von DIKINOV und ZOLUDEV (1980) genannt werden. Aufgrund der relativ homogenen Verteilung des Geschwindigkeitsbetrages der für die Untersuchungen herangezogenen Windfelder, wurde  $c_S = \text{const}$  gewählt. Der Wert wurde aus KRAUSS (1973) mit

$$c_S = 1,2 \cdot 10^{-3}$$

entnommen.

Die Horizontalschubspannung an der Dichtediskontinuität entspricht nach SCHMITZ (1964) einem linearen Ansatz in Abhängigkeit der Differenz der Beträge der Strömungsgeschwindigkeit zwischen den beiden Schichten

$$T_D = c_D \frac{1}{(S-D)} ((U_1^2 + V_1^2)^{1/2} - (U_2^2 + V_2^2)^{1/2}) \quad (2.20.)$$

Im Gegensatz zu  $c_S$  ist  $c_D$  eine dimensionsbehaftete Konstante, die nach UUSITALO (1960)

$$c_D = 0,025 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$$

beträgt.

Letztlich muß noch die Bodenreibung parametrisiert werden. Es wurde der NEWTONsche Reibungsansatz gewählt, wie es beispielsweise von SÜNDERMANN (1966) benutzt wurde. Für die durchgeführten Modellrechnungen ist

$$\begin{aligned} T^x_H &= c_B \frac{1}{(d-b)^2} (U_2^2 + V_2^2)^{1/2} U_2 \\ T^y_H &= c_B \frac{1}{(d-b)^2} (U_2^2 + V_2^2)^{1/2} V_2 \end{aligned} \quad (2.21.)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $c_B$  wurde aus STRUVE-BLANCK (1980) mit

$$c_B = 3 \cdot 10^{-3}$$

entnommen.

Der horizontale Reibungsansatz findet in den vorliegenden Untersuchungen weniger aus physikalischer Sicht Berücksichtigung, als aus rechentechnischen Gründen. Infolge der Diskretisierung des Untersuchungsgebietes übernimmt der horizontale Austauschterm die Energiedissipation der durch das Gitter nicht mehr aufzulösenden Prozesse (siehe STRUVE-BLANCK, 1980). Es werden die durch den Lösungsprozeß generierten kurzen Wellen ( $\lambda \leq 2l$ , mit  $l$ =Schrittweite) weggedämpft, damit sie nicht als stationäre  $2l$ -Wellen in Erscheinung treten bzw. zu GIBB'schen Phänomenen führen. Der horizontale Austauschkoeffizient  $A_h$  wird in den durchgeführten Rechnungen als konstant angesehen. Er wurde aus methodischen Gründen in Abhängigkeit von der Stützstellenauflösung des Untersuchungsgebietes zu

$$A_h = 1 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$$

gewählt.

Zusammenfassend ergibt sich das endgültige Gleichungssystem zur Lösung der sechs Unbekannten  $u_1, v_1, u_2, v_2, s$  und  $d$ . Die Unbekannten  $u_i, v_i$   $i=1,2$  können durch Subtraktion der jeweiligen Schichtdicke ( $s-d$ ) bzw.  $(d-b)$  aus den berechneten Transporten  $U_i, V_i$   $i=1,2$  ermittelt werden. Das resultierende Gleichungssystem lautet mit den angegebenen Reibungsansätzen (2.19.)-(2.21.) und den jeweiligen Proportionalitätsparametern:

$$\delta U_1 / \delta t - fV_1 = g(S-D)e_1 \delta s / \delta x + T^x_S - T^x_D + A_h A_h U_1 \quad (2.22.)$$

$$\delta V_1 / \delta t + fU_1 = g(S-D)e_1 \delta s / \delta y + T^y_S - T^y_D + A_h A_h V_1 \quad (2.23.)$$

$$\begin{aligned} \delta U_2 / \delta t - fV_2 &= g(D-H)(e_1 \delta s / \delta x + \Delta e \delta d / \delta x) \\ &+ T^x_D - T^x_B + A_h A_h U_2 \end{aligned} \quad (2.24.)$$

$$\begin{aligned} \delta V_2 / \delta t + fU_2 &= g(D-H)(e_1 \delta s / \delta y + \Delta e \delta d / \delta y) \\ &+ T^y_D - T^y_B + A_h A_h V_2 \end{aligned} \quad (2.25.)$$

$$\delta U_1 / \delta x + \delta V_1 / \delta y = -e_1 (\delta s / \delta t - \delta d / \delta t) \quad (2.26.)$$

$$\delta U_2 / \delta x + \delta V_2 / \delta y = -e_2 \delta d / \delta t \quad (2.27.)$$

#### 2.2.4. Anfangs- und Randbedingungen

Es konnte von HANSEN (1962) gezeigt werden, daß die Lösungen des hier ebenfalls zur Anwendung gekommenen linearen Gleichungssystems nach dem Differenzenverfahren nicht von der Wahl der Anfangswerte abhängen. Dieser Umstand ist für die praktische Anwendung des numerischen Verfahrens von großer Bedeutung, da er es gestattet, das Strömungssystem aus dem idealisierten Anfangszustand der Bewegungslosigkeit zu berechnen. Zu Beginn einer jeden Rechnung  $t=t_0$  sind an jedem inneren Rechenpunkt die Wasserstands anomalien  $s(x,y,t_0)=d(x,y,t_0)=0$ , und auch alle Transportkomponenten sind Null. Die Randbedingungen wurden in unterschiedlicher Art und Weise realisiert. An den Rechenpunkten der offenen Berandungen im Norden und Süden des Untersuchungsgebietes wurden die Wasserspiegelauslenkungen vorgegeben. An dieser Stelle sei auf Abb. 2.5. hingewiesen (SAETRE, 1985). Sie beinhaltet eine äußerst schematische Darstellung der Hauptstromzweige im Gebiet um den Kanal von Moçambique.

Die Abb. 2.5. soll zur Illustration der Bedingungen auf den offenen Berandungen im Norden und im Süden des Kanals von Moçambique dienen.

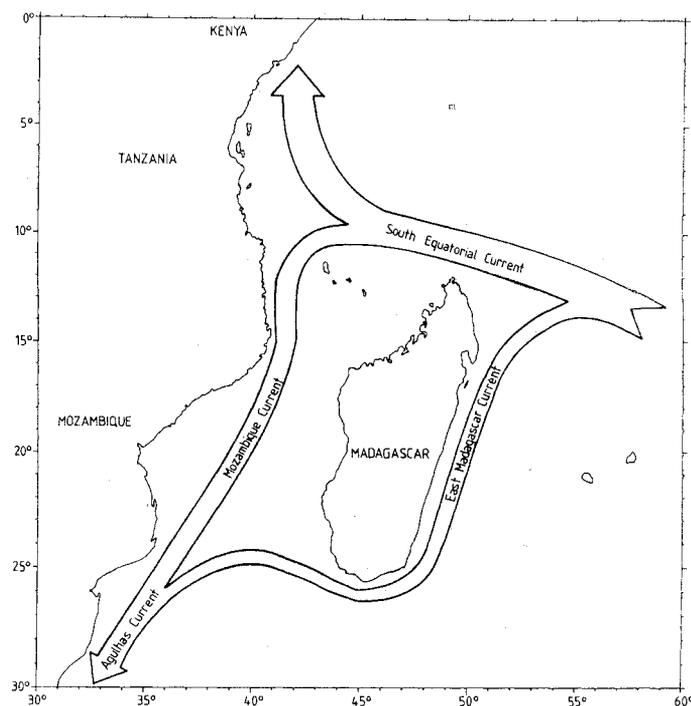


Abb. 2.5. Schematische Darstellung der Hauptstromzweige im Gebiet um den Kanal von Moçambique nach SAETRE (1985)

Die Zonalströmungen im Norden und Süden des Kanals von Moçambique werden als dynamische Barrieren für einen Meridionalaustausch angesehen. Sie gestatten lediglich im Westen des Untersuchungsgebietes unterhalb der Küste einen Einstrom (im Norden) bzw. einen Ausstrom (im Süden). Entsprechend wurden in Anlehnung an die Beobachtungen von MENACHE (1963) die Wasserstands anomalien an der Meeresoberfläche auf den Rechenpunkten der offenen Berandung vorgegeben. Aus der Dichtedifferenz zwischen den beiden Schichten können daraus unmittelbar die Wasserstands anomalien der Diskontinuitätsstelle abgeleitet werden.

An den Rechenpunkten der festen Berandung wird vorausgesetzt, daß die senkrecht zum Rand gerichtete Komponente der Transporte verschwindet.

### 2.3. Simulationsrechnungen

Die in diesem Kapitel betrachteten Ergebnisse der numerischen Untersuchungen erfolgten anhand der im Abschnitt 2.2.2. angegebenen Gleichungssysteme (2.22.)-(2.27.). Der Lösungsalgorithmus basiert auf den grundlegenden Arbeiten HANSEN's (1956, 1962) für Flachwassergebiete in der erweiterten Form von SCHMITZ (1964, 1965) für einen zweigeschichteten Ozean.

Aufgrund der Meridionalausdehnung des Untersuchungsgebietes fand die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters Berücksichtigung ( $\beta$ -plane). Die räumliche Auflösung des Modellgebietes, der Küstenkonfiguration, der Bodentopographie und Geschwindigkeitsverteilung erfolgte pro  $1^\circ$  - Felder.

Nach DUNCAN (1970) sind die jahreszeitlichen Variationen der strömungsanregenden Windfelder im Vergleich zu anderen Zeitskalen dominierend. Zu gleichen Aussagen gelangt GRÜNDLINGH (1987) bei der Untersuchung der zeitlichen Variationen der Wassertemperatur der oberen 400 m im Südteil des Kanals von Moçambique und südlich davon. Somit erscheint es plausibel, daß die Prozesse im Kanal von einigen Wochen Einstellzeit als quasistationär betrachtet werden können.

Im Vordergrund der Untersuchungen standen die Fragen der Variationen der Stromfeldstrukturen durch die großräumigen Windfelder und die Modifikation dieser Strukturen im Kanal von Moçambique, insbesondere durch die Bodentopographie. Aus den bereits oben genannten Aufgabenstellungen erfolgte die Vorgabe der klimatologisch mittleren Windverteilungen für die untersuchte Region für vier Jahreszeiten. Die Geschwindigkeitsbeträge und die Windrichtungen wurden aus dem Atlas DHI (1960) entnommen. Sie lagen als langjährige Mittelwerte in einer Auflösung von  $5^\circ$  Feldern vor. Die entsprechend der Rechenauflösung von  $1^\circ$  benötigten zusätzlichen Werte wurden durch geeignete Interpolation ermittelt. Die aus dieser Prozedur ermittelten Windverteilungen sind in den Abbildungen 2.6.a) und b) wiedergegeben.

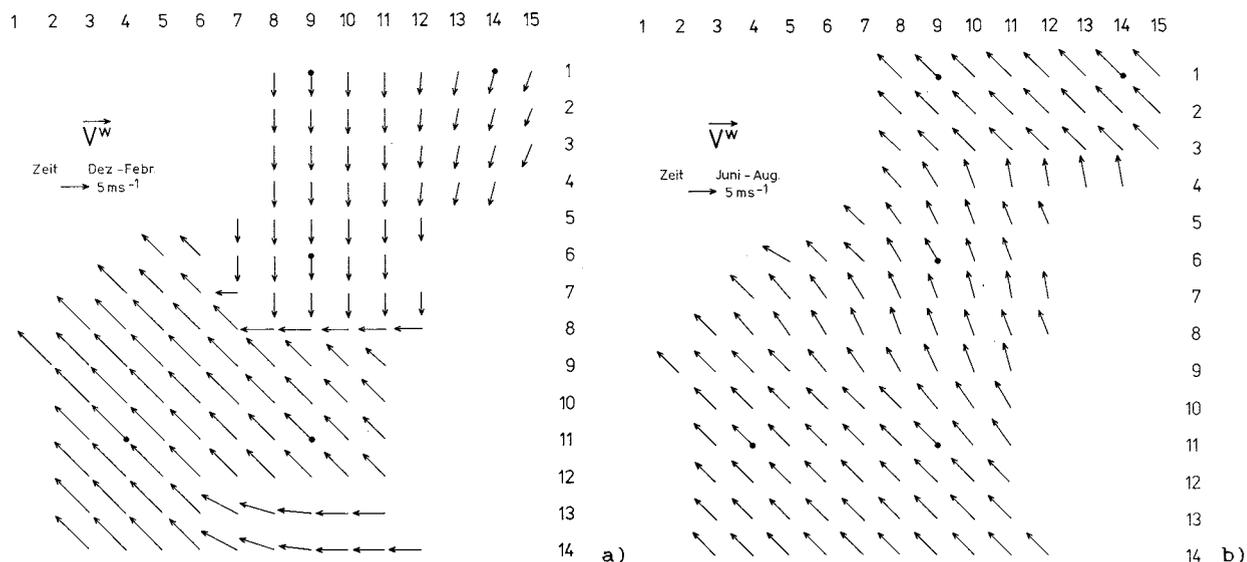


Abb. 2.6. Idealierte Verteilung der vorgegebenen Windfelder a) für den Südsommer und b) für den Südwinter. Die vollen Punkte repräsentieren die Orte, an denen die Windwerte aus dem Kartenwerk DHI (1960) entnommen wurden.

Die im Abschnitt 2.1. in Kürze dargelegten Verhältnisse des vertikalen Wassermassenaufbaus im Kanal von Moçambique legen nahe, die im Abschnitt 2.2.1. geforderte Berücksichtigung der Baroklinität durch eine einfache Zwei-Schichtung zu realisieren. Innerhalb einer jeden Schicht ist

die Dichte konstant. Die Rechnungen wurden mit  $\rho = 1022,75 \text{ kgm}^{-3}$ ,  $\rho^* = 3,25 \text{ kgm}^{-3}$  und einer mittleren Deckschichttiefe von 80 m ausgeführt.

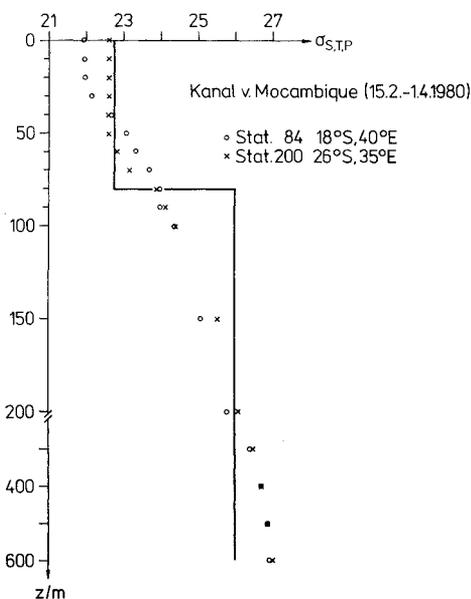


Abb. 2.7. Vertikaldarstellung der im Modell benutzten Dichteverteilung. Die vertikalen Dichteprofile zweier ausgewählter Stationen aus dem Nordteil (o - Stat. 84: 18° S, 40° E) und aus dem Südteil des Kanals von Moçambique (x - Stat. 200: 26° S, 35° E), die während einer Expedition von FS "A.v. Humboldt" in diesem Seegebiet im Februar - April 1980 aufgenommen wurden, vermitteln den erforderlichen Vergleich zur aktuellen Schichtungsstruktur

In der Abbildung 2.7. ist die Dichteverteilung in Abhängigkeit der Tiefe eingetragen. Zum Vergleich mit der im Modell benutzten Dichteapproximation dienen zwei ausgewählte Dichteprofile, die während einer Expedition mit dem FS "A. v. Humboldt" der AdW der DDR 1980 im Kanal von Moçambique aufgenommen wurden. Es ist ersichtlich, daß die Diskontinuitätstiefe annähernd der mittleren Tiefenlage der Dichtesprungschicht entspricht.

Hervorzuheben ist, daß lediglich die Windfelder jahreszeitlich variiert wurden. Für die Ein- und Ausstrombedingungen an den offenen Berandungen wurden einheitliche Randbedingungen beibehalten. In Anlehnung an die Massenfeldverteilungen des nach MENACHE (1963) ausgewiesenen nördlichsten bzw. südlichsten Schnittes wurden die Wasserstands anomalien an den Kanalausgängen so gewählt, daß in jeder Schicht die Divergenzfreiheit des integrierten Stromfeldes gewährleistet blieb.

### 2.3.1. Berechnete Stromfeldstrukturen

Nach Erarbeitung des numerischen Lösungskalküls wurden Testrechnungen ausgeführt. Sie betrafen die Modifikation der Gebietskonfiguration (Küstenverlauf, offen bzw. geschlossen) bzw. Variation der anregenden Windfelder und der vorzugebenden Wasserstands anomalien. In diesem Stadium erfolgten die Untersuchungen zur numerischen Stabilität des Verfahrens und zur Lösungskonvergenz. Nach Abschluß der numerisch-methodischen Untersuchungen wurden die Rechnungen für die Abschätzung des Einflusses der Bodentopographie auf die räumlichen Strukturen der windangeregten Stromfelder ausgeführt. Unter Beachtung der mittleren jahreszeitlich variierenden Windverhältnisse im Süden des Westindischen Ozeans, der bodentopographischen Bedingungen und des approximierten Küstenverlaufes wurden die horizontalen Geschwindigkeitsfelder des zwei-geschichteten Ozeans ermittelt.

Alle berechneten Geschwindigkeitsverteilungen weisen einen im Westen konzentrierten, polwärts gerichteten Meridionaltransport auf. Dieser ganzjährig ausgewiesene Strömungsverlauf entspricht

dem Moçambiquestrom (siehe Abschnitt 2.1.3.). Die in allen Simulationsrechnungen vorgefundenen generellen Strömungsstrukturen weisen für die benutzte Modellvariante keine prinzipiellen Unterschiede in den vier Jahreszeiten auf. Aus diesem Grund sollen in den weiteren Betrachtungen lediglich nur die beiden Jahreszeiten berücksichtigt werden, in denen die extremste Konstellation der großräumigen Windsysteme über dem Indischen Ozean ausgewiesen sind (vergleiche Abschnitt 2.1.1.). Es handelt sich um den Südwinter und um den Südsommer. In den Abbildungen 2.8.a) und b) sind die Strömungsstrukturen der oberen Schicht in den genannten Jahreszeiten dargestellt.

Die größten Strömungsgeschwindigkeiten sind im Bereich des Moçambiquestromes zu finden. Sie sind dort deutlich höher als im übrigen Gebiet des Kanals von Moçambique. Jahreszeitlich sind die Strömungen im Südsommer unter dem Einfluß des NE-Passats im Norden und in den Gebieten des Moçambiquestromes gegenüber denen im Südwinter deutlich intensiver. Die maximalen Beträge der Strömungsgeschwindigkeit sind in beiden Fällen im Übergangsbereich vom Moçambique- zum Natalbekken anzutreffen. Dieses Ergebnis ist sicher auch auf den Küstenverlauf in dieser Region zurückzuführen. In beiden Jahreszeiten sind mehr oder weniger stark ausgeprägte Wirbel mit zyklonalem und antizyklonalem Drehsinn im Nordteil des Kanals von Moçambique zwischen  $13^{\circ}$  S und  $21^{\circ}$  S festzustellen. Besonders deutlich ist das unter dem Einfluß der Küstenkonfiguration unterhalb Madagaskars zwischen  $18^{\circ}$  S und  $21^{\circ}$  S im Südsommer erkennbar.

Der Südteil ist durch ein relativ gleichförmiges Stromfeld gekennzeichnet, zieht man das küstennahe Stromband des Moçambiquestromes nicht in Betracht. Diese Aussage trifft insbesondere für die Südwintersituation zu.

Ohne auf weitere Details der hier nur kurz skizzierten Rechenergebnisse einzugehen, soll versucht werden, die berechneten Stromfeldstrukturen mit den im Abschnitt 2.1.3. dargelegten Beobachtungsergebnissen der Strömungen im Kanal von Moçambique zu vergleichen.

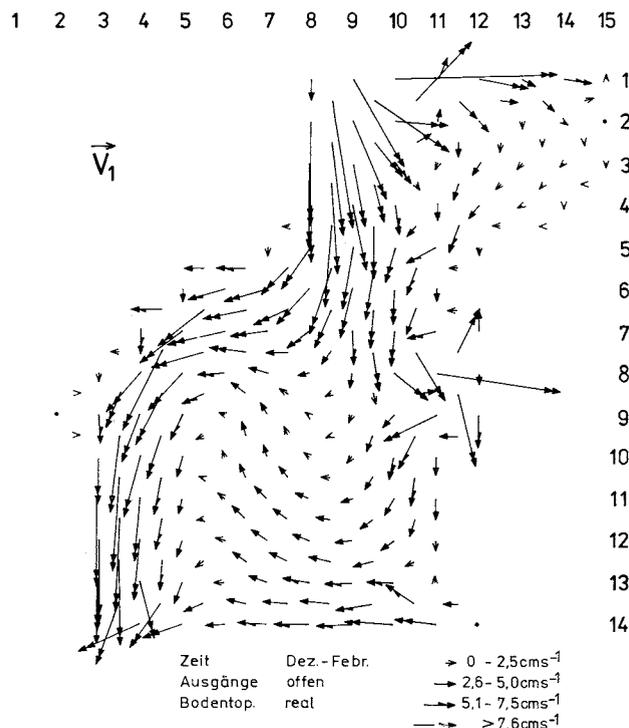


Abb. 2.8.a) Strömungsmuster der oberen Schicht unter dem Einfluß klimatologisch gemittelter Windverteilungen unter Einbeziehung der realen Bodentopographie für den Südsommer.

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15

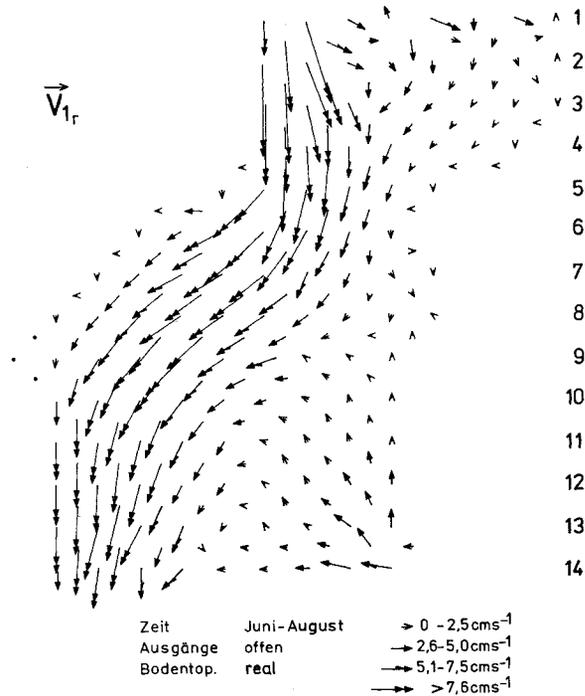


Abb. 2.8.b) Strömungsmuster der oberen Schicht unter dem Einfluß klimatologisch gemittelter Windverteilungen unter Einbeziehung der realen Bodentopographie für den Südwinter.

Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, sie mit diagnostischen Stromfeldberechnungen zu vergleichen, die vom Institut für Ozeanologie der AdW der UdSSR (IOAN) in Moskau zur Verfügung gestellt wurden.

Im Rahmen von Berechnungen klimatologisch gemittelter Strömungsfelder aller Ozeane (SARKISYAN u. a., 1986) erfolgten von DEMIN und USYCNKO (1982) dreidimensionale Strömungsberechnungen für den Kanal von Moçambique. Die Datenbasis bildeten halbjährliche klimatologische Mittelwertverteilungen der Windfelder und weiterer ozeanologischer Parameter aus dem Untersuchungsgebiet nach LEVITUS (1982). Ihre Rechnungen wiesen nördlich von 16° S einen großen antizyklonalen Wirbel auf. Die auf dem Wege nach Süden entlang der Ostküste Afrikas in den Kanal hineinsetzenden Strömungen schwenken an der engsten Stelle des Kanals von Moçambique auf ungefähr 16° S nach Ost und rezirkulieren an der Westküste Madagaskars. Dieses Ergebnis weisen die Rechnungen sowohl für den Südwinter als auch für den Südsommer auf. Von SAETRE und DA SILVA (1984) ist der beschriebene antizyklonale Wirbel im Nordteil des Kanals von Moçambique nur im Südwinter ausgewiesen. Im Südsommer reicht er bis 20° S.

Daß der antizyklonale Wirbel auch im Südsommer keine permanente Erscheinung ist, belegt die Auswertung der von Februar bis März 1980 durchgeführten Expedition mit dem FS "A. v. Humboldt" in den westlichen Teil des Kanals von Moçambique. NEHRING u. a. (1984) wies aus, daß der Moçambiquestrom während des Untersuchungszeitraumes beständig nach Süden setzt. Gerade dort, wo nach DEMIN und USYCNKO (1982) und nach SAETRE und DA SILVA (1984) auf ungefähr 15° S ein Abschnellen des Stromes nach Osten einsetzt, wurden die größten Kerngeschwindigkeiten des gesamten Untersuchungsgebietes mit einer Stromrichtung nach Süd ermittelt. Das läßt darauf schließen, daß der antizyklonale Wirbel im nördlichen Teil des Kanals von Moçambique keine permanente Erscheinung ist. Obwohl eine Reihe von Autoren (MENACHE, 1963, WYRTKI, 1971, 1973, SAETRE und DA SILVA, 1984) auf diesen Zirkulationszweig im Süden des Kanals von Moçambique verweisen, kann anhand

klimatologisch gemittelter Massenfeldverteilungen nicht auf ihn geschlossen werden. Das belegen die Modellrechnungen von DEMIN und USYCENKO (1982).

Der hier vorgenommene Vergleich zeigt, daß die in dieser Arbeit mit Hilfe eines Zwei-Schichten-Modells ermittelten Stromfelder nicht unmittelbar mit Beobachtungsergebnissen verglichen werden können. Die Ursache dafür liegt in der unzureichenden räumlichen Auflösung des Modells (1°-Felder), um die hohe mesoskale Wirbelaktivität im Kanal von Moçambique (SAETRE und DA SILVA, 1984) auflösen zu können. Trotzdem kann man aber feststellen, daß durch das verwendete Zwei-Schichten-Modell die wesentlichsten Strömungsstrukturen qualitativ bestimmt werden können.

Nach den numerischen Untersuchungen mit den natürlichen bodentopographischen Bedingungen wurden unter Beibehaltung der jeweiligen anderen Einflußgrößen (Wind, vorgegebene Wasserstandsanomalien usw.) die gleichen Rechnungen mit ebenem Boden ausgeführt. Analog zu den Abbildungen 2.8.a) und b) sind die Ergebnisse der Südsommer- und Süd wintersituation der oberen Schicht dargestellt.

Der auffälligste Unterschied zwischen den Rechnungen mit und ohne Bodentopographie äußert sich in einem wesentlich verbreiterten Stromband des "Moçambiquestromes" für den Fall ohne Berücksichtigung der realen Wassertiefenverteilung. Der im Fall der Einbeziehung der Bodentopographie an den Schelfhang gebundene Strom verbreitert sich im Fall ohne Bodentopographie auf fast die gesamte Kanalbreite. Damit ist gleichzeitig eine Abnahme der Strömungsgeschwindigkeiten verbunden. Die in den Rechnungen ausgewiesenen Unterschiede bei der unterschiedlichen Berücksichtigung der Bodentopographie werden insbesondere im Südsommer deutlich.

Ein weiteres Ergebnis, das den Abbildungen 2.9. und 2.10. visuell entnommen werden kann, ist, daß die Stromfelder ohne Einbeziehung der Bodentopographie eine geringe Wirbelaktivität ausweisen. Um dieses deutlich werden zu lassen, wurden zunächst die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten der jeweils zeitlich entsprechenden Simulationsrechnungen mit und ohne Berücksichtigung der realen bodentopographischen Bedingungen vektorieil voneinander subtrahiert. Aus den resultie-

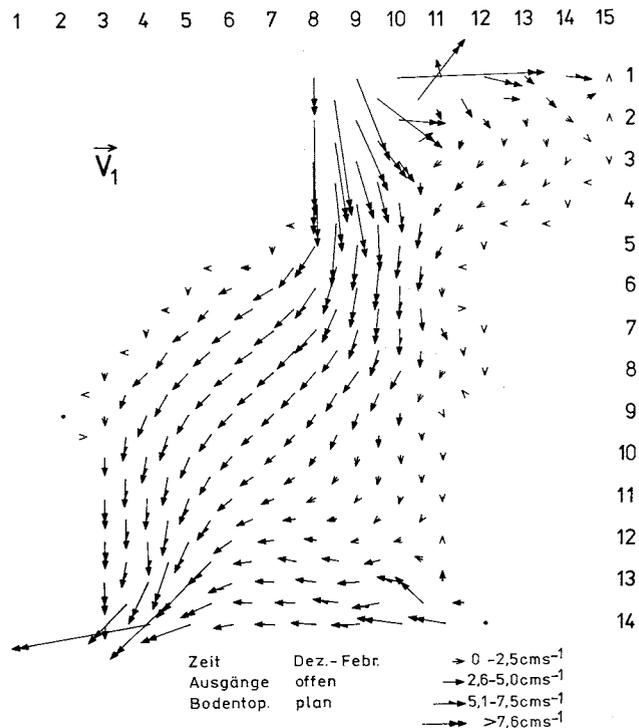


Abb. 2.9.a) Strömungsmuster der oberen Schicht unter dem Einfluß klimatologischer Windverteilungen im Falle eines ebenen Bodens für den Südsommer

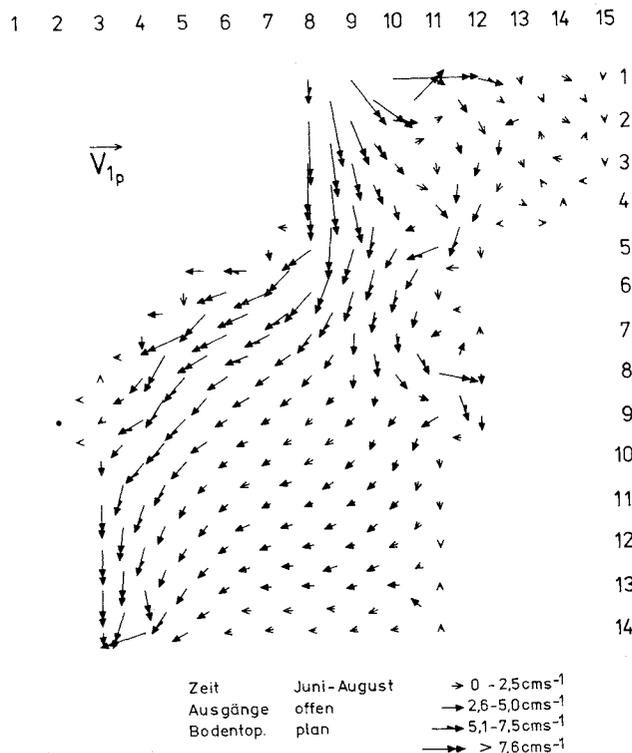


Abb. 2.9.b) Strömungsmuster der oberen Schicht unter dem Einfluß klimatologischer Windverteilungen im Falle eines ebenen Bodens für den Südwinter

den resultierenden Strömungsverteilungen wurde die relative Vorticity berechnet, die infolge des bodentopographischen Einflusses zusätzlich produziert wurde. In den Abbildungen 2.10.a) und b) sind die qualitativen Strukturen der relativen Vorticity des Südsommers und des Süd winters der oberen Schicht dargestellt. Das Pluszeichen kennzeichnet Gebiete mit antizyklonalem Drehsinn des Stromfeldes. Zyklonaler Drehsinn wird durch das Minuszeichen symbolisiert. Die Größenordnung der relativen Vorticity beträgt  $10^{-6} \text{ s}^{-1}$ .

Ein wesentlicher Hinweis, daß durch die Untersuchungsmethode tatsächlich der bodentopographisch bedingte zeitunabhängige Vorticityanteil separiert wurde, geht aus der prinzipiellen Übereinstimmung der Strukturen der relativen Vorticity zu den verschiedenen Jahreszeiten hervor.

### 2.3.2. Diskussion

Das Mozambique-Agulhas-Stromsystem ist seinem Wesen nach als Westrandströmung einzuordnen. Die an den Ostküsten der Kontinente anzutreffenden ganzjährig mehr oder weniger stark ausgeprägten Strömungen (Golfstrom, Kuroshio-Strom, Brasilstrom usw.) sind notwendig, um die großräumigen windangeregten Zirkulationssysteme zu beiden Seiten des Äquators der einzelnen Ozeane zu schließen. Die klassischen Arbeiten, die die Relationen zwischen den permanenten Eigenschaften der horizontalen Zirkulation und der großräumigen Windfeldverteilung darlegten, waren SVERDRUP (1947), STOMMEL (1948) und MUNK (1950). Sie konnten zeigen, daß unter Beachtung der Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters die Intensivierung der Westrandströmungen zu erklären ist und welche Bedeutung sie für die Dissipation der windproduzierten Vorticity einnehmen. Die beiden Untersuchungsaspekte sind einerseits Ursache für die Asymmetrie der antizyklonalen Zirkula-

tionszellen und andererseits für die hohen Strömungsgeschwindigkeiten bzw. ihrer Scherungen in den Westrandströmungen. Die damit aufgeworfenen Fragen der Bedeutung der nichtlinearen Bewegungsterme untersuchten CHARNEY (1955) und MORGAN (1956). Sie konnten zeigen, daß die Vorticity-

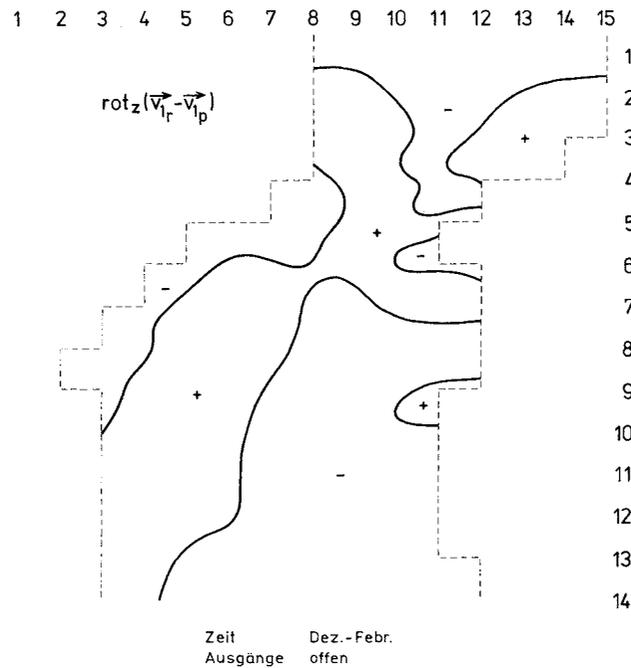


Abb. 2.10.a) Qualitative Verteilung der relativen Vorticity in der oberen Schicht, resultierend aus den Geschwindigkeitsdifferenzen unter Berücksichtigung der realen und einer ebenen Bodentopographie für den Südsommer. Positives (negatives) Vorzeichen kennzeichnet Gebiete mit antizyklonaler (zyklonaler) relativer Vorticity

balance auch mit Hilfe der nichtlinearen Terme ohne Berücksichtigung der Reibung erhalten werden kann. Detaillierte Untersuchungen zur Abschätzung der kombinierten Wirkung der Reibungs- und der nichtlinearen Terme führten BRYAN (1963) und VERONIS (1966) mit Hilfe numerischer Simulationsrechnungen aus.

Sämtliche aufgeführten Untersuchungen repräsentierten Lösungen, die für einen Ozean mit ebenem Boden gelten. Topographische Effekte sind bislang nicht sehr intensiv untersucht worden. Unter Beachtung der realen Wassertiefe zeigte HOLLAND (1967) mit Hilfe der SVERDRUP-Balance eines homogenen Ozeans, daß  $(f/H)$  die Rolle von  $\beta$  übernehmen kann.

Wie einfache barokline Lösungen von HOLLAND (1976) auswiesen, kann das bodentopographisch induzierte Drehmoment größer als die Rotation des Windfeldes sein und somit zu einer Zunahme des SVERDRUP-Transportes führen. Erwähnt werden sollen auch Untersuchungen zu den topographischen Wellen, deren Existenz durch die Erhaltung der potentiellen Vorticity begründet ist (beispielsweise STOCKER, 1987)

Durch das im Abschnitt 2.3.1. beschriebene Untersuchungsverfahren kann die explizite Wirksamkeit der lokal variierenden Bodentopographie auf das Stromfeld herausgearbeitet werden. Sämtliche anderen Einflußgrößen heben sich durch die Differenzbildung auf. Aus den im selben Abschnitt erfolgten Beschreibungen der in den Abbildungen 2.8. und 2.9. dargestellten Strömungsstrukturen geht hervor, wie infolge der Bodentopographie der Mozambique-Strom an den Schelfhang gedrängt wird. Eingebettet in das Zirkulationssystem des Südischen Ozeans (siehe Abb. 2.2.) sind die

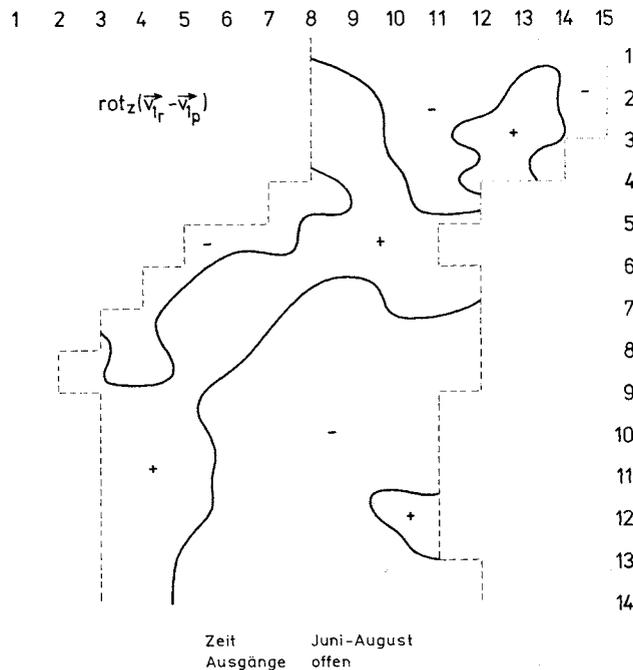


Abb. 2.10.b) Qualitative Verteilung der relativen Vorticity in der oberen Schicht, resultierend aus den Geschwindigkeitsdifferenzen unter Berücksichtigung der realen und einer ebenen Bodentopographie für den Südwinter. Positives (negatives) Vorzeichen kennzeichnet Gebiete mit antizyklonaler (zyklonaler) relativer Vorticity

an den offenen Berandungen vorgegebenen Ein- bzw. Ausstrombedingungen Resultat der großräumig windangeregten Strömungen in dieser Region. Im Kanal vom Mozambique unterliegt das Stromfeld dann den lokalen Windverhältnissen und ist nicht mehr unmittelbar durch die großräumigen Windsysteme über dem gesamten Indischen Ozean angeregt. Wie die Abbildungen 2.10. zeigen, vermag die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters nicht allein die für Westrandströmungen typische Intensivierung im Schelfkantenbereich zu bewirken. Erst durch die Einbeziehung der realen Verhältnisse der Bodentopographie ist dieser Effekt nachzuweisen. Von HUPPERT und BRYAN (1976) wurde sowohl durch numerische als auch durch analytische Lösungsverfahren die Reaktion eines Stromfeldes auf eine einzelne bodentopographische Erhebung untersucht. Sie konnten zeigen, daß in einem geschichteten Meer mit Reibung über ein topographisches Ereignis eine antizyklonale relative Vorticity existiert. Beim Übergang in Gebiete mit größerer Wassertiefe wird zusätzlich ein Beitrag zur zyklonalen relativen Vorticity erzeugt. In dem Zusammenhang wurde auf den dynamischen Charakter der relativen Vorticity hingewiesen. Einerseits kommt es zu Wechselbeziehungen zwischen den Gebieten der unterschiedlichen relativen Vorticity und andererseits zu einer gegenseitigen Beeinflussung zwischen dem Stromfeld und der relativen Vorticity. Die von HUPPERT und BRYAN (1976) gewonnenen Erkenntnisse ergeben eine Vertiefung der beispielsweise von STOMMEL (1958) gewonnenen Vorstellungen für quasihomogene Schichten. Für einen Zweischichten-Ozean bedeuten sie, daß für einen quasistationären geostrophischen Strom die potentielle Vorticity eine Erhaltungsgröße darstellt (siehe Abschnitt 1.2.). Für planetare Skalen der Stromsysteme, d.h.

$$\xi \ll f,$$

müssen die Stromlinien mit den  $f/h_1$ -Konturen zusammenfallen ( $h_1$  - Schichtdicke der Schicht 1). In der Abbildung 2.12. sind die  $H/f$ -Konturen des Untersuchungsgebietes mit der im Modell benutzten Tiefenverteilung  $H=H(x,y)$  dargestellt

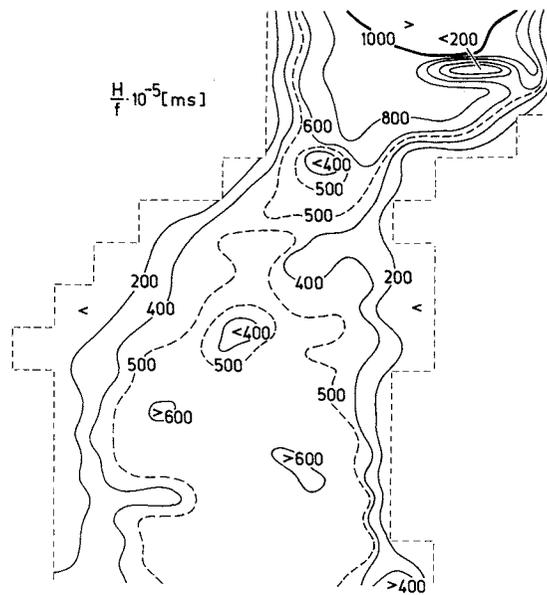


Abb. 2.11.  $H/f$ -Konturen des Untersuchungsgebietes, wobei  $H=H(x,y)$  die Tiefenverteilung in den Simulationsrechnungen darstellt.

Ein Vergleich der Abbildungen 2.9. und der Abbildung 2.11. zeigt aber, daß dies in den vorliegenden Untersuchungen nicht überall der Fall ist. Einerseits resultiert das aus der Tatsache, daß  $f$  nicht für das gesamte Gebiet gegenüber  $f$  zu vernachlässigen ist. Andererseits berücksichtigen die Modellrechnungen die Energiedissipation in Form der Reibungsterme an den Schichtgrenzen (siehe Abschnitt 2.2.2.). Beide Umstände führen dazu, daß die Erhaltung der potentiellen Vorticity in den Schichten nicht gegeben ist. Aus diesem Grunde wird lediglich die bodentopographisch induzierte relative Vorticity für die weiteren Untersuchungen herangezogen.

Es ist aber erkennbar, daß die Drängung und die Intensivierung des "Moçambiquestromes" im Modell in etwa auf der  $400 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$ -Linie erfolgt. Insbesondere trifft das für den Südsommer zu (vergleiche Abb. 2.8. und 2.11.). Wie die Abbildungen 2.11. ausweisen, sind diese Gebiete durch ein Stromfeld mit antizyklonaler relativer Vorticity gekennzeichnet. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von HUPPERT und BRYAN (1976) erfährt das Stromfeld infolge der abnehmenden Wassertiefe quer zum Schelfhang einen antizyklonalen Drehsinn. Dieser Prozeß ist die Ursache, daß der Strom entlang der Schelfkante geführt wird. Nach SCHEMAINDA und HAGEN (1983) trägt der Moçambiquestrom, zumindest lokal und zeitweilig, Freistrahlscharakter und befindet sich in geostrophischer Balance. Das kommt infolge der relativ geringen räumlichen Auflösung des Modells nicht in dem Maße zum Ausdruck, doch finden sich beide Aussagen qualitativ auch in den Ergebnissen der Simulationsrechnungen wieder. Die Drängung und die Intensivierung des Stromes geben einen Hinweis auf die erste Aussage. Die näherungsweise Gültigkeit der Geostrophie des intensivierten Strombandes ist daran erkennbar, daß der Strom den  $f/H$ - (bzw.  $H/f$ -) Konturen folgt.

Eine Ausnahme von dem bisher Gesagten ist im Süden westlich Madagaskars anzutreffen. Durch den in diesem Gebiet ganzjährig anzutreffenden SE-Passat findet im Süden in der Deckschicht ein permanenter Westtransport statt. Im Tiefenbereich weisen die im klimatologischen Sinne gemittelten Stromberechnungen von DEMIN und USICENKO (1982) unterhalb der Sprungschicht im Süden Madagaskars einen Einstrom in den Kanal von Moçambique auf, der etwa auf  $22^\circ \text{ S}$  nach Westen abbiegt.

Daraus ist abzuleiten, daß der Strom über die gesamte Wassersäule eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Westkomponente aufweist. Somit findet ein Transport von Gebieten geringerer in Gebiete mit größerer Wassertiefe statt. Das führt zu einer Deformation des Stromfeldes mit zyklonalem Drehsinn, wie es in Abb. 2.10. ausgewiesen ist.

Wie bereits im Abschnitt 1.2. ausgeführt wurde, läßt die Verteilung der relativen Vorticity eines Stromfeldes auf die Richtung der Vertikalbewegung schließen, die an die Rotation des Stromfeldes gebunden ist. In den Gebieten mit antizyklonaler relativer Vorticity (Pluszeichen) ist der Vertikaltransport nach unten gerichtet, in den Gebieten mit zyklonaler relativer Vorticity (Minuszeichen) nach oben. Durch Auswertung des gesammelten Datenmaterials einer im Februar - März 1980 durchgeführten Expedition in den Westteil des Kanals von Moçambique konnten NEHRING u.a. (1984) nachweisen, daß der Kaltwasserauftrieb vor der Küste Moçambiques nicht allein auf den Windeinfluß zurückzuführen ist. In Küstenabschnitten, in denen der Strom Freistrahlscharakter annehmen kann, beträgt der dynamisch durch den Moçambiquestrom induzierte Anteil am Vertikaltransport bis zu 70%. Allerdings blieb er auf die Wassertiefe unterhalb der EKMAN-Schicht be-

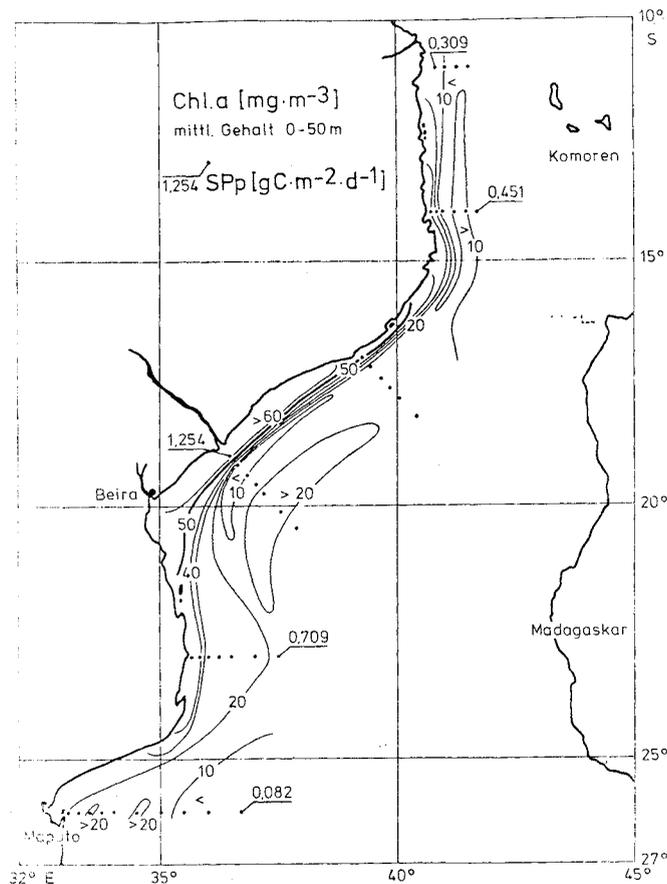


Abb. 2.12. Horizontalverteilung der vertikal gemittelten Chlorophyllkonzentration ( $\text{mg m}^{-3}$ ) für die Schicht 0-50 m und die Säulenprimärproduktion ( $\text{gC m}^{-2}\text{d}^{-1}$ ) auf ausgewählten Stationen im März 1979 ( nach SCHEMAINDA u.a., 1980)

grenzt, die mit ungefähr 75 m angegeben wurde. Dieser Prozeß konnte an der Schelfkante nachgewiesen werden, d.h. dort wo nach Abb. 2.8. der Moçambiquestrom am Schelfhang geführt wird und wo nach Abb. 2.10. der bodentopographisch bedingte Anteil der relativen Vorticity der oberen Schicht eine Vertikalbewegung nach unten aufweist. Die regionale Übereinstimmung der beobachteten und der numerisch erzielten Ergebnisse läßt den Schluß zu, daß durch den Einfluß der lokalen

Bodentopographie auf das Stromfeld in Schelfkantennähe der großräumige Auftriebsprozeß im oberflächennahen Bereich gehemmt wird. In ähnlich guter Übereinstimmung stehen die in Abb. 2.10. dargestellten Verteilungen der relativen Vorticity und die von SCHEMAINDA u.a. (1980) aufgenommenen Horizontalverteilungen von Chlorophyll- und vertikalen gemittelten Zooplanktonkonzentrationen der Deckenschicht. In den Abb. 2.12. und 2.13. sind die regionalen Verteilungen der genannten biologischen Untersuchungsgrößen dargestellt. Ihre größten Konzentrationen entlang der Küste Mosambiques sind zwischen 16° S und 22° S zu verzeichnen. Für die relativ hohen Konzentrationen des Chlorophylls und des Zooplanktons steht nach SCHEMAINDA u.a. (1980) der Einfluß des Zambeziflusses auf die ozeanologischen Verhältnisse der oben angegebenen Schelfregion außer Frage. Neben derartig ausgeprägten lokalen Konzentrationserhöhungen zeigen die in der vorliegenden Arbeit ausgewiesenen Ergebnisse, daß die ozeanologischen Prozesse und die daraus resultierenden Verteilungen biologischer Parameter bodentopographisch begünstigt wurden. Wie die Abb. 2.10. ausweist, ist im küstennahen Bereich unterhalb der afrikanischen Festlandküste eine ähnliche meridionale Struktur in der bodentopographisch bedingten relativen Vorticity zu finden, wie sie die Abb. 2.12. bzw. 2.13. aufweisen. Gebiete mit antizyklonaler Vorticity (abwärts gerich-

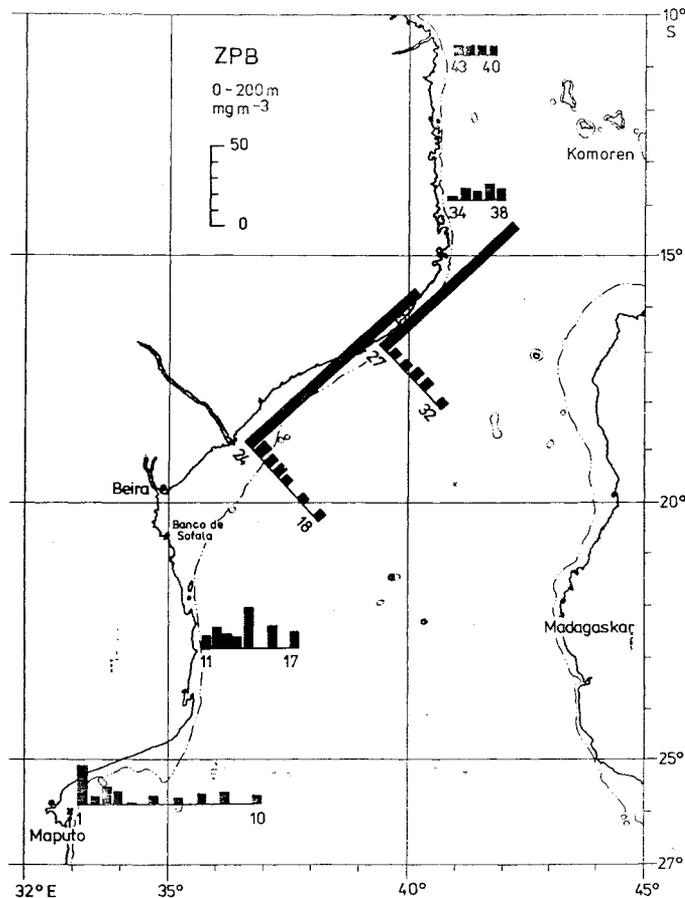


Abb. 2.13. Horizontalverteilung der vertikal gemittelten Zooplanktonbiomasse ( $\text{mg m}^{-3}$ ) für die Schicht 0-30 m im März 1979 (nach SCHEMAINDA u.a., 1980)

tete Vertikalbewegung) weisen relativ geringe Bioproduktivität auf. Südlich 16° S bis etwa 22° S wurden die größten Konzentrationen der untersuchten biologischen Parameter beobachtet. In der Bodentopographie eine zyklonale relative Vorticity auf. Die daran geknüpfte aufwärts gerichtete Vertikalbewegung begünstigt einen eventuellen Nährstoffeintrag, der zu der beobachteten erhöhten Bioproduktivität beiträgt.

Daß die anhand von biologischen Untersuchungsgrößen gezeigten Verteilungsmuster relativ beständig sind, kann aus dem Vergleich mit Verteilungen pelagischer Fischkonzentrationen bestätigt werden. Von SAETRE und DA SILVA (1979) wurden die lokalen Verteilungen der größten Fisch-

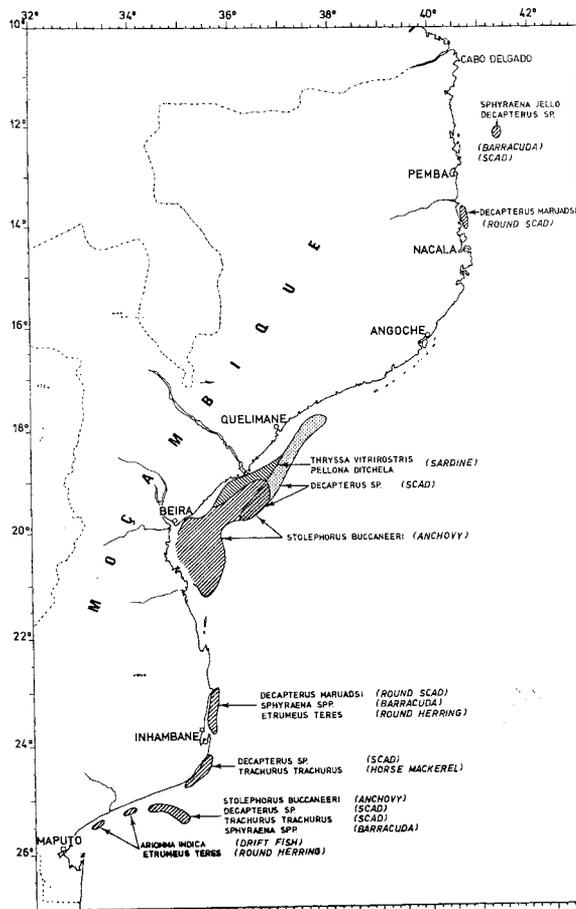


Abb. 2.14. Verteilung kleiner pelagischer Fische im September 1977 vor der Ostküste Moçambiques (nach SAETRE und DA SILVA, 1979)

konzentrationen kleinerer und größerer Arten der vor der Küste Moçambiques angetroffenen pelagischen Fische zu verschiedenen Monaten der Jahre 1977/78 analysiert. Die von den genannten Autoren angegebenen Horizontalverteilungen der fangträchtigen Fische weisen die gleichen Strukturen auf, wie die von SCHEMAINDA u.a. (1980) ausgewiesenen Horizontalverteilungen des Chlorophyll und des Zooplanktons in der Deckschicht. Die größten Konzentrationen des pelagischen Fisches sind ganzjährig im Bereich zwischen  $17^{\circ}$  S und  $21^{\circ}$  S anzutreffen, wie es durch die Abbildungen 2.14. und 2.15. am Beispiel kleinerer pelagischer Fische in den Zeiträumen September 1977 und April - Juni 1978 verdeutlicht werden soll. Da sich die Verteilungsmuster vom September und April - Juni des genannten Jahres nicht wesentlich unterscheiden, unterstützt diese ganzjährig auftretenden Strukturen die oben getroffenen Schlußfolgerungen bezüglich des auftriebsunterstützenden Einflusses der Bodentopographie in dieser Region.

Auf diese Ergebnisse aufbauend, gestattet die Verteilung der bodentopographisch bedingten relativen Vorticity Aussagen, die regional über den küstennahen Bereich vor dem südostafrikanischen Festland hinausgehen. Von besonderem Interesse ist die Aussage, wie die Bodentopographie auf die ozeanologischen Prozesse westlich der Insel Madagaskar nimmt. Aus den berechneten Ergebnissen läßt sich ableiten, daß südlich des 19ten Breitenkreises der Südhalbkugel die Bodentopographie

den großräumigen windinduzierten Auftriebsprozess unterstützt. Nördlich davon wird das Stromfeld durch die bodentopographischen Bedingungen so beeinflusst, daß die daraus resultierende Vertikalbewegung einem Auftrieb entgegenwirkt.

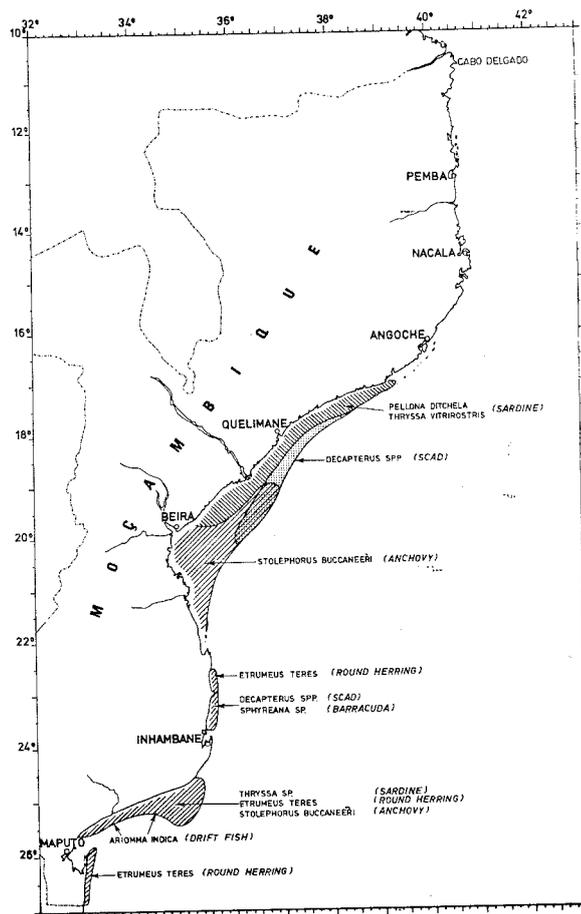


Abb. 2.15. Verteilung kleiner pelagischer Fische im April - Juni 1978 vor der Ostküste Moçambiques (nach SAETRE und DA SILVA, 1979)

### 3. Diagnostische Vorticityanalyse

#### 3.1. Intermediäre Wirbel nordöstlich der Kap Verden

Detaillierte Kenntnisse über die großräumigen Strömungs- und Austauschprozesse des Nordatlantiks sind für viele wissenschaftliche und ökonomische Problembearbeitungen von großer Bedeutung. Beispielsweise ist es bis heute nicht gelungen, eine endgültige Antwort auf die Frage der Rezirkulation des Golfstromes zu geben, obwohl es an Untersuchungen und Hypothesen nicht mangelt. Im Gegensatz zum Golfstromgebiet, das im Stromfeld durch ein kräftiges Signal/Rausch-Verhältnis ausgezeichnet ist, sind die Untersuchungen der Rezirkulation mit ungünstigen Signal-Rausch-Relationen im Ostatlantik vergleichsweise gering. So ist noch relativ unklar, welche Rolle der Nordatlantik für die Wassererneuerung und für den Energie- und Eigenschaftsaustausch spielt. Ausgehend von den prinzipiellen Vorstellungen zur Wassermassenerneuerung des Nordatlantiks infolge der winterlichen Konvektion, wie sie von SIEDLER (1986) beschrieben wurde, wird durch das großräumige Windfeld mit Erhaltung der potentiellen Vorticity des Stromfeldes eine großräumige antizyklonale Bewegung induziert. Als Ergebnis entsteht zwischen der Südostflanke des Wirbels *cum sole* und der Küste eine sogenannte "Schattenzone", die an den Bewegungs- und Austauschprozessen des nordatlantischen Wirbels nicht direkt beteiligt ist. Ein Vergleich dieser Vorstellungen mit der bei STRAMMA (1984) ausgewiesenen klimatologischen Verteilung der isopyknischen Vorticity zeigt, daß das Gebiet der Schattenzone nördlich der Kap Verden zu erwarten ist. Der Übergangsbereich zwischen Schattenzone und nordatlantischem Wirbel muß folglich eine Barriere für die Wasserausbreitung und für den Energie- und Stoffaustausch darstellen. Der Nachweis dieser Folgerung gelingt für Tiefen unter der winddurchmischten Deckschicht sowohl anhand der Mischwasseranteile der nach WILLENBRINK (1982) ausgewiesenen thermo-haloklinen Eigenschaften des Nord- und Südatlantischen Zentralwassers als auch anhand der Verteilungen von Tracern (z.B. Tritium) usw. HAGEN und SCHEMAINDA (1986) konnten in ihren Untersuchungen zur Ausbreitung des Südatlantischen Zentralwassers im Nordostatlantik nordöstlich der Kap Verden eine großräumige Frontzone identifizieren, die die beiden atlantischen Zentralwassermassen trennt. In Nachbarschaft dieses Gebietes konnten intermediäre Wirbelmuster festgestellt werden. Die Lage der Frontzone ist in guter Übereinstimmung mit dem nach SIEDLER (1986) und STRAMMA (1984) ausgewiesenen Übergangsbereich zur Schattenzone. Die Autoren konnten zeigen, daß nordwestlich dieser Übergangszone in den untersuchten Schichten zwischen 100 m und wenigstens 500 m Tiefe eindeutig Nordatlantisches Zentralwasser dominierte, während südwestlich das Südatlantische Zentralwasser vorherrschte.

##### 3.1.1. Das großskalige Strömungssystem des Nordatlantiks

Das aus Schiffsversetzungen und klimatologischen Mittelwerten resultierende Erscheinungsbild der Zirkulation im Nordatlantik ging von einem großen, den gesamten Nordatlantik erfassenden Stromsystem aus, in dem im Ostatlantik der überwiegende Anteil an der Rezirkulation erfolgt. Eine schematische Darstellung der oberflächennahen Strömung des Nordatlantiks ist nach SVERDRUP u.a. (1942) in Abb. 3.1. zu sehen.

Im Einklang mit diesen Vorstellungen stehen sowohl die ermittelten geostrophischen Strömungsmuster im Nordostatlantik von STRAMMA (1984) als auch die Ergebnisse von OLBERS u.a. (1985). Mit Hilfe des im klimatologischen Sinne gemittelten Datensatzes von LEVITUS (1982) berechneten sie den geostrophischen Strom für ausgewählte Tiefen relativ zu einem Bezugsniveau ohne Strömung. Diese, von DEFANT (1941) als "Nullschicht" bezeichnet, wurde nach SCHOTT und STOMMEL (1978) aus den Daten selbst mit der sogenannten "Beta-Spiral-Methode" bestimmt. Weitere Untersuchungen mit Vergleichen von Beobachtungen und Modellrechnungen, namentlich durch WORTHINGTON (1976), führten zu dem Ergebnis, daß ein Großteil der

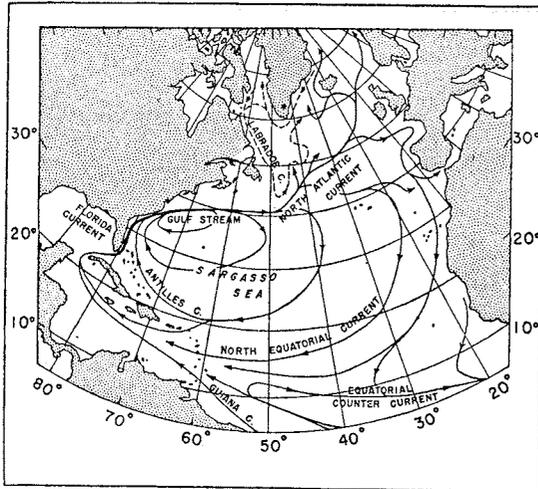


Abb 3.1. Die Hauptstrukturen der Wasseroberflächenströmung der nordatlantischen Zirkulation (nach SVERDRUP u.a., 1942)

Rezirkulation bereits im Westatlantik stattfindet. Nach derartigen Abschätzungen existieren zwei großmaßstäbige Wirbel. Einer befindet sich im Westatlantik und ein zweiter formt den Rezirkulationszweig im Zentralatlantik.

Diese Zirkulationsvorstellungen scheinen nach den Auswertungen eines Driftbojenexperiments von KRAUSS (1986) jedoch als nicht gesichert. Es gibt noch eine Reihe weiterer Autoren, die sich mit dieser Problematik beschäftigen. Genannt seien HELLERMANN (1980), TOMCZAK und HUGHES (1980), FIUZA und HALPERN (1982). Einen wesentlichen Beitrag auf dem Gebiet der numerischen Studie zu der hier behandelten Problematik leistete die sowjetische Schule um Sarkisjan (z.B. SARKISYAN u.a. 1986). Trotz vieler Einzelergebnisse gelingt es derzeit nicht, ein geschlossenes Bild der Zirkulationssysteme im Nordatlantik zu geben.

Stützt man sich auf die Gesamtheit der Beobachtungsergebnisse, wird der Haupteintrag aus dem Westatlantik in den Rezirkulationszweig als Bestandteil des nordatlantischen Wirbels cum sole zwischen dem Golf- und Nordatlantikstrom und dem Kanaren- und Nordäquatorialstrom südlich der Azoren erwartet. Das bestätigt beispielsweise die Aussage von STOMMEL u.a. (1978), die aus Geopotentialanomalien auf einen Oststrom südlich der Azoren schlossen. Einmündend in den Kanaren setzt die Oberflächenströmung nach Süd. Auf 15° bis 20° N dreht der Strom auf West, wie SARKISYAN u.a. (1981) mit einem quasigeostrophischen Modell zeigen konnten. Dieser Bereich ist als Übergangsbereich zwischen dem Kanaren- und dem Nordäquatorialstrom anzusehen, an dessen Südostflanke sich die "Schattenzone" der Wassermassenerneuerung durch die winterliche Konvektion über dem Nordatlantik anschließt.

Das hier in aller Kürze vorgestellte Bild des nordostatlantischen Zirkulationsschemas ist naturgemäß stark idealisiert, doch wird es auch in der Darstellung anderer ozeanologischer Größen widerspiegelt. In Abb. 3.2. ist beispielsweise die Tiefenlage der 13° C-Isotherme dargestellt. Die Karte wurde nach dem veröffentlichten Datensatz von LEVITUS (1982) erarbeitet.

Er repräsentiert die im klimatologischen Sinne gemittelten Vertikalverteilungen des Salzgehaltes und der Temperatur pro 1°-Feld. Die geschlossenen Konturen der Isolinienverläufe beschreiben für ein angepaßtes Strom- und Massenfeld in eindrucksvoller Weise das oben genannte generelle Zirkulationsschema. Das Aufsteigen der 13° C-Isotherme am Rande dieses Wirbels cum sole ist ein Beleg des antizyklonalen Drehsinns. Deutlich ist auf der geographischen Breite von 20° N ein Drängen der Isolinien im Tiefenbereich von 250 m bis 350 m zu erkennen. Diese Erscheinung entspricht einer thermischen Frontzone, die mit dem Übergangsbereich zur Schattenzone zusammenfällt. Dieser thermische Übergangsbereich ist eine mehr oder weniger ortsfeste Region, die durch das im Nordwesten anstehende Nordatlantische Zentralwasser eine weitere nordwärts gerichtete Verlagerung des Südatlantischen Zentralwassers unterbindet. Das Vordringen des Südatlantischen Zentral-

wassers konnten BARTON u.a. (1982) bis auf 23° N nachweisen.

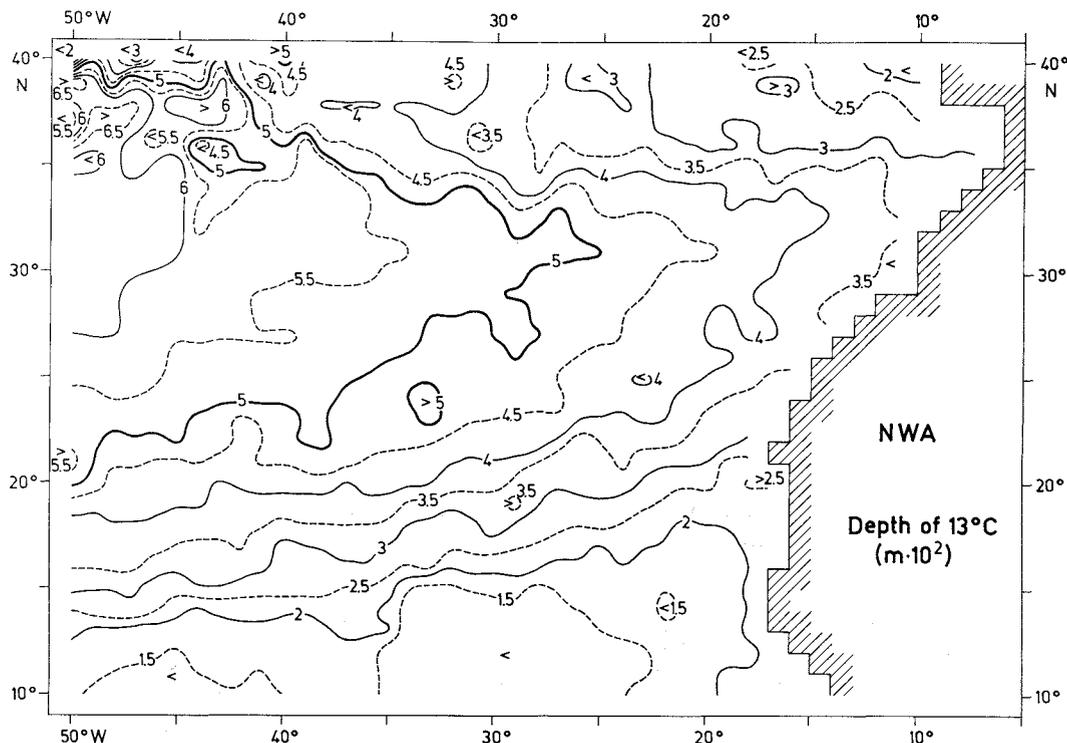


Abb. 3.2. Tiefenlage der 13° C-Isotherme anhand klimatologischer Mittelwerte in einer Auflösung von 1°-Feldern (nach Daten von LEVITUS, 1982)

Die Frontzone ist durch eine intensive Vermischung der beiden Zentralwassermassen gekennzeichnet. Mit diesem Prozeß geht eine allgemein hohe Wirbelaktivität einher, wie eine Darstellung der Wirbelenergieverteilung des Nordatlantik nach DANTZLER (1977) ausweist (siehe Abb. 3.3.).

Die große Bedeutung, die die Frontzone neben den Regionen der winterlichen Konvektion für den Wasseraustausch und damit für die großräumigen Zirkulationsprozesse besitzt, war Anlaß, die Untersuchungen auf dieses Gebiet zu konzentrieren.

### 3.1.2. Zur Frontenproblematik

Im Abschnitt 3.1. wurde bereits der Begriff "Frontzone" erwähnt. Obwohl eine derartige Diskontinuität zu den auffälligsten Ereignissen in der Ozeanographie zählt, fällt es schwer, für sie eine allgemeingültige Definition zu geben. Bezieht man sich auf die Formulierung von BOWMAN und ESAIAS (1978), dann versteht man unter Fronten Bereiche, in denen die größten Absolutgradienten einer oder auch mehrerer ozeanischer Meßgrößen auftreten. Bei den Parametern kann es sich um physikalische (Temperatur, Salzgehalt, Dichte), chemische (Nährstoffe, Sauerstoff) oder auch um andere Größen handeln. Je nach dem charakterisierenden Parameter spricht man häufig nicht von einer "Frontzone" schlechthin, sondern von halinen Fronten, Dichtefronten usw. Schwieriger fällt es, eine Frontzone entsprechend ihrer Längs- und Querskalen festzulegen, da diese nicht eindeutig erkennbar sind. Daraus können unter Berücksichtigung unterschiedlicher Parameter unterschiedliche Skalen resultieren.

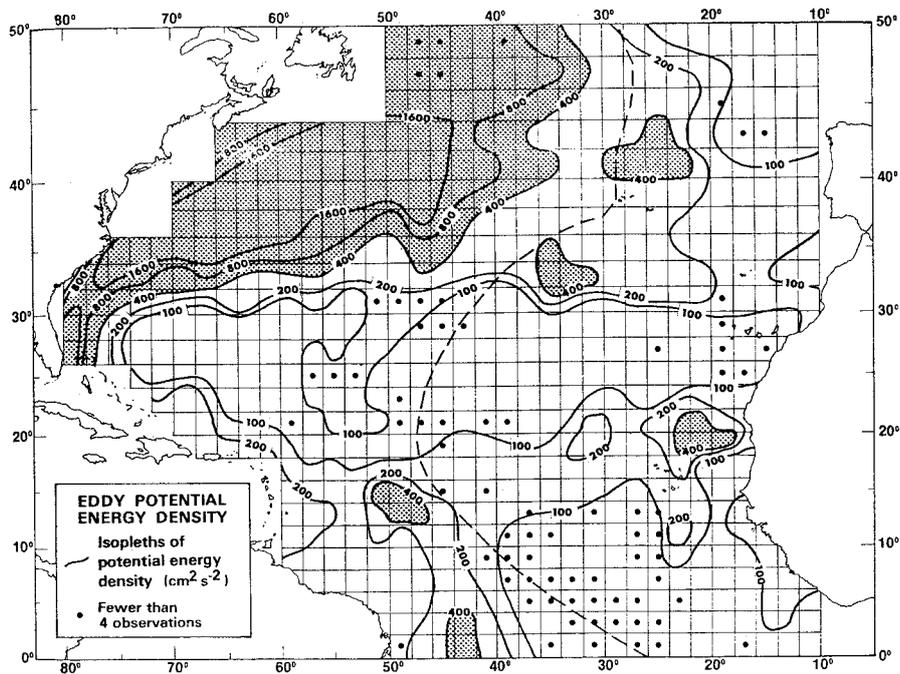


Abb. 3.3. Verteilung der wirbelgebundenen potentiellen Energiedichte des Nordatlantiks (nach DANTZLER, 1977)

Die in der Natur vorgefundenen Frontbereiche stellen fast ausschließlich eine Beschreibung der Strukturen ozeanischer Parameter dar, ohne eine Aussage zum jeweiligen Entwicklungsstand derartiger Trennzonen machen zu können. Das allgemeine Verständnis der Anregungs- und Entstehungsmechanismen von Frontzonen ist unter diesem Aspekt sehr wichtig. Auf Erkenntnisse der Meteorologie zurückgreifend, wurde von WOODS (1978) ein ganzer Katalog von Deformationsfeldern der Geschwindigkeitsverteilungen erarbeitet, die ozeanische Fronten bilden können. Eine entsprechende Übersicht ist bei FISCHER (1987) zusammengestellt.

Ausgehend von derartigen "Deformationsfeldern" ist es mit numerischen Modellen gelungen, den Entwicklungsprozeß von mesoskalen Fronten zu simulieren und damit das Allgemeinverständnis zu erhöhen. Genannt seien die richtungsweisenden Arbeiten von Mac VEAN und WOODS (1980), ONKEN (1986) und BLECK und BOUDRA (1981). Der komplizierte Prozeß der Frontbildung wird als Frontogenese bezeichnet, ein Begriff, der auf HALTINER und MARTIN (1957) in Anlehnung an die Meteorologie zurückgeht. Beispielsweise sei  $\theta$  eine beliebige skalare Feldgröße. Dann gelten je nach Zeitverhalten des Gradienten

$$\frac{d}{dt} |\nabla \theta| \begin{cases} > 0 & \text{Frontogenese} \\ < 0 & \text{Frontolyse} \end{cases}$$

Bekanntlich kann im Ozean eine skalare Funktion  $\theta$  dynamisch passiv als auch dynamisch aktiv auf das Deformationsfeld rückwirken. Man spricht dann von "kinematischer" bzw. "dynamischer Frontogenese".

### 3.1.3. Kinematische Frontogenese

In erster Näherung ist es durchaus gerechtfertigt, die isopyknische Verteilung von Temperatur und Salzgehalt als dynamisch passiv anzusehen. Die Advektion eines Teilchens einer festen T-S-Relation auf einer Isopykne infolge eines Deformationsfeldes kann zu einer lokalen Verstärkung seiner Horizontalgradienten führen. Die Drängung der jeweiligen Isolinien auf einer Isopykne in situ bezeichnet man als

Thermoklinität für  $\nabla_h T | \sigma_{S,T,p}$  und als  
Haloklinität für  $\nabla_h S | \sigma_{S,T,p}$

Nach WOODS (1985) wird die Zunahme der Thermo- bzw. Haloklinität auf ein externes Deformationsfeld als kinematische Reaktion bezeichnet. Die Kenntnis der zeitlichen Deformationsrate und die Anfangsthermoklinität bzw. -haloklinität gestatten, diesen Prozeß isopyknisch zu beschreiben.

### 3.1.4. Dynamische Frontogenese

Wird die Reaktion auf dynamisch aktive Parameter, d.h. auf Parameter, die das Stromfeld selbst verändern, nicht vernachlässigt, so spricht man von einer dynamischen Frontogenese. Beispielsweise entspricht die Druckverteilung auf den Dichteflächen, die die Strukturen der Baroklinität beschreibt, der wohl am bekanntesten Darstellungsweise. Unter der Voraussetzung, daß die ROSSBY-Zahl  $Ro$  als das Verhältnis von relativer Vorticity des Stromfeldes zur Coriolisfrequenz

$$Ro = \zeta/f \ll 1$$

ist, entsprechen die Isolinien der Isopyknen auf den Druckflächen (und umgekehrt) den geostrophischen Stromlinien. Es gelten dann die thermischen Windgleichungen 3.1. und 3.2. mit der geostrophischen Balance (siehe Abschnitt 3.2.).

Führt ein externes Deformationsfeld zu einer Verschärfung der Baroklinität, dann findet eine Beschleunigung des geostrophischen Ausgangsfeldes statt. Es entsteht eine ageostrophische Komponente, die wiederum auf die Baroklinität rückkoppelt, d.h. auf die raum-zeitliche Verteilungsstruktur des Druck- und Dichtefeldes.

### 3.2. Das nichtlineare diagnostische Modell

Frontbereiche zeichnen sich durch eine erhöhte räumliche Variabilität dynamischer Kenngrößen (z.B. der potentiellen Vorticity, siehe Abschnitt 1.2.) aus. Es ist aber zu erwarten, daß auch die Verteilungen passiver Beobachtungsgrößen, wie Temperatur, Salzgehalt, Nährstoff-, Sauerstoffkonzentration u.a., relativ stark ausgeprägte räumliche Gradienten aufweisen werden.

Um eine eindeutige Aussage zur Verteilung dynamischer Prozeßparameter geben zu können, ist eine möglichst genaue und detaillierte Kenntnis des Stromfeldes in unmittelbarer Nähe der Front und in ihrem synoptischen Umfeld unerläßlich. Genauer gesagt, ist es nicht das Stromfeld selbst, sondern es sind die horizontalen Stromscherungen  $\partial u / \partial y$  und  $\partial v / \partial x$  die von Interesse sind.

Die zur Abschätzung der potentiellen Vorticity notwendigen Stromscherungen der relativen Vorticity können einerseits aus direkten Stromfeldbeobachtungen oder durch indirekte Methoden ermittelt werden. Zumindest für den offenen Ozean gibt es noch eine Reihe objektiver Gesichtspunkte, die einer genauen Bestimmung der horizontalen Stromfeldscherungen entgegenstehen. Genannt seien Probleme, die die Navigation oder die Installation von Tiefseebojen mit ausgewählter Meßtechnik

betreffen. Weitere meßtechnische Möglichkeiten, wie sie zum Beispiel die Fernerkundung bietet, beziehen sich vorrangig auf die wenige cm tiefe Oberflächenschicht der Ozeane. Detaillierte Strukturbeschreibungen ausgewählter Beobachtungsgrößen aus dem Inneren des Wasserkörpers sind mit dieser Methode zur Zeit noch nicht möglich. Ansätze dazu sind in der akustischen Tomographie zu finden.

Im Gegensatz zu den direkten Stromgeschwindigkeitsmessungen sind die Beobachtungen der Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen im offenen Ozean weit weniger fehlerbehaftet.

Daraus leitet sich die Möglichkeit ab, mit Hilfe indirekter Methoden das Stromfeld aus der beobachteten Dichteverteilung zu diagnostizieren. Beispielsweise gestatten die sogenannten thermischen Windgleichungen, das Stromfeld in erster Näherung zu bestimmen. Es handelt sich bei den bereits im Abschnitt 3.1.4. genannten Gleichungen um ein lineares partielles Differentialgleichungssystem 1. Ordnung. Die Anwendung des genannten Gleichungssystems zur Berechnung von Geschwindigkeitsfeldern erfolgt seit langem in der Meteorologie, wie der Name "thermische Windgleichungen" ausweist.

Die Voraussetzungen der Hydrostatik (Gleichung 2.3.) und der Geostrophie

$$fv\varrho = \delta P / \delta x, \quad fu\varrho = - \delta P / \delta y$$

führen zu den thermischen Windgleichungen

$$f \delta / \delta z (\varrho v) = - g \delta P / \delta x \quad (3.1.)$$

$$f \delta / \delta z (\varrho u) = + g \delta P / \delta y \quad (3.2.)$$

Die geforderte Geostrophie ist eine Annahme, die in der Natur niemals exakt gegeben ist. Sie fordert, daß der Druckgradientterm lediglich durch den Coriolisterm ausbalanciert wird. Es ist aber allgemein bekannt, daß für meso- und makroskale Prozesse im Meer diese Bilanz näherungsweise erfüllt ist. In der Ozeanographie spricht man dann von der Quasigeostrophie. Unter Abschätzung der räumlichen Skalen  $L$  und der Größenordnung der Strömung durch den Betrag des mittleren Geschwindigkeitsvektors  $|\omega|$  ist für eine quasigeostrophische Betrachtungsweise eine notwendige Bedingung, daß die ROSSBY-Zahl

$$Ro = |\omega| / f L \ll 1$$

ist. Hier wurde die relative Vorticity durch  $|\omega|/L$  substituiert. Die quasigeostrophische Behandlung des Problems ist aber erst dann gerechtfertigt, wenn zum Zeitpunkt  $t=0$  die geostrophische Bilanz näherungsweise erfüllt ist (siehe beispielsweise STERN, 1975). Im engen Zusammenhang mit der geostrophischen Näherung ist das Problem der ageostrophischen Abweichung zu sehen. Unter dem zuletzt genannten Begriff können in den Gleichungen all jene Beschleunigungsterme zusammengefaßt werden, die zum geostrophischen Strom einen zusätzlichen Strömungsanteil hervorrufen.

Der mit Hilfe von (3.1.) und (3.2.) berechnete Stromlinienverlauf ist stets senkrecht zu den horizontalen Druckgradienten gerichtet. Man muß allerdings berücksichtigen, daß die ermittelten Strömungsgeschwindigkeiten relative Größen in bezug auf die Geschwindigkeit im Referenzniveau darstellen. Das ergibt sich aus der allgemeinen Unkenntnis der Integrationskonstanten des Gleichungssystems 3.1. und 3.2. . DEFANT (1941) versuchte, aus der Dichteverteilung und aus der Vertikalstruktur anderer ozeanographischer ein Bezugsniveau zu ermitteln, in dem die Strömungsgeschwindigkeit Null sein soll. In diesem Zusammenhang wird der Begriff "Nullschicht" verwendet. Versuche, die Tiefenlage dieses Niveaus mit Hilfe von Erhaltungssätzen zu bestimmen (WUNSCH, 1977, STOMMEL und SCHOTT, 1977), erbrachten keine befriedigenden Ergebnisse (KILLWORTH, 1980). Infolge der horizontalen Gradientenbildung des berechneten Stromfeldes zur Bestimmung der potentiellen Vorticity dürfte der Ermittlung der Absolutgeschwindigkeit weniger Bedeutung als der

vorausgesetzten Gültigkeit der geostrophischen Balance zukommen. Gerade in den zu untersuchenden Frontbereichen ist infolge der starken horizontalen Stromgradienten mit einer relevanten ageostrophischen Komponente zu rechnen. Der Grad der Ageostrophie wird durch die Größe der ROSSBY-Zahl beschrieben. ROSSBY-Zahlen in der Größenordnung von 1 deuten im allgemeinen auf die Ungültigkeit der Geostrophie hin.

### 3.2.1. Modellanforderungen

Die Aufgabenstellung und die zu erwartenden physikalischen Prozesse im Frontbereich stellen an das auszuwählende diagnostische Modell und an die Lösungsvariante des Gleichungssystems folgende konkrete Anforderungen:

- Das Studium der Kräftebalance in Frontbereichen des offenen Ozeans erfordert eine möglichst vollständige Berücksichtigung der in den Bewegungsgleichungen enthaltenen Terme. Dieser Forderung genügt nur eine voll-nichtlineare Betrachtungsweise.
- Die infolge der Massenerhaltung an die horizontale Stromdivergenz geknüpfte vertikale Stromkomponente erfordert eine dreidimensionale Betrachtungsweise.
- Der Lösungsalgorithmus muß dem Differentialgleichungssystem des Modells angepaßt sein. Das betrifft sowohl die Auswahl der Hauptlösungsmethode als auch die der eigentlichen Lösungsprozedur. Ein numerisches Hauptproblem ist die Dämpfung der freien Schwerewellen, um zu einer stationären Lösung zu gelangen.

### 3.2.2. Das Differentialgleichungssystem

Ausgehend vom Differentialgleichungssystem der hydrodynamischen Bewegungs- und der Kontinuitätsgleichung aus dem Abschnitt 1.1. wird entsprechend der im Abschnitt 3.2.1. angegebenen Modellanforderungen an dieser Stelle das im Kapitel 3. benutzte Gleichungssystem präzisiert. Im Gegensatz zu den im Abschnitt 2.2.2. vorgenommenen Linearisierungen des Gleichungssystems 1.6. - 1.11. finden die advektiven Terme in den Rechnungen Berücksichtigung. Somit entspricht es dem in SARKISYAN (1977) angegebenen System der hydrodynamischen Grundgleichungen. Demgegenüber wurde in den vorliegenden Untersuchungen eine weitere Nichtlinearität berücksichtigt. Die bei SARKISYAN (1977) als konstant angenommenen Parametrisierungskoeffizienten  $A_h$  und  $A_v$  der dissipativen Terme wurden als Funktionen des Stromfeldes aufgefaßt. Das allen weiteren Betrachtungen zugrunde liegende Koordinatensystem ist ein Linkshandsystem, dessen x-Achse nach Osten, die y-Achse nach Norden und die z-Achse nach unten weisen. Der Koordinatenursprung befindet sich im ungestörten Oberflächenniveau. Somit lautet das benutzte Gleichungssystem mit den Standardbezeichnungen:

$$\frac{\delta u}{\delta t} + u \frac{\delta u}{\delta x} + v \frac{\delta u}{\delta y} + w \frac{\delta u}{\delta z} - fv + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta x} = \frac{\delta}{\delta z} (A_v \frac{\delta u}{\delta z}) + \frac{\delta}{\delta x} (A_h \frac{\delta u}{\delta x}) + \frac{\delta}{\delta y} (A_h \frac{\delta u}{\delta y}) \quad (3.3.)$$

$$\frac{\delta v}{\delta t} + u \frac{\delta v}{\delta x} + v \frac{\delta v}{\delta y} + w \frac{\delta v}{\delta z} + fu + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta y} = \frac{\delta}{\delta z} (A_v \frac{\delta v}{\delta z}) + \frac{\delta}{\delta x} (A_h \frac{\delta v}{\delta x}) + \frac{\delta}{\delta y} (A_h \frac{\delta v}{\delta y}) \quad (3.4.)$$

$$\frac{\delta p}{\delta z} = \rho g \quad (3.5.)$$

$$\frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} + \frac{\delta w}{\delta z} = 0 \quad (3.6.)$$

Aus der hydrostatischen Grundgleichung (3.5.) folgt durch Integration über z für den Druck, daß er sich folgendermaßen zusammensetzt:

$$p = g \int_{-s}^z \rho dz + p_a \quad (3.7.)$$

In den vorgenommenen Untersuchungen finden äußere großräumige Druckverteilungen (z.B. der Luftdruck  $p_a$ ) keine Berücksichtigung. Von den Druckbeiträgen aus der von 0 bis  $-s$  resultierenden durchmischten Deckschicht wird ebenfalls abgesehen. Folglich erhält (3.7.) die Form:

$$p = g \int_0^z \rho dz \quad (3.8.)$$

Setzt man Gleichung (3.8.) in die Gleichungen (3.3.) bzw. (3.4.) ein, erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv \\ + g \frac{\partial s}{\partial x} + g \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_0^z \rho dz \right) \\ = \frac{\partial}{\partial z} (A_v \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (A_h \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_h \frac{\partial u}{\partial y}) \end{aligned} \quad (3.9.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu \\ + g \frac{\partial s}{\partial y} + g \frac{\partial}{\partial y} \left( \int_0^z \rho dz \right) \\ = \frac{\partial}{\partial z} (A_v \frac{\partial v}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (A_h \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_h \frac{\partial v}{\partial y}) \end{aligned} \quad (3.10.)$$

### 3.2.3. Die Wasserstandsgleichung

Die diagnostische Berechnung der Strömungskomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$  kann mit den Gleichungen (3.9.), (3.10.) und (3.6.) vorgenommen werden. Erforderlich bleibt die Bestimmung der Wasserstands-anomalie  $s$ . Die dazu notwendige vierte Gleichung folgt aus den Beziehungen (3.3.) und (3.4.). Zunächst werden sie von 0 bis zur Wassertiefe  $H$  integriert. Anschließend werden Gleichung (3.3.) nach  $x$  bzw. Gleichung (3.4.) nach  $y$  abgeleitet und die Ergebnisse aufsummiert. Nach Ausführung einiger mathematischer Umformungen und unter Berücksichtigung der Beziehung (3.8.) sowie der Forderung nach Massenerhaltung erhält man die Gleichung für die Wasserstands-anomalie  $s$  in der Form

$$\begin{aligned} \Delta_h s + \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial s}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial s}{\partial y} = \\ - \frac{1}{(H\rho)} \int_0^H (H-z) \Delta_h \rho dz \\ + \frac{1}{(H\rho)} \left( \frac{\partial H}{\partial x} \int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \frac{\partial H}{\partial y} \int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \right) \\ - \beta \int_0^H (gH) \int_0^H u dz \\ + f \int_0^H (gH) \int_0^H (\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}) dz \\ - \frac{1}{(gH)} \int_0^H (\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 uv}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}) dz \end{aligned} \quad (3.11.)$$

Es sei ergänzt, daß in Gleichung (3.11.) die dissipativen Terme bereits vernachlässigt wurden. Die Rechtfertigung wird anschließend erfolgen.

### 3.2.4. Parameteransätze

Die wichtigste Kraft für das Anregen von Strömungen ist die an der Meeresoberfläche angreifende Windschubspannung pro Einheitsfläche. Von Gezeitenströmungen wird an dieser Stelle abgesehen. Die Parametrisierung der Windschubspannung hat sich in der Form eines quadratischen Ansatzes der Windgeschwindigkeit bewährt (siehe beispielsweise ROLL, 1965)

$$T_S = \rho_a \cdot c_D |\omega^W| u_{x,y}^W$$

Darin ist  $\rho_a = 1,25 \text{ kgm}^{-3}$  die Luftdichte und  $c_D$  ein Spannungskoeffizient, bezogen auf eine charakteristische Windgeschwindigkeit in der Höhe  $D^*$  über dem Meeresspiegel. Die Windgeschwindigkeit hat den Betrag

$$|\omega^W| = ((u_x^W)^2 + (u_y^W)^2)^{1/2}$$

Der Spannungskoeffizient wurde auf die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe bezogen. die hydrodynamische Rauigkeit der Wasseroberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. In den Rechnungen wurde die von AMOROCHO und DeVRIES (1980) angegebene Beziehung gewählt

$$c_{10} \cdot 10^3 = \begin{matrix} 1,6 \\ 0,3 |\omega^W|^* - 0,5 \\ 2,5 \end{matrix} \left\{ \begin{array}{l} (7 \text{ ms}^{-1} < |\omega^W|) \\ (7 \text{ ms}^{-1} \leq |\omega^W| \leq 10 \text{ ms}^{-1}) \\ (|\omega^W| > 10 \text{ ms}^{-1}) \end{array} \right.$$

Darin ist  $|\omega^W|^*$  als dimensionslose Größe aufzufassen, deren Wert dem Betrag der Windgeschwindigkeit entspricht.

In den durchgeführten Untersuchungen werden die Koeffizienten des turbulenten Impulsaustausches nicht als Konstanten angesehen. Es wird der Versuch unternommen, sie als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit bzw. ihrer räumlichen Gradienten aufzufassen.

Dieses Herangehen führt dazu, daß weitere Nichtlinearitäten in das Differentialgleichungssystem eingehen. Der Ansatz zur Ermittlung des vertikalen Impulsaustauschkoeffizienten  $A_v$  wurde HAGEN (1978) entnommen. Ausschlaggebend dafür waren die von MEIER-FRITSCH (1981) vorgenommenen Abschätzungen verschiedener Parameteransätze für den vertikalen Impulsaustauschkoeffizienten anhand von Beobachtungsergebnissen im Nordostatlantik. In Auswertung gemessener Strömungsgeschwindigkeiten wurde folgender empirischer Ansatz verifiziert:

$$A_v = 23 + 6,182 |\omega|^+ \text{ cm}$$

Darin ist der Wert der dimensionsbehafteten Größe  $|\omega|^+ = (u^2 + v^2)^{1/2} \text{ (cms}^{-1}\text{)}$  gleich dem Betrag des horizontalen Strömungsvektors. Die Formulierung des horizontalen Impulsaustauschkoeffizienten  $A_h$  wurde ebenfalls der Literatur entnommen. SARKISYAN u.a. (1986) benutzen

$$A_h = (c \cdot 1)^2 (|s_u/s_x| + |s_v/s_y|)$$

mit der Konstanten  $c = 10^7$  und  $l$  als mittlere horizontale Schrittweite zwischen zwei numerischen Stützstellen. (Die Dimension von  $A_h$  beträgt  $m^2 s^{-1}$ .)

### 3.2.5. Anfangs- und Randbedingungen

Die Anfangs- und Randbedingungen für die im Abschnitt 3. dargelegten Gleichungssysteme unterscheiden sich wesentlich von denen, die im Abschnitt 2.2.4. diskutiert wurden. Im Abschnitt 2. galt es zu untersuchen, wie sich das Stromfeld unter dem Einfluß äußerer anregender Felder und vorgebbaren Randbedingungen aus einem bestimmten Anfangszustand heraus entwickelt. Im Abschnitt 3. dagegen ist das Strom- aus dem Massenfeld zu diagnostizieren, daß einer beobachteten Dichteverteilung entspricht.

Wie aus dem Abschnitt 3.2. bereits hervorging, ist die geostrophische Näherung die einfachste Variante zur Lösung dieser Aufgabenstellung. Sie spiegelt die gegebenen Verhältnisse unter der Bedingung  $Ro \ll 1$  gut wider. Aus diesem Grunde bietet es sich an, das geostrophische Stromfeld als Initialfeld zum Zeitpunkt  $t=0$  einzusetzen. Darüber hinaus scheint es plausibel, daß die geostrophische Lösung nicht nur als Anfangs-, sondern auch als vorzugebende Randbedingung an den offenen Rändern zu akzeptieren ist, in die das Untersuchungsgebiet eingebettet ist. Somit wird lediglich im Innern des zu diagnostizierenden Gebietes berücksichtigt, welche Beiträge Dissipation und Advektion zu einem ageostrophischen Stromanteil liefern.

Vor der numerischen Diagnose wurden spezielle Untersuchungen dem Einfluß des Impulseintrages aus dem Windfeld in das Stromfeld als Randbedingung an der Meeresoberfläche gewidmet. Wie die Vergleichsrechnungen zeigten, kann der lokale Wind für die Untersuchungen entsprechend der Aufgabenstellung vernachlässigt werden, da seine Wirkung im beobachteten Dichtefeld enthalten ist. Eine Anpassung der Baroklinität des Massenfeldes an die großräumigen anregenden meteorologischen Bedingungen erfolgt außerhalb des Äquatorialbereiches während einer Trägheitsperiode  $T_f$  in wenigen Stunden. Allgemein ist die Bearbeitungsdauer eines Stationspolygons im Zeitbereich von Tagen, und es wird der adaptierte Zustand des Massenfeldes vermessen.

### 3.3. Ozeanologische Situation

Mit dem Forschungsschiff "A. v. Humboldt" der Akademie der Wissenschaften der DDR wurden an der Südflanke des antizyklonalen nordatlantischen Wirbels im Oktober 1982 Feldarbeiten ausgeführt. Diese Region ist durch den Übergang des Kanaren-Stromes in den Nordäquatorialstrom gekennzeichnet. Das Stationsprogramm ist aus Abb. 3.4. ersichtlich.

Das dieser Arbeit zugrunde gelegte Meßmaterial bezieht sich auf das Zusatzprogramm der Stationen 453 bis 502. Die Messungen erfolgten mit der ozeanologischen Meßkette OM-75. Die Datenbe- und -verarbeitung erfolgte nach den von MÖCKEL (1980) und LASS u.a. (1983) beschriebenen Verfahren. Die Bezugnahme in den Darstellungen und bei den Diskussionen der Ergebnisse erfolgt anhand der Abb. 3.4. in der Weise, daß die von SW nach NE laufenden Schnitte als "Querschnitte" bzw. die von NW nach SE verlaufenden Schnitte als "Längsschnitte" bezeichnet werden. Die Zählung erfolgt von jeweils links beginnend in dieselbe Richtung.

#### 3.3.1. Beobachtungsergebnisse

Anhand des ozeanologischen Datenmaterials konnten eine Reihe intermediärer Wirbelmuster nachgewiesen werden. In ihren Kernen wiesen sie eine vergleichsweise hohe Konzentration von Südatlan-

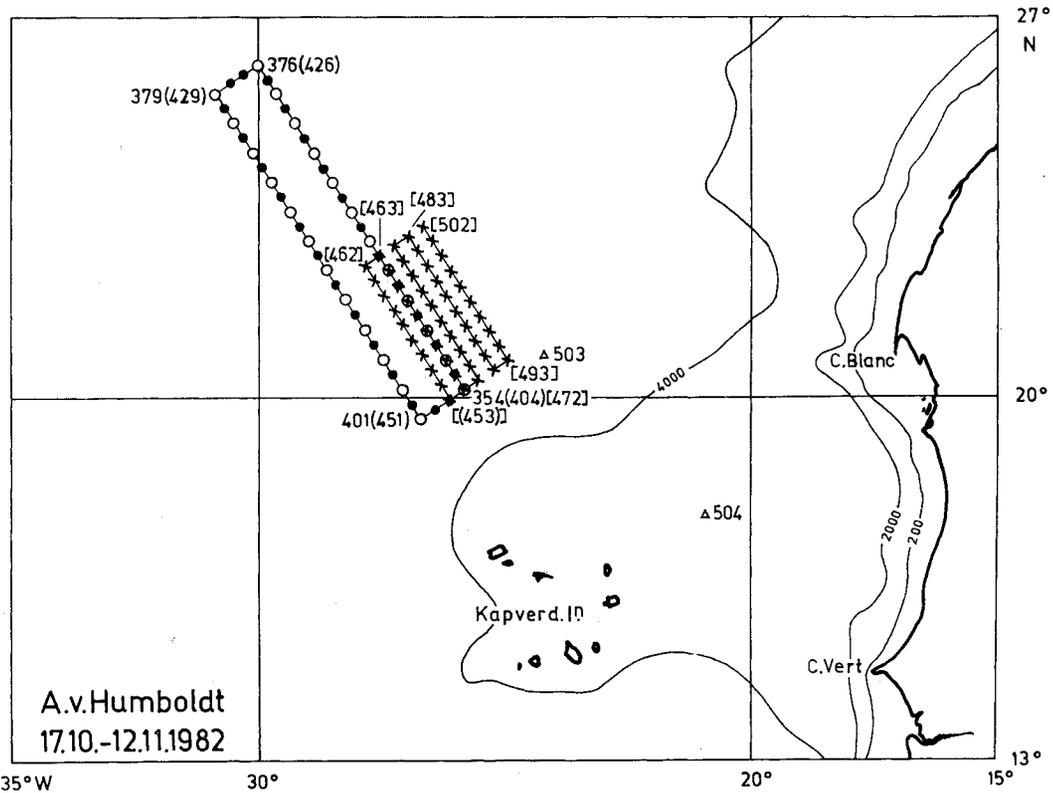


Abb. 3.4. Stationsübersicht und ausgewählte Tiefenlinien (m) für das Beobachtungsprogramm von FS "A. v. Humboldt" im Oktober/November in der Übergangszone zwischen dem Kanaren- und Nordäquatorialstrom mit Stationsabständen von 20 sm. Die vorliegenden Untersuchungen bezogen sich auf die Stationen 453 bis 502 (nach HAGEN, 1985)

tischem Zentralwasser aus, verbunden mit hohen Nährstoffkonzentrationen (Abb. 3.5.).

Im Vergleich mit dem Deckschichtbereich konnten oberhalb von etwa 100 m nur relativ geringe Nährstoffkonzentrationen nachgewiesen werden. Einerseits weist das beobachtete Erscheinungsbild in Abb. 3.5. darauf hin, daß sich das nährstoffreiche Wasser nicht bis in die euphotische Schicht durchsetzen kann; andererseits kann das gleiche Beobachtungsbild auf eine sofortige Assimilation der Nährstoffe durch das Phytoplankton in der euphotischen Schicht zurückzuführen sein. Eine eindeutige Aussage kann nicht gemacht werden, da keine biologischen Paralleluntersuchungen vorgenommen wurden.

HAGEN (1985) schlußfolgerte, daß die kinetische Energie zur Aufrechterhaltung derartiger Gebilde aus dem baroklinen Massenfeld entnommen werden muß. Er schätzte ab, daß die interne Vorticityproduktion infolge barokliner Instabilitäten gegenüber der Produktion von Vorticity durch das lokale Windfeld wenigstens um den Faktor zwei größer ist.

Die Ursache zur Bildung derartiger intermediärer Wirbelmuster ist eine noch offene Frage. Eine Erklärung der im Oktober/November 1982 vorgefundenen SACW-Verteilung wird von HAGEN und SCHEMAINDA (1986) durch die ROSSBY-Wellen-Dispersion gegeben. Sie verweisen darauf, daß im Zeitmaßstab von Wochen bis zu einem halben Jahr, das küstennahe Stromsystem in seiner seeseitigen Begrenzung durch die Zonalkomponente des Windfeldes und durch die Schelfgeometrie festgelegt ist. Für größere Zeiträume werden im Schelfkantenbereich alternierende Meridionalströmungen nachgewiesen, die sich innerhalb eines halben Jahres auf ein Gleichgewicht mit der Meridional-

komponente des Nordostpassates einstellen. Ergebnis dieses Prozesses sind jahreszeitlich bzw. halbjahreszeitlich meridional angeregte Wellenkämme von ROSSBY-Wellen, die durch den abgestrahl

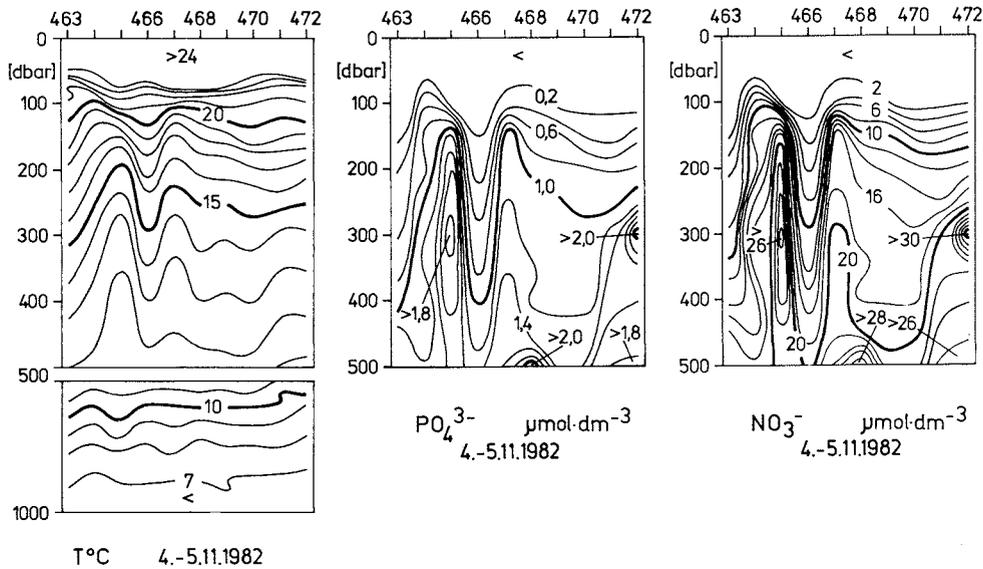


Abb. 3.5. Beispiel für vertikale Temperatur- und Nährstoffverteilungen innerhalb der intermediären wirbelartigen Gebilde mit eingeschlossenem SACW (modifiziert nach HAGEN, 1985)

ten Auftriebsunterstrom in ihren Kernen einen hohen Anteil von SACW aufweisen. Beim Erreichen der Nordgrenze des Nordostpassates werden die Wellenkämme der aus dem küstennahen Bereich abgestrahlten ROSSBY-Wellen deformiert, und es kommt zur Bildung intermediärer wirbelähnlicher Gebilde.

Diese Vorstellung beschreibt nur eine Möglichkeit der Entstehung der aufgefundenen ozeanologischen Erscheinungen. Einige Beobachtungsergebnisse sind nicht durch die ROSSBY-Wellen-Dispersion des Auftriebsunterstromes zu erklären, worauf bereits HAGEN und SCHEMAINDA (1986) selbst hinwiesen. BECKMANN (1987) konnte mit einem quasigeostrophischen Mehrschicht-Modell nachweisen, daß das Entstehen und das Ablösen von Wirbeln durchaus nicht an solch hohe horizontale Geschwindigkeitsgradienten gebunden sind, wie sie beispielsweise im Golfstromgebiet angetroffen werden. ONKEN (1986) zeigte mit einem prognostischen, isopyknischen Frontogenese-Modell, daß sowohl barokline als auch barotrope Instabilitäten zum Anwachsen der Mäanderamplituden eines einmal "gestörten" Strombandes führen können. Nach etwa 25 Tagen ist das ursprünglich zonale Stromband seines Modells nicht mehr zu erkennen; es hat sich in eine "Wirbelstraße" aufgelöst. Verantwortlich für diesen Prozeß ist die Vorticityproduktion durch Anwachsen der fluktuierenden kinetischen Energie aus dem fluktuierenden Anteil der potentiellen Energie (barokline Instabilitäten) und aus der kinetischen Energie des Stromfeldes selbst (barotrope Instabilitäten). Beide Auffassungen, die ROSSBY-Wellen-Dispersion und die Bildung von Wirbeln durch "Aufspulen" der IPV, ergeben zusammen eine durchaus akzeptable Entstehungshypothese der beobachteten intermediären Prozesse. Es ist denkbar, daß es insbesondere in der "ortsfesten" Frontzone infolge starker barokliner Instabilitäten durch die SACW-Einschlüsse und der NACW-Umgebung zu starken geostrophischen bzw. im weiteren Verlauf der Wirbelentstehung auch zu ageostrophischen Stromanteilen kommt. Dieser Prozeß führt zum ständigen Anwachsen der Vorticity bis zur Instabilität, d.h. zur Genese eigenständiger Wirbel.

Ein Nachweis dieser Hypothese der Wirbelbildung kann durch die diagnostische Betrachtungsweise

nicht erbracht werden. Doch wird auf diesem Wege eine kinematische Analyse und Diagnostizierung des aufgenommenen Istzustandes, d.h. die korrekte Unterscheidung zwischen berechneten dynamisch aktiven und passivern Parametern möglich. Daraus ergeben sich Schlußfolgerungen zur Dynamik des Stromfeldes während der Aufnahme des Untersuchungsgebietes.

Aufgrund der geringen Stationsanzahl (5 x 10) wurden die ermittelten Dichtewerte der Tiefenniveaus 0, 10, 25, 50, 75, 100, 150, 300, 500 und 750 m auf ein äquidistantes Gitternetz des jeweils halben Stationsabstandes mit Hilfe eines zweidimensionalen kubischen Splineverfahrens (AKIMA, 1970) interpoliert. Die durch diese Verfahrensweise erstellte räumliche Dichteverteilung war der Ausgangspunkt der Diagnostizierung des dazugehörigen dreidimensionalen Geschwindigkeits

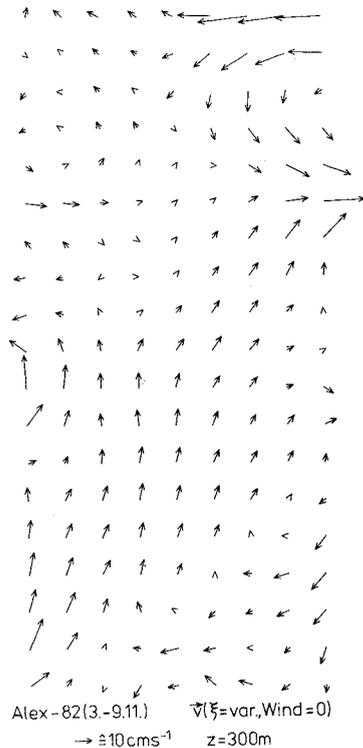


Abb. 3.6. Diagnostiziertes Strömungsbild in einer Tiefe von 300 m (Die Rechnungen erfolgten mit freier Oberfläche und ohne Impulseintrag durch den Wind.)

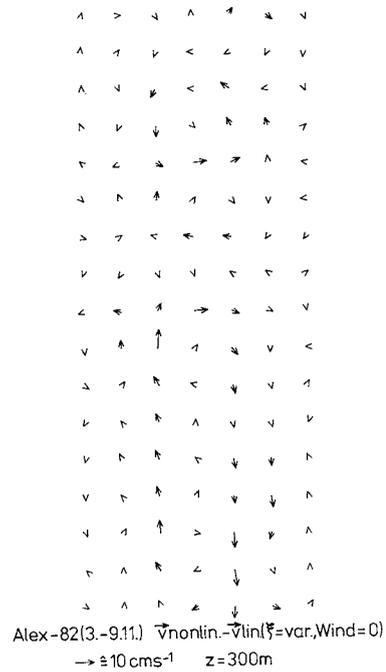


Abb.3.7. Der ageostrophische Strömungsanteil des in Abb. 3.6. dargestellten diagnostizierten Geschwindigkeitsfeldes

feldes mittels eines nichtlinearen adiabatischen und dreidimensionalen, numerischen Modells. Im ersten Schritt wurde mit Hilfe der thermischen Windgleichungen der geostrophische Strom ermittelt. Da dieser in erster Näherung die Strömungssituation im offenen Ozean in ausreichender Weise widerspiegelt, entspricht die Lösung des Problems somit einer Korrektur des vorgegebenen Stromfeldes infolge weiterer zu berücksichtigender Einflußterme, wie beispielsweise Reibung, Advektion usw. Die Abb. 3.6. vermittelt einen Eindruck über das diagnostizierte Strömungsbild in 300 m Tiefe, das aus der Lösung des in Abschnitt 3.3. behandelten nichtlinearen Gleichungssystems resultiert.

Das dazugehörige fiktive Strömungsmuster in Abb. 3.7. resultiert aus der Differenz der nichtlinearen und der geostrophischen Lösung. Somit repräsentiert es summarisch den ageostrophischen Lösungsanteil. Wie aus Abb. 3.7. hervorgeht, gibt es im gesamten Untersuchungsgebiet keine ausgewiesene Region, in der die Ageostrophie ausgeprägt ist. Das heißt, daß sich auch in der wirbelreichen Nordregion des Untersuchungsgebietes (siehe Abb. 3.4.) die Strömungen und das

Massenfeld sich in ausreichender geostrophischer Anpassung befinden.

Unter Berücksichtigung der zuvor dargelegten Zusammenhänge bezüglich der Kinematik in Frontzonen

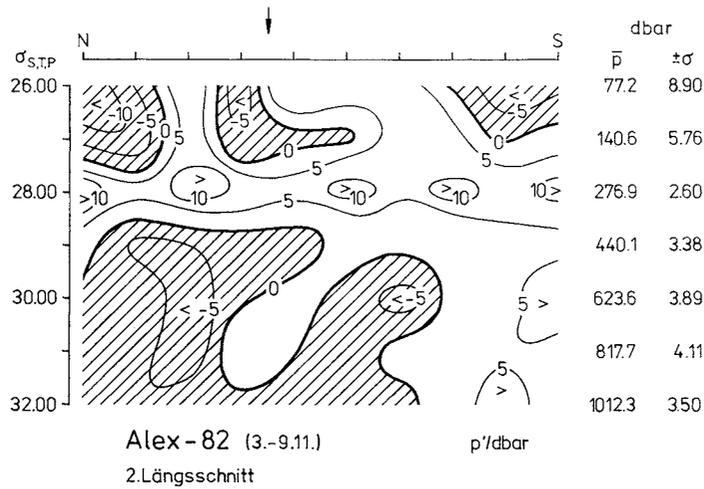


Abb. 3.8. Verteilung der räumlichen Druckanomalien  $p'$  in dbar auf ausgewählten Dichteflächen  $\sigma_{s,T,p}$  entlang des 2. Längsschnittes (siehe Abb. 3.4.) ( $p$  (dbar) und  $\sigma_{s,T,p}$  sind der mittlere Druck bzw. die dazugehörige räumliche Varianz auf der jeweiligen Dichtefläche entlang des untersuchten Längsschnittes. Der Pfeil deutet die mittlere Position der Nordgrenze des Nordostpassates für den Zeitraum Oktober an. (1 dbar =  $10^4$  Pa )

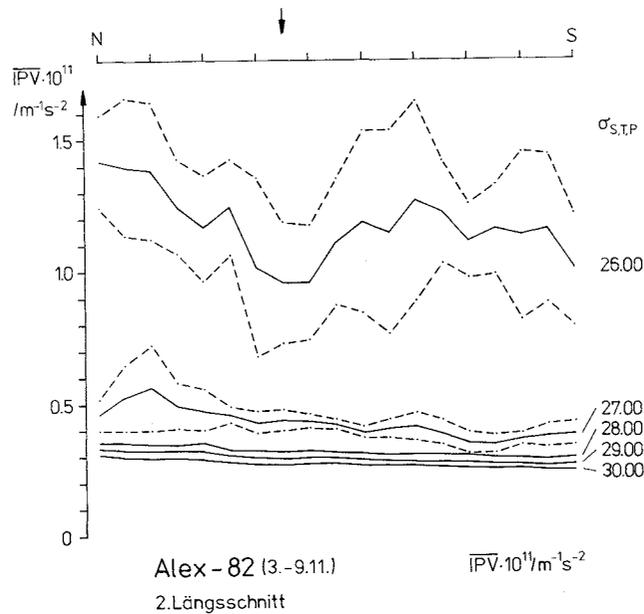


Abb. 3.9. Verteilung der berechneten und zonal gemittelten IPV in  $10^{11} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$  auf ausgewählten Dichteflächen  $\sigma_{s,T,p}$  (Der Pfeil deutet die mittlere Position der Nordgrenze des Nordostpassates für den Zeitraum Oktober an.)

ist es naheliegender, die Strukturen der potentiellen Vorticity zu analysieren als die Strom-

ist es naheliegender, die Strukturen der potentiellen Vorticity zu analysieren als die Stromfeldmuster selbst. Das gilt besonders in Hinblick auf die dynamische Wirksamkeit dieser Größe.

### 3.3.2. Horizontale Separation

Visuell ist aus der Darstellung der Strompfeile auf der Dichtefläche  $\sigma_{S,T,p} = 28,00$  in Abb. 3.6. zu entnehmen, daß in der Tiefe von ungefähr 280 m die wirbelartigen Strömungsstrukturen im nördlichen Teil wesentlich kleinskaliger sind als im Südteil des Untersuchungsgebietes. Deutlicher wird diese Tatsache durch die Darstellung der räumlichen Druckanomalien auf den Dichteflächen. Aus Abb. 3.8. wird erkennbar, daß die größeren isopyknischen Druckänderungen im Nordteil des Untersuchungsgebietes oberhalb  $\sigma_{S,T,p} = 28,00$  auftreten.

Die Drängung der  $p'$ -Werte ist der Ausdruck von lokal intensivierter Baroklinität des Stromfeldes. Die berechnete IPV unterstützt diese Aussage (Abb. 3.9.). Dargestellt ist die zonal gemittelte IPV auf ausgewählten Isopyknen wie in Abb. 3.8.

Auf der Dichtefläche von  $\sigma_{S,T,p} = 26,00$  ist von Nord nach Süd (St. 1 - 5) zunächst eine Abnahme der IPV zu verzeichnen, die anschließend wieder größere Beträge annimmt (St. 5 - 6) und im Süden (St. 6 - 10) relativ konstant bleibt. Die zonal gemittelte IPV auf den tiefer liegenden Flächen größerer Dichte weisen Unterschiede mit wesentlich geringeren Meridionalgradienten aus. Ein Grund wird im anschließenden Kapitel besprochen.

### 3.3.3. Vertikale Separation

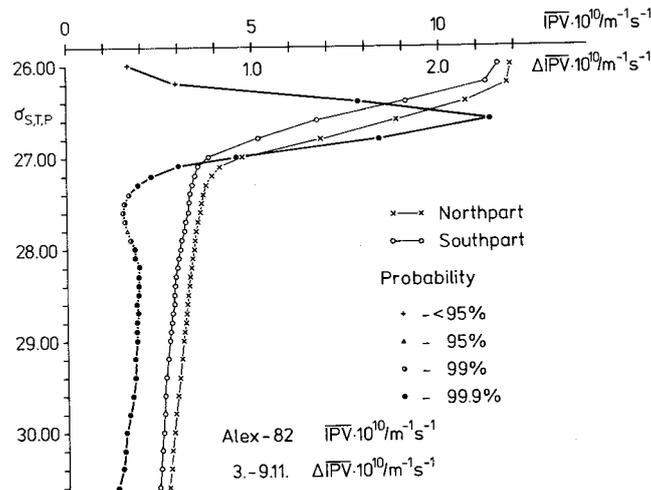


Abb. 3.10. Vertikalverteilung der zonal gemittelten IPV-Strukturen in  $10^{10} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  entsprechend der im Abschnitt 3.2.2. vorgenommenen Separation (Nord- (x) und Südgebiet (o)) auf ausgewählten Dichteflächen. (Die starke Linie widerspiegelt die vertikale Struktur der horizontalen IPV-Gradienten. Die unterschiedliche Kennzeichnung von  $\Delta \text{IPV}$  auf den ausgewählten Dichteflächen resultiert aus der vertikal variierenden statistischen Sicherheit der Signifikanz der IPV-Unterschiede zwischen den beiden Gebieten.)



der potentiellen Vorticity zwischen dem Nord- und Südgebiet und zwischen Oberflächenschicht und Tiefenschicht hin. Die Darstellung der mittleren Vertikalstruktur der IPV im Nord- und Südgebiet (Abb. 3.10.) zeigt durch maximale Unterschiede im Druckniveau  $\sigma_{S,T,P} = 26,6$  und  $\sigma_{S,T,P} = 27,5$  intermediäre Frontzonen an.

Die untersuchten Bereiche sind nicht nur durch eine hohe Varianz dynamisch aktiver Parameter ausgezeichnet, sondern auch durch erhebliche Unterschiede in den horizontalen Änderungen dynamisch passiver Größen, wie beispielsweise Salzgehalt, Temperatur und Nährstoff- oder Sauerstoffkonzentration. Es soll an dieser Stelle hervorgehoben werden, daß Gradienten dynamisch passiver Skalare notwendig, aber für den Nachweis der Frontzonen isopyknischer Vorticity nicht hinreichend sind. Detaillierte Strukturanalysen von Frontzonen mittels der IPV erfordern sowohl Kenntnisse über die isopyknische Verteilung der relativen Vorticity  $\xi$  als auch der Schichtdicke benachbarter Dichteflächen bzw. im infinitesimalen Fall die Kenntnis über die vertikalen Dichtegradienten. Die Schichtdicke, d.h. ihre Anomalien bezüglich des regionalen Mittels, ist Ausdruck des lokalen Angebots potentieller Energie ( $E_{pot.}$ ) des Massenfeldes. Räumliche Unterschiede in der potentiellen Energie verursachen Ausgleichströmungen. Die relative Vorticity resultiert dabei aus der räumlichen Geschwindigkeitsverteilung, d.h. die räumlichen Unterschiede in  $E_{pot.}$  verdeutlichen die Größe des lokalen Angebots für die kinetische Energie des Stromfeldes.

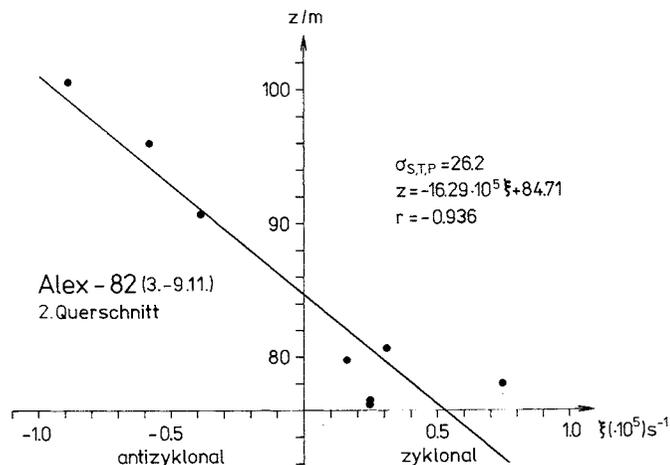


Abb. 3.12. Korrelation zwischen der Tiefenlage  $z$  (m) der Isopykne  $\sigma_{S,T,P} = 26,2$  und der relativen Vorticity  $\xi$  ( $10^5 \text{ s}^{-1}$ ) entlang des 2. Querschnitts (siehe Abb. 3.4. und 3.11.)

Die Abb. 3.11. vermittelt ein Beispiel für die Größenordnung und die Vertikalverteilung der relativen Vorticity  $\xi$  und der Dichte, ausgedrückt durch  $\sigma_{S,T,P}$ , entlang des in Abb. 3.4. ausgewiesenen 2. Querschnittes. Anhand der Tiefenlage der einzelnen Dichteflächen ist die lokal variierende Schichtdicke im Zusammenhang mit der relativen Vorticity  $\xi$  erkennbar.

Anhand der vertikalen Dichteverteilung und der aus dem berechneten Stromfeld abgeleiteten relativen Vorticity wird gezeigt, daß antizyklonal (cum sole) umströmte Gebiete eine extreme Tiefenlage der Isopyknen aufweisen und die Dichteflächen in zyklonal (contra solem) umströmten Gebieten eine relativ flache Tiefenlage einnehmen.

Die Korrelation zwischen der Tiefenlage  $z$  der Isopykne  $\sigma_{S,T,P} = 26,2$  und der relativen Vorticity  $\xi$  entlang des 2. Querschnittes veranschaulicht den erwarteten Sachverhalt (Abb. 3.12.). Die Dichteflächen sind so deformiert, daß sie einer Hügelandschaft gleichen. In Gebieten, in denen das Stromfeld eine positive relative Vorticity (contra solem) aufweist, wölben sich die Isopyk

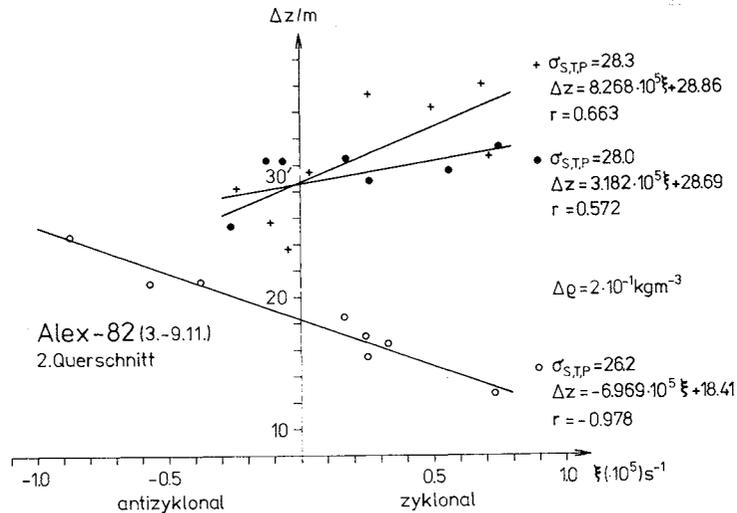


Abb. 3.13. Korrelation zwischen der Schichtdicke  $z$  (m) zwischen jeweils zwei Dichteflächen  $\sigma_{S,T,P}$  mit der Dichtedifferenz  $\rho^* = 2 \cdot 10^{-1} \text{ kgm}^{-3}$  und der relativen Vorticity  $\zeta$  ( $10^5 \text{ s}^{-1}$ ) entlang des 2. Querschnittes (siehe Abb. 3.4. und 3.11.)

nen auf und in Gebieten, in denen  $\zeta < 0$  (cum sole) senken sie sich ab. An diese Isopyknenreaktion sind bestimmte vertikale Stabilitätsbedingungen der Schichtung geknüpft. Die Stabilität kann durch die Ermittlung der Schichtdicken zwischen zwei Isopyknen abgeschätzt werden. Das Beispiel in Abb. 3.11. belegt, daß im oberflächennäheren Bereich die statische Stabilität in antizyklonal umströmten Gebieten schwächer ist als in zyklonal umströmten. In Gebieten mit  $\zeta < 0$  (cum sole) nimmt die statische Stabilität mit zunehmender Dichte zu, während in Gebieten mit  $\zeta > 0$  (contra solem) eine vertikale Abnahme der statischen Stabilität zu verzeichnen ist (Abb. 3.13.).

Man erkennt, wie in Niveaus mit größer werdender Dichte die Stabilität im zyklonalen Regime abnimmt, während sie sich im antizyklonalen Gebiet entgegengesetzt verhält. Derartige Reaktionen sind prinzipieller Natur.

#### 3.4.1.2. Diskussion

Auf ungefähr  $51^\circ \text{ N}$  und  $35^\circ \text{ W}$  wurden mit Hilfe einer Schleppsonde die ozeanographischen Strukturen einer mesoskalen Front im Gebiet der nordatlantischen Polarfront aufgenommen. Anhand der gesammelten Daten belegte FISCHER (1987) die oben gemachten Aussagen für den offenen Atlantik. Unter Vorgabe einer Dichteverteilung, die mit einem prognostischen isopyknischen Frontogenesemodell ermittelt wurde, untersuchte ONKEN (1986) mit einem prognostischen Mäandermodell hydrodynamische Instabilitäten von Fronten. Seine Ergebnisse führten zu ähnlichen mäandrierenden Frontenströmungen, wie sie FISCHER (1987) im offenen Atlantik nachweisen konnte. Während es sich in diesen genannten Arbeiten um die Untersuchungen zur Struktur einer mäandrierenden Front mit strahlstromartiger Strömungscharakteristik handelt, findet man an der südöstlichen Frontzone des nordatlantischen Wirbels cum sole offensichtlich keine mäandrierende Strombänder mit Strahlstromcharakter. Aus dem Vergleich mit Abb. 3.6. geht hervor, daß die Strömungsgeschwindigkeiten relativ gering sind. Auffallend sind zwei wirbelähnliche zyklonale Strömungsverläufe im Nordteil des Untersuchungsgebietes. Stellt man sich zwei gegenläufige, um  $180^\circ$  phasenverschobene mäandrierende Strombänder vor, entspricht der visuelle Eindruck eines solchen Stromsystems dem Bild

zweier gleichsinnig rotierender Wirbel. Aufgrund dieses Umstandes wurde eine detaillierte Analyse des Wirbelsystems im Nordteil des Untersuchungsgebietes durchgeführt. Die Abb. 3.14. dient der Veranschaulichung nachfolgend diskutierter Ergebnisse.

Charakteristisch für diese Region ist, daß innerhalb zweier Bereiche mit zyklonalem Drehsinn, d.h. mit positiver relativer Vorticity, ein kleines Gebiet mit antizyklonaler IPV eingeschlossen wird. Das bedeutet, daß dort eine negative relative Vorticity des Stromfeldes vorlag. Bei dieser Wirbelanordnung wechselt die relative Vorticity in Querrichtung zweimal das Vorzeichen. Entlang der Linien  $f = 0$  sind die Zentren der stärksten Vertikalbewegung anzutreffen. Die Symmetrie in bezug auf Lage und Richtung der Vertikalgeschwindigkeit geht mit dem oben vorgestellten Konzept der Stromfeldkonfiguration konform. Aus den Rechenergebnissen wurde die ageostrophische Stromkomponente ermittelt, die sich aus der Differenz der Ergebnisse des nichtlinearen Modells und des geostrophischen Stromes ergibt.

Die ageostrophischen Strömungen sind im allgemeinen so gerichtet, daß sie senkrecht zu den Isolinien der relativen Vorticity verlaufen. Sie sind in Abb 3.14. als dünne Pfeile eingezeichnet. Die erhaltenen Ergebnisse lassen aber keine ausgezeichnete Richtung in bezug auf das Vorzeichen der relativen Vorticity erkennen.

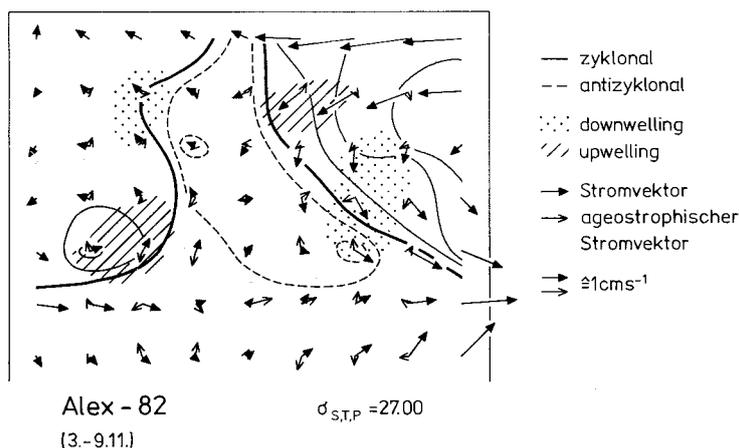


Abb. 3.14. Diagnostizierte Strömungsstruktur (volle Pfeile), der rechnerisch ermittelte ageostrophische Anteil (offene Pfeile), die daraus resultierenden Gebiete mit antizyklonaler relativer Vorticity (gebrochene Linien) und zyklonaler relativer Vorticity (geschlossene Linien). Die starke Linie repräsentiert die Orte, an denen die relative Vorticity Null ist. Weiterhin sind die Gebiete mit den größten Beträgen der Vertikalgeschwindigkeit eingetragen (punktiert - nach unten, schraffiert - nach oben)

Die in Abb. 3.12. bis 3.14. graphisch dargestellten Ergebnisse sind konsistent. Die Lage der stärksten Änderungen der relativen Vorticity sind dort zu finden, wo die Stromlinienkrümmung wechselt. Das trifft zu, wenn das "Stromband" von zyklonal auf antizyklonal und umgekehrt wechselt. Wie im Abschnitt 1.2. ausgeführt wurde, ist das System bestrebt, innerhalb einer Schicht die IPV in erster Näherung zu erhalten. Das führt entlang des Stromlinienverlaufs zum Strecken und Stauchen der Schichtdicke. Dieser Prozeß muß zwangsläufig an den Stellen Maximalwerte aufweisen, wo die maximalen Drängungen der Isolinien der relativen Vorticity auftreten, d.h., wo der Übergang von zyklonaler in antizyklonale (bzw. umgekehrt) Krümmung erfolgt. Eine Streckung tritt ein, wenn eine Wassersäule von einem Gebiet antizyklonaler Strömungsrichtung in ein zyklonal umströmtes Gebiet übergeht bzw. eine Stauchung der Wassersäule im umgekehrten Fall. Das Strecken und Stauchen einer Wassersäule ist aber an eine Vertikalbewegung gebunden. Somit sind sowohl die Lokalisation als auch die Spezifikation im Auf- und Abtrieb der rechnerisch

ermittelten Gebiete mit maximaler Vertikalgeschwindigkeit zu erklären. Ein Vergleich mit den Temperatur- und Nährstoffverteilungen entlang des zweiten Meridionalschnittes (Abb. 3.5.) bestätigt die qualitative Bestimmung der Positionen der Auf- und Abtriebsregionen.

Die Zentren der maximalen Vertikalbewegung sind also nicht an die Positionen der Vorticityextrema geknüpft, sondern sie sind dort anzutreffen, wo es zu einer Drängung der Isolinien der relativen Vorticity, verbunden mit einem Vorzeichenwechsel dieser Größe, kommt. Der Charakter der Vertikalbewegung, ob in Richtung Meeresoberfläche oder in tiefere Bereiche, wird durch die Folge des Übergangs von einem Vorzeichen der relativen Vorticity zum anderen festgelegt. Die hier anhand von Meßmaterialien dargelegten Zusammenhänge am Beispiel mesoskalier intermediärer Wirbelgebilde im offenen Atlantik sind in guter qualitativer Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen numerischer Modellösungen von ONKEN (1986). In Abb. 3.15. ist eine Momentaufnahme (nach 15 Tagen Entwicklungszeit) des "Aufspulprozesses" der IPV dargestellt. Ausgehend von einem zonalen parallelen Stromlinienverlauf und unter Vorgabe eines meridionalen IPV-Gradienten entwickelt sich zunächst ein mäandrierender Strömungsverlauf. Durch Anwachsen der Nichtlinearität zerfällt das Stromband in eine "Wirbelstraße". Ein Vergleich der Abbildungen 3.14. und 3.15. belegt die hohe Übereinstimmung in den wesentlichsten Punkten des diagnostizierten bzw. simulierten Prozesses.

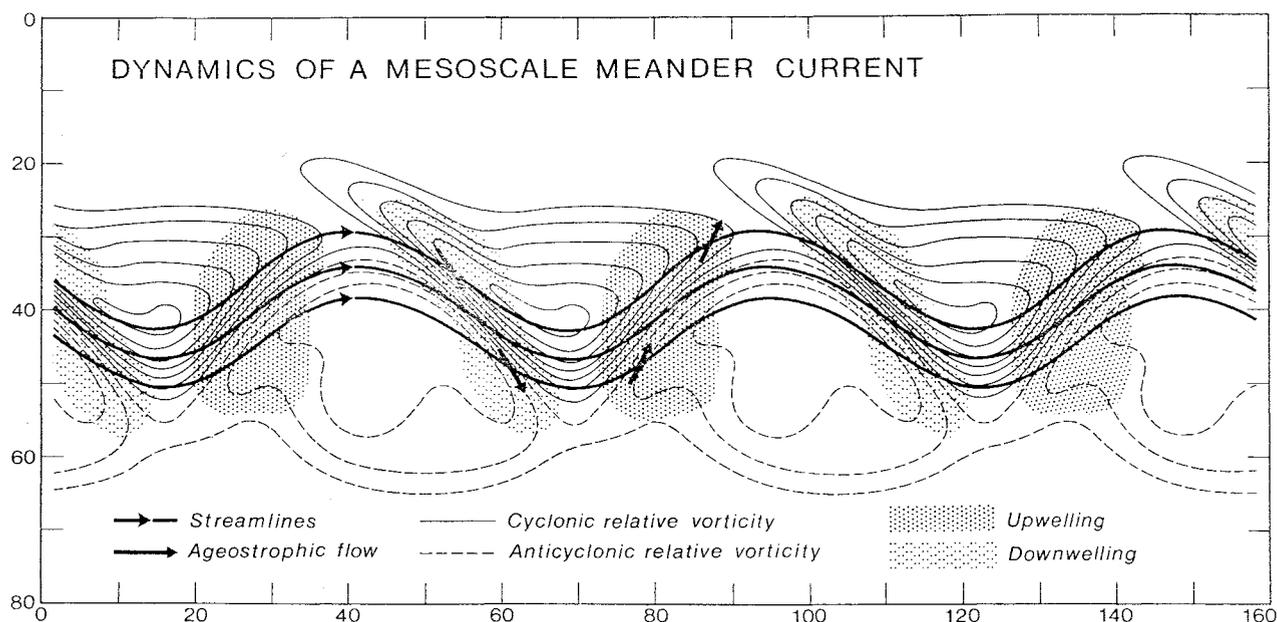


Abb. 3.15. Stromlinien und Isoplethen von  $Ro = \xi/f$  an der Meeresoberfläche sowie Vertikalgeschwindigkeit auf der Druckfläche  $2,5 \cdot 10^5$  Pa. Die ageostrophischen Strömungen (Pfeile) sind hypothetisch (nach ONKEN (1986)).

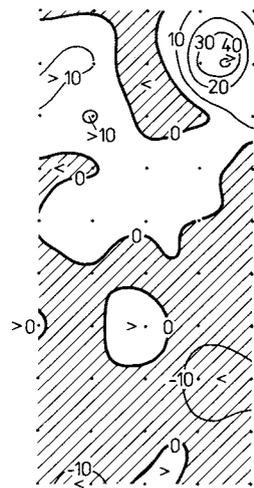
Setzt man voraus, daß in guter Näherung die IPV-Erhaltung innerhalb einer Schicht gewährleistet ist, wird das "Aufspulen der IPV" für den Fall  $\xi < 0$  durch die Trägheitsfrequenz limitiert. Unter dem "Aufspulen" der IPV wird der Prozeß verstanden, der durch Entzug kinetischer Energie aus dem Stromfeld zu einer Deformation des Stromfeldes und einer Erhöhung der IPV führt. Letztere koppelt wiederum als dynamisch aktive Größe auf das Stromfeld zurück.

Zyklonal umströmte Gebiete ( $\xi > 0$ ) sind keiner solchen Limitierung unterworfen. Der Krümmungsradius der wirbelartigen Gebilde kann hier beliebig klein werden, ohne daß die Erhaltung der IPV verletzt wird. Der minimale Krümmungsradius eines antizyklonal umströmten Gebietes liegt nach WOODS (1981) bei 4,3 km, wenn die Strömungsgeschwindigkeit einen Wert von ungefähr  $0,3 \text{ ms}^{-1}$  und der ROSSBY-Zahl  $Ro$  einen Wert von ungefähr  $Ro = \xi/f \approx 0,3$  aufweisen. Diese Zahlen sind als Richtgrößen aufzufassen und werden in der untersuchten Region nicht erreicht. Die Krümmungsradi-

dien sind um ein bis zwei Größenordnungen höher. Daraus den Schluß abzuleiten, daß die beobachteten Strömungsstrukturen ein Entwicklungsstadium einer sich vollziehenden Frontogenese sind, war naheliegend, doch kann er nicht als gesichert angesehen werden.

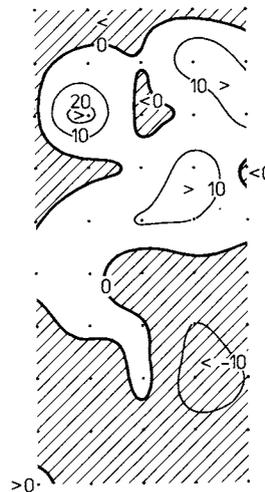
Eine weitaus größere Bedeutung für die gesamte Deckschichtdynamik und der daran gekoppelten Prozesse besitzt die IPV in bezug auf die Struktur und Modifikation der oberflächennahen Schichten. Beispielsweise läßt Abb. 3.11. den Schluß zu, daß antizyklonal umströmte Gebiete infolge ihrer relativ schwachen Schichtung günstigere Voraussetzungen für eine Vertiefung der Deckschicht aufweisen als Gebiete mit positiver relativer Vorticity. Aber gerade in den Zyklonen sind die vertikalen Temperatur- und anderen Eigenschaftsgradienten besonders hoch, die in diesen Gebieten zu einem erhöhten diapyknischen Energie- und Konzentrationsaustausch führen. Hinzu kommen die relativ hohen horizontalen Gradienten der dynamisch passiven Skalare, die innerhalb und unterhalb des Sprungschichtbereiches mit dem Vorzeichenwechsel der relativen Vorticity einhergehen. Beispielsweise können die horizontalen Temperaturgradienten den potentiellen Energievorrat regional modifizieren.

Wie bereits oben gesagt wurde, erlaubt die vorgenommene diagnostische Betrachtungsweise keine zeitbezogene Einschätzung der beobachteten Situation. So kann nicht ermittelt werden, ob ein Nährstoffeintrag in die euphote Schicht erfolgt. Ein derartiges Ereignis konnte durch die Beobachtungsergebnisse nicht belegt werden, wie Abb. 3.5. verdeutlicht. Aber nur dieser Prozeß ist Voraussetzung für eine Intensivierung der Bioproduktivität. OWEN (1981) führte aus, daß in Fronten und lokalen Wirbeln mit ihren spezifischen Wassereigenschaften und ihrer eigenständigen Dynamik unter anderem lokale Konzentrationen von Organismen, Entstehung neuer Gemeinschaften, die Verfrachtung ausgewählter Artengemeinschaften, lokale Erhöhung der Produktion der Organismen usw. nachgewiesen werden können. Die Raum- und Zeitskalen und ihre ökologischen Effekte hängen einerseits von den physikalischen Skalen des wirbelgenerierenden Mechanismus ab. Andererseits sind die biologischen Verteilungsmuster ebenso durch die Organismen und durch die ihnen eigenen



Alex - 82  $(IPV) \cdot 10^{11} / m^{-1} s^{-1}$   
3.-9.11.  $\sigma_{S,T,P} = 27,00$

Abb. 3.16. Horizontalverteilung der räumlichen Anomalie der IPV' in  $10^{11} m^{-1} s^{-1}$  auf der Dichtefläche  $\sigma_{S,T,P} = 27,00$ .



Alex - 82  $(IPV_0) \cdot 10^{11} / m^{-1} s^{-1}$   
3.-9.11.  $\sigma_{S,T,P} = 27,00$

Abb. 3.17. Horizontalverteilung der räumlichen Anomalie der  $IPV_0'$  in  $10^{11} m^{-1} s^{-1}$  auf der Dichtefläche  $\sigma_{S,T,P} = 27,00$ .

Eigenschaften bezüglich Nahrungsanforderungen, Reaktion auf Umweltveränderungen usw. bestimmt. Fragen bezüglich dieser Problematik können aber mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial nicht beantwortet werden. Die Ursache liegt in der fehlenden Vergleichsmöglichkeit mit biologischen Untersuchungen.

### 3.4.2. Isopyknische Potentielle Vorticity

#### 3.4.2.1. Ergebnisse

Unter Berücksichtigung der planetaren Vorticity  $f$  und der statischen Stabilität  $\frac{\partial \rho}{\partial z}$  erfolgt mit Hilfe der relativen Vorticity  $\xi$  die Berechnung der IPV. Ihre Verteilung auf den Isopyknen weist im Nordteil des Untersuchungsgebietes eine höhere räumliche Variabilität als im Süden auf. Das rechtfertigt nachträglich die Gebietsunterteilung in ein Nord- und Südgebiet. Beispielsweise verdeutlicht Abb. 3.15. diesen Sachverhalt auf der Dichtefläche  $\sigma_{S,T,P} = 27,00$ . Durch den direkten Vergleich der  $(IPV)'$  mit der  $(IPV_0)'$  (Abb. 3.16. und Abb. 3.17.) werden die Gebiete ausgewiesen, in denen die relative Vorticity gegenüber der planetaren zu vernachlässigen ist oder nicht. Beide Darstellungen beschreiben regionale Anomalien bezüglich des räumlichen Mittelwertes auf der betreffenden Dichtefläche.

#### 3.4.2.2. Diskussion der Ergebnisse

Ein Vergleich der Strukturen und der Beträge der  $IPV'$  und der  $IPV_0'$  weisen aus, daß im gesamten Untersuchungsgebiet große Übereinstimmung besteht. Das bedeutet, daß die Näherung der geostrophischen Balance mit  $Ro = \frac{U}{fL} \ll 1$  überall näherungsweise erfüllt ist. Diese Feststellung ist für das speziell untersuchte Gebiet und für die diagnostizierte Situation um so bemerkenswerter, als gerade im Nordteil die wirbelartigen Zentren mit relativ hohen Werten der IPV und den größeren horizontalen Variationen gegenüber dem Südgebiet angetroffen werden (siehe Abb. 3.9.).

Ein visueller Vergleich des ageostrophischen Stromanteils anhand Abb. 3.6. verdeutlicht, daß die größten Beträge dieser Größe im Südteil des Untersuchungsgebietes entlang der mittleren Längsachse zu finden sind. Lediglich zwischen den beiden zyklonischen Wirbeln des Nordteils treten Beträge des ageostrophischen Strömungsanteils von ungefähr  $5 \text{ cm s}^{-1}$  auf.

Durch die hohe geostrophische Anpassung von Strom- und Massenfeld in dem Gebiet der intermediären Wirbel ist ausgewiesen, daß die diagnostizierten ozeanographischen Verhältnisse sich in ausreichender Übereinstimmung mit den Resultaten des numerischen Experiments von ONKEN (1986) befinden. In seinem Mäandermodell wird die IPV als Erhaltungsgröße berücksichtigt. Das setzt implizit voraus, daß gegenüber dem geostrophischen Beitrag zur Vorticityproduktion die anderen Terme der Bewegungsgleichung nur vergleichbar geringe Anteile liefern, vergleiche Abschnitt 3.3.1.

Für die Erklärung der in Abb. 3.7. ausgewiesenen ageostrophischen Komponente können zwei unterschiedliche Ursachen angenommen werden. Im wirbelreichen Nordteil des Untersuchungsgebietes wird trotz der relativ hohen geostrophischen Anpassung zwischen Massen- und Stromfeld infolge der IPV-Produktion ein ageostrophischer Transport angeregt. Von ONKEN (1986) wurde dieser Transport allerdings nur hypothetisch angegeben (siehe Abb. 3.15.). In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß der ageostrophische Stromanteil näherungsweise senkrecht zu den Isolinen der relativen Vorticity gerichtet ist, wie es Abb. 3.14. ausweist.

Aufgrund zwei aufeinanderfolgender Expeditionen (Oktober 1982 und April 1983) kann ein Vergleich der Vertikalverteilung ozeanischer Parameter entlang einer gleichen Stationsfolge vorgenommen werden. Es erweist sich, daß beispielsweise die Temperaturverteilung zu beiden Beobachtungsterminen große Ähnlichkeit aufweist, wie sie in Abb. 3.5. dargestellt ist. Es ist aber

bemerkenswert, daß im südlichen Abschnitt des untersuchten Schnittes die zeitlichen Variationen der Tiefenlage der 15° C-Isotherme erheblich größer sind als im Nordabschnitt. Im Norden des Schnittes sind die Deformationen der genannten Isotherme ortsfest, d.h. sie sind zumindest für den Beobachtungszeitraum stationär.

Diese Beobachtungen scheinen im engen Zusammenhang mit den lokalen Ausdehnungen des Nordostpassats zu stehen. Die Lage der Nordgrenze dieses Windsystems "trennt" die oben charakterisierten Teilabschnitte der untersuchten Schnitte. Es ist anzunehmen, daß die Nordgrenze des Nordostpassats eine Grenze für die dynamischen Prozesse im Untersuchungsprozeß darstellt. Inwieweit die "Windkante" zur Abstrahlung von ROSSBY-Wellen (FENNEL und LASS, 1988) in diesem Gebiet führt, bedarf weiterer Untersuchungen, die in diesem Rahmen nicht ausgeführt werden konnten.

Somit kann angenommen werden, daß die im Südteil des Untersuchungsgebietes vorgefundenen großräumigen Anregungen zu advektiven Prozessen führen, die für die ausgewiesenen ageostrophischen Stromanteile verantwortlich sind.

#### 4. Zusammenfassende Schlußfolgerungen

Die Vorticityanalyse bietet methodisch die Möglichkeit, ausgewählte ozeanographische Erscheinungen zu erklären und daraus allgemeine Schlußfolgerungen abzuleiten. Das wurde anhand zweier ozeanographischer Problemkreise nachgewiesen. Die jeweils unterschiedlichen Fragestellungen wurden mit angepaßten Lösungsmethoden bearbeitet. Dabei handelt es sich um numerische Lösungsverfahren, mit denen das Stromfeld berechnet wurde. Daraus konnte die Vorticityverteilung abgeleitet werden.

Im ersten Teil der Arbeit wurde der Einfluß der Bodentopographie auf die Stromfeldverteilungen am Beispiel des Kanals von Moçambique untersucht. Die ozeanologischen Aktivitäten in dieser Region konzentrieren sich auf allgemeine Zirkulationsschemata, chemische und physikalische Wassermassenanalyse und fischereibiologische Aspekte. Neben den bereits genannten Veröffentlichungen belegen dies beispielsweise die Arbeiten von BRYANTSEV u.a. (1979), GRÜNDLINGH (1983, 1985), DE RUIJTER und BOUDRA (1985) bzw. BRINCA u.a. (1983) und DA SILVA (1984a, 1984b). Spezielle Untersuchungen zum Zusammenhang Bodentopographie - Stromfeld sind lediglich aus der Region des Agulhasstromsystems bekannt (HOLLAND, 1984, LUTJEHARMS und VAN BALLEGOYEN, 1984).

Die in der Arbeit vorgenommenen Untersuchungen stützen sich auf die windgetriebenen Stromfeldberechnungen. Sie resultieren aus der Anwendung eines Zwei-Schichten-Modells. Unter Vorgabe der Kanalgeometrie und -topographie, der Wasserstandsanomalien an den Kanalzugängen und der jahreszeitlich gemittelten regionalen Windverhältnisse wurde aus den berechneten Stromfeldern die Vorticity abgeschätzt. Das erfolgt methodisch durch Subtraktion der berechneten Geschwindigkeitsverteilungen unter Berücksichtigung der natürlichen Bodentopographie von denen unter Nichtberücksichtigung der örtlichen Tiefenverhältnisse in den Modellrechnungen. Dadurch konnte der bodentopographische Vorticityanteil des Stromfeldes separiert werden.

Anhand der Stromfeld- und Vorticityverteilungen wurde nachgewiesen, daß infolge der Vorticityproduktion im Schelfkantenbereich vor der ostafrikanischen Küste der polwärts setzende Strom eine Drängung erfährt. Das führt zu einer Intensivierung des Stromes, der regional Strahlstromcharakter annehmen kann, wie Beobachtungen belegen. Das erfolgt infolge der jahreszeitlich variierenden anregenden Windfelder mehr oder weniger ausgeprägt, ist aber qualitativ das ganze Jahr nachweisbar, wie die Vorticityverteilungen belegen. Am deutlichsten ist diese Erscheinung im Südsommer zu registrieren.

Anhand der Verteilungen der relativen Vorticity konnte regional ausgewiesen werden, wo die Bodentopographie im küstennahen Bereich einen kaltwasserauftriebsfördernden Einfluß auf das Stromfeld ausübt bzw. wo sie einem solchen entgegenwirkt. Das wurde mit biologischen Untersuchungsgrößen verglichen, deren Verteilungen 1977 vor der Küste der VR Moçambique aufgenommen

wurden. Die gefundenen Übereinstimmungen in der Richtung der bodentopographisch bedingten Vertikalbewegung konnten auch durch fischereibiologische Untersuchungen aus diesem Gebiet belegt werden. Anhand der Vorticityverteilung wurde demonstriert, daß nördlich von etwa  $16^{\circ}$  S und südlich von  $21^{\circ}$  S selbst im küstennahen Bereich die Bodentopographie eine abwärts gerichtete Vertikalbewegung induziert. Zwischen den genannten geographischen Breiten ist auf dem Schelf eine auftriebsunterstützende Wirkung der Bodentopographie auf das Stromfeld zu verzeichnen. Verallgemeinert man die an der ostafrikanischen Küste gewonnenen Ergebnisse, so wirkt die Bodentopographie entlang der Westküste Madagaskars im allgemeinen fördernd auf die Schmalbandigkeit des Moçambiquestromes und damit günstig auf den Kaltwasserauftrieb.

Eine Frage, die in den vorliegenden Untersuchungen unberücksichtigt blieb, ist die Bedeutung der jahreszeitlichen Variationen der Ein- und Ausstrombedingungen an den Kanalbegrenzungen im Norden und im Süden. Wie bereits im Abschnitt 2. ausgeführt wurde, sind diese im wesentlichen an die Intensitätsschwankungen und Meridionalverlagerungen des Südäquatorialstromes gekoppelt. Im Modell kann diese Reaktion durch vorgebbare Geschwindigkeits- bzw. Wasserstandanomalieverteilungen berücksichtigt werden. In den vorliegenden Untersuchungen wurden sie als zeitlich konstant angenommen.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Aussagen: Es wurde gezeigt, daß mit Hilfe eines relativ einfachen linearen Gleichungssystems unter Berücksichtigung einfacher Approximationsgrade der vertikalen Dichteverteilung generelle Strömungsstrukturen ermittelt werden können, die die beobachteten Stromfeldbeobachtungen in erster Näherung widerspiegeln. Darüber hinaus wurde gezeigt, wie der Einfluß einzelner Größen auf das Strömungsverhalten separiert werden kann. Derartige Untersuchungen gestatten einerseits die Beantwortung regionaler Probleme, andererseits tragen sie einen hohen Verallgemeinerungsgrad.

Im zweiten Teil der Arbeit stellte das zu untersuchende Problem vollkommen andere Anforderungen an den Lösungsalgorithmus. Es konnte gezeigt werden, wie aufgrund der ermittelten Vorticityverteilungen Rückschlüsse auf bestimmte ozeanologische Situationen gezogen werden können. ONKEN (1986) konnte in einem numerischen Frontogeneseexperiment zeigen, daß die vertikale Struktur der IPV-Gradienten maßgeblich die dynamischen Prozesse in einer ozeanographischen Frontzone bestimmt. Der theoretischen Erwartungshaltung folgend wurde versucht, die aufgezeigten Zusammenhänge auch in der Natur nachzuweisen. Der Nachweis wurde für die Region der intermediären Frontzone zwischen dem Nordatlantischen Zentralwasser im Norden und dem Südatlantischen Zentralwasser im Süden in intermediären Tiefen nordwestlich der Kap Verden erbracht. Die Ergebnisse wurden mit den Beobachtungen aus der Polarfrontzone verglichen. Dort trugen die Untersuchungen vornehmlich beschreibenden Charakter (LE GROUPE TOURBILLON, 1983, HARVEY und GLYNN, 1985, MITTELSTAEDT, 1987). Mit Hilfe einer Schleppsonde, die während des Meßprozesses zwischen 0 und 75 m vertikal alternierte, wurden von FISCHER (1987) die physikalisch-ozeanologischen Parameter und teilweise die Oberflächenströmungen im Gebiet der Nordatlantischen Polarfront erfaßt. Anhand des Meßmaterials konnte er wesentliche Aussagen von ONKEN (1986) belegen. Sehr von Nachteil erwies sich jedoch die Unkenntnis über die dreidimensionale Vorticityverteilung. Da keine "geschlossenen" Messungen der Strömungsgeschwindigkeiten vorlagen, konnte die relative Vorticity nicht ermittelt werden.

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß ein dreidimensionales nichtlineares numerisches Modell genutzt werden kann, um für die zu bearbeitende Problematik das Stromfeld und damit die gesuchte Vorticity aus einem mesoskal vermessenen Massenfeld zu diagnostizieren. Der ozeanologische Datensatz aus dem Übergangsgebiet des Kanaren- und des Nordäquatorialstromes nördlich der Kap Verden weist aus, daß dort intermediäre Frontzonen der Zentralwassermassen existieren.

Durch Berechnung der isopyknischen potentiellen Vorticity konnte die mittlere Vertikalverteilung der horizontalen IPV-Gradienten in dem Untersuchungsgebiet nordwestlich der Kap Verden bestimmt werden. Mit Hilfe anderer ozeanologischer Parameter wurden die Strukturen der daran geknüpften IPV-Front nachgewiesen, so wie sie ONKEN (1986) auswies.

Daraus resultieren folgende Aussagen:

In den folgenden Punkten konnten durch die Bearbeitung eines beobachteten Datensatzes mit einem nichtlinearen Modell die Ergebnisse der Simulationsrechnungen des oben genannten Autors bestätigt werden.

- Zentren mit maximaler Auf- und Abwärtsbewegung fallen mit den Stellen der Drängung der Isolinien der relativen Vorticity entlang der Linien des Vorzeichenswechsels dieser Größe zusammen.
- Die für einen erhöhten Nährstoffeintrag aus größeren Tiefen in die euphotische Schicht notwendige aufwärts gerichtete Vertikalströmung ist an die Zonen des Übergangs von zyklonal ( $f > 0$ ) zu antizyklonal ( $f < 0$ ) umströmten Gebieten gebunden; eine Abwärtsbewegung erfolgt für den umgekehrten Fall.
- Die Tiefenlage der Dichteflächen ist in zyklonalen Wirbelgebilden geringer als in Gebieten mit antizyklonalem Drehsinn.
- Diese Erscheinung ist im Vergleich zu antizyklonisch umströmten Gebieten in den zyklonisch umströmten Gebieten an eine höhere statische Stabilität gebunden.

Die letzte Aussage hat für einen eventuellen Nährstoffeintrag in die lichtdurchflutete Oberflächenschicht eine große Bedeutung. Wenn die äußeren Bedingungen, beispielsweise gegeben durch das Windfeld, in der Lage sind, die Sprungschicht zu erodieren, wird das vorrangig in den Gebieten mit  $f < 0$  infolge der geringeren statischen Stabilität erfolgen.

Anhand des Beobachtungsmaterials aus dem Untersuchungsgebiet konnte mit Hilfe der numerischen Untersuchungen gezeigt werden, daß

- an der nördlichen Grenze des Frontbereiches zwischen dem im Nordwesten anstehenden Nordatlantischen Zentralwasser und dem aus der Region von Kap Blanc herangeführten Südatlantischen Zentralwasser die geostrophische Balance in ausreichender Näherung erfüllt ist.
- in der sich südlich davon anschließenden Region können die Reibung und die Advektion zu einer nicht zu vernachlässigenden ageostrophischen Komponente führen.

Die Folge davon ist ein "Auflaufen" intermediärer Einschlüsse auf die quasigeostrophischen intermediären Wirbel. Durch die "Zufuhr" von SACW aus dem Schelfgebiet westlich Kap Blancs muß der nordöstlich der Kap Verden vorgefundene Frontbereich mit seinen intermediären Wirbeln für den generellen Energie- und Wassereigenschaftsaustausch im Nordatlantik eine bedeutende Rolle spielen. Die hier anzutreffenden anomal großen horizontalen thermischen Gradienten bzw. die der Meerwasserinhaltsstoffe (Salz, Nährstoffe usw.) führen zu einem regional erhöhten Austausch von Wärme, Salz, Nährstoffe und potentieller Vorticity. Dieser Prozeß ist irreversibel. Während der Entstehung von Mäandern und Wirbeln finden intensive Vermischungsprozesse im Bereich mesoskalärer Fronten statt. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen zur Kinematik im Frontbereich der Südflanke des großräumigen Wirbels cum sole deuten auf die Bedeutung dieses Gebietes für die großskaligen Austauschvorgänge in bezug auf die Gesamtzirkulation im Nordatlantik hin. Methodisch konnte der Nachweis erbracht werden, daß das verwendete mathematische Kalkül in der Lage ist, aus einem mesoskal vermessenen Massenfeld das dazugehörige dreidimensionale nichtlineare Stromfeld zu diagnostizieren. Dieses gestattet dann die Berechnung abgeleiteter Größen bzw. die Aussagen zum Zustand gerade ablaufender Prozesse. Allerdings muß man einschränkend sagen, daß mit der in dieser Arbeit herangezogenen diagnostischen Untersuchungsmethode lediglich eine kinematische Analyse der vorgefundenen Verhältnisse möglich ist. Ein weiterer grundlegender Ausbau des Kenntnisstandes bedarf der Untersuchungen der dynamischen Prozesse. Die Möglichkeit dazu bieten prognostische Modellvarianten. Neben den Vorzügen der isopyknischen Betrachtungsweise ist es vor allem eine günstigere vertikale Auflösung von Modellen mit quasivertikalen Koordinaten. Beispielsweise kann die Dichte als eine solche Vertikalkoordinate in Betracht gezogen werden.

Ausgehend vom dargelegten Wissensstand mögen die weiteren Untersuchungen den Fragen der Dynamik im Deck- und Sprungschichtbereich gewidmet sein. Eine außerordentliche Bedeutung ergibt sich in diesem Zusammenhang aus der Beschaffenheit des Vertikalprofils der horizontalen IPV-Gradienten.

ONKEN (1986) konnte zeigen, daß durch die Konturen von  $\delta/\delta z$  ( $\nabla$ IPV) die dynamische Struktur einer Front und ihr weiterer Entwicklungsablauf vorherbestimmt sind.

Die hier getroffenen Aussagen sind nicht nur auf die physikalischen Prozesse in derartigen Frontbereichen beschränkt. Wie anhand von Beispielen aus der Literatur gezeigt werden konnte, spielen die Bereiche starker Wirbelaktivitäten auch in bezug auf biologische Feldverteilungen und Produktionsraten eine besondere Rolle. Damit rücken derartige Regionen unter dem Gesichtspunkt fischereibiologischer Aspekte auch ökonomisch in den Vordergrund ozeanologischer Untersuchungen im offenen Ozean.

Durch den Einschluß in mesoskalen Wirbeln können "eingefangene" Arten den unterschiedlichsten Bedingungen und Einflüssen unterliegen. Die physikalischen Gegebenheiten und das Nährstoffangebot können in derartigen Wirbeln dazu führen, daß Bakterien und Phytoplankton höhere Abundancen, ungewöhnliche Artenzusammensetzungen und veränderte Verteilungsmuster im Innern von Wirbeln aufweisen als im umgebenden Wasser. Das zeigten LOCHTE und PFANNKUCHE (1987) anhand spezieller Untersuchungen im Gebiet der Nordatlantischen Polarfront. Zu ähnlichen Aussagen gelangten BECKMANN u.a. (1987) durch Analysen der Zooplanktonkonzentrationen aus dem selben Untersuchungsgebiet.

Es sei darauf verwiesen, daß neben den chemisch-biologischen auch physikalische Prozesse unmittelbaren Einfluß auf die Gemeinschaftsentwicklung nehmen. So weisen LOCHTE und PFANNKUCHE (1987) darauf hin, daß Austauschprozesse zwischen den sich unterscheidenden Wassermassen der Wirbel und der Umgebung zur Herausbildung eines "mittleren Typs" von Organismen führen, aber auch zum Absterben anderer Arten führen kann. Advektive Prozesse können dazu führen, daß mit einem Wirbel Fronten durchquert werden können. Das führt zu einer mittleren Permeabilität der Front in bezug auf kleine Meeresorganismen, die sonst lediglich auf einer der Seiten einer Front anzutreffen sind (MITTELSTAEDT, 1987). Mit diesen kurzen Darlegungen sollte die biologische Bedeutung der in der vorliegenden Arbeit diagnostizierten intermediären Frontzone unterstrichen werden. Dabei gilt es stets zu beachten, daß die biologische Effektivität mesoskalen Wirbel durch die Reaktionszeit der Planktonorganismen bestimmt ist (ANGEL und FASHAM, 1983).

Methodisch gibt es durchaus effektivere numerische Lösungsverfahren (beispielsweise SOR-Verfahren, variable (zeitliche) Schrittweitensteuerung usw.) als die, die hier zur Anwendung kamen. Man kann aber feststellen, daß mit den speziellen Problembearbeitungen die erstellten numerischen Lösungsalgorithmen ihre Arbeitsfähigkeit nachgewiesen haben. Obwohl gleichzeitig ihre Grenzen offengelegt wurden, sind sie in der Lage, zur Lösungsfindung einer Reihe weiterer offener Fragen dienlich zu sein. Numerische Lösungsverfahren und daraus abgeleitete Größen bieten die Möglichkeit, mit wesentlich geringerem Material- und Kostenaufwand Aussagen zu treffen, als unmittelbare "Vor-Ort-Untersuchungen". Dabei ist es möglich, Teilaspekte zu separieren, was aus Naturbeobachtungen mitunter nicht erfolgen kann. Die kurz genannten Vorteile können beispielsweise zur unmittelbaren Beantwortung wirtschaftlicher Fragestellungen und zur Bearbeitung von Themen der Grundlagenforschung herangezogen werden. Genannt seien beispielsweise Studien zu Stromfeldverteilungen im Zusammenhang mit Transport- und Sedimentationsproblemen in nationalen Gewässern (Müggelsee, Greifswalder Bodden, Darßer Boddenkette usw.) und zur Stromfeldabschätzung für Sofortentscheidungen an Bord von Forschungsschiffen auf Randmeeren und Ozeanen. Ohne eine vollständige Liste der zu bearbeitenden Probleme angeben zu wollen, sei aufgrund der Bedeutung des Umweltschutzes auf die "Realisierungen" möglicher Havariesituationen durch Schiffsunglück, Pipelinebruch usw. hingewiesen, die nur durch numerische Simulationsrechnungen möglich sind.

5. Liste der wichtigsten Symbole

$r = (x, y, z)$	m	Ortsvektor mit seinen kart. Koordinaten
t	s	Zeit
S		Salzgehalt
T	°C	Temperatur (in situ)
$\theta$	°C	Potentielle Temperatur
	°	Geographische Breite
R	m	Erdradius
r	m	Entfernung bis zum Erdmittelpunkt
S	m	Tiefenlage der ungestörten Meeresoberfläche
s	m	Anomalie der Meeresoberfläche bezüglich S
D	m	Tiefenlage der ungestörten Dichteschicht
d	m	Anomalie der Dichteschicht bezüglich D
H	m	Wassertiefe
$w = (u, v, w)$	$m s^{-1}$	Strömungsvektor mit seinen Komponenten
$w^W = (u^W, v^W)$	$m s^{-1}$	Windgeschwindigkeitsvektor mit seinen Komponenten
$c_S$		Reibungskoeffizienten
$c_D$		
$c_B$		Windschub an der Meeresoberfläche
$T^X_S, T^Y_S$	$N m^{-2}$	
$T^X_D, T^Y_D$	$N m^{-2}$	Reibungsparameter der baroklinen Grenzschicht
$T^X_H, T^Y_H$	$N m^{-2}$	Reibungsparameter am Meeresboden
$D^*$	m	Höhe der Windregistrierung über der Meeresoberfläche
$A_h$	$m^2 s^{-1}$	Horizontaler Impulsaustauschkoeffizient
$A_v$	$m^2 s^{-1}$	Vertikaler Impulsaustauschkoeffizient
$\rho$	$kg m^{-3}$	Dichte des Wassers
$\rho_{max}$	$kg m^{-3}$	Maximale Dichte des Wassers
$\sigma_{S, T, P} = (\rho / \rho_{max} - 1) \cdot 10^3$		Sigma-STP
$\rho_a$	$kg m^{-3}$	Dichte der Luft
$\omega$	$s^{-1}$	Winkelgeschwindigkeit der Erde
$f = 2 \omega  \sin \varphi$	$s^{-1}$	Coriolisparameter
$\beta = 2 \omega  \cos \varphi_0 / R$	$m^{-1} s^{-1}$	$\beta$ -Parameter
g	$m s^{-2}$	Gravitationskonstante
$g' = g \rho^* / \rho$	$m s^{-2}$	Reduzierter Gravitationsparameter
$\zeta$	$s^{-1}$	Relative Vorticity
$\zeta_a$	$s^{-1}$	Absolute Vorticity
PV	$m^{-1} s^{-1}$	Potentielle Vorticity
IPV   $\sigma_{S, T, P} = const.$	$m^{-1} s^{-1}$	Isopyknische Potentielle Vorticity
IPV <sub>0</sub>   $\sigma_{S, T, P} = const.$	$m^{-1} s^{-1}$	IPV Nullter Ordnung
$H^*$	m	Schichtdicke zwischen zwei Isopyknen
$\nabla$		Nablaoperator
$\nabla_h$		Horizontaler Nablaoperator
$\Delta$		LAPLACE-Operator
$\Delta_h$		horizontaler LAPLACE-Operator

## 6. Literaturverzeichnis

- AKIMA, A.: A New Method of Interpolation and Smooth Curve Fitting based on local procedures. - Journal of Applied Computational Mathematics, 17 (1970) 4. - S. 589-602.
- AMOROCHO, J., DEVRIES, J., J.: A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces. - Washington: Journal of Geophysical Research, 85(1980), S. 433-442.
- ANGEL, M.V., FASHMAN, M.J.R.: Eddies in biological processes. - In: Robinson, A.R. (ed.) Eddies in marine science, Springer-Verlag, Berlin, 1983. - S. 492-524.
- ANON.: Atlas Okeanov - Tom 2, Atlanticeskij i Indijskij Okeany. - Leningrad: GMNIO Moskva SSSR, 1977. - S. 196-202.
- BARTON, E.D., HUGHES, P., SIMPSON, J.H. .: Vertical shear observed at contrasting sites over the continental slope off NW Africa. - Oceanologica acta, 5 (1982) 2. - S. 169-178.
- BAUMERT, H.: Beitrag zur Physik und numerischen Simulation von Oberflächengewässern unter Berücksichtigung der Wasserbeschaffenheit. - Dresden: Dissertation B, TU Dresden, 1988. - 198 S.
- BECKMANN, A.: Modelling of mesoscale instability process. Three-dimensional models of marine and estuarine Dynamics. - Proceedings of the 18th Liege Colloquium, Amsterdam - Oxford - New York - Tokio: Elsevier Oceanography Series 45, 1987.
- BECKMANN, W., AURAS, A., HEMLEBEN, CH.: Cyclonic cold-core eddy in the eastern North Atlantic III. Zooplankton. - Marine Ecology Progress-Serie 39 (1987). - S. 165-173.
- BLECK, R., BOUDRA, D.B.: Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. - Boston: Journal of Physical Oceanography 11 (1981). - S. 755 - 770.
- BOWMAN, M.J., ESAIAS, W.E.: Oceanic Fronts in Coastal Processes. - Berlin: Springer-Verlag, 1978.
- BRETTSCHEIDER, G.: Anwendung des hydrodynamisch-numerischen Verfahrens zur Ermittlung der  $M_2$ -Mitschwingungszeit der Nordsee. - Hamburg: Mitteilungen des Instituts für Meereskunde VII (1967a). - 65 S.
- BRETTSCHEIDER, G.: Modelluntersuchungen der Gezeiten der Nordsee unter Anwendung des hydrodynamisch-numerischen Verfahrens. - Hamburg: Mitteilungen des Instituts für Meereskunde VIII (1967b). - 49 S.
- BRINCA, L., DA SILVA, A., SOUSA, L., SOUSA, I., M., SAETRE, R.: a survey on the fish resources at Sofala Bank - Mozambique, September 1982. - Reports on surveys with the r/v "Dr. Friedtjof Nansen", Instituto de Investigacao Pesqueira - Maputo, Institute of Marine Research - Bergen (1983). - 69 S.
- BRYANTSEV, V.A., PAVLUKHIN, S.V., PELEVIN, A.S.: Characteristics of geostrophic currents and the subtropical Convergence zone in the Southwestern Indian Ocean. - Moskva: Okeanologija 19 (1979) 4. - S. 395-399.
- BRYAN, K.: A numerical investigation of a nonlinear model of the world ocean. - Journal of atmospheric Science 20 (1963). - S. 594 - 606.
- CHARNEY, J.G.: The generation of oceanic currents by wind. - New Haven: Journal of Marine Research 14 (1955). - S. 477-498.
- CHIMIZA, W.A.: O vodnych massach i gidrochemii mosambikskogo proliva. - UNESCO, Collected reprints of the International Indian Ocean Expedition, Vol. VII, contribution no. 533. Reprinted from Okeanol. issled. no. 19 (1968). - S. 180
- CREPON, M.: Presentation d'observations faites a GEK en 1962. - Paris: Cahiers Oceanographique 16 (1964). - S. 869-874.
- DA SILVA, A.: Circulation system and areas of potentially successful tuna fishing with surface methods off Mozambique. - Instituto de Investigacao Pesqueira, Revista de Investigacao Pesqueira 11 (1984 a). - S. 5-40.

- DA SILVA, A.: Hydrology and fish distribution at the Sofala Bank (Mozambique). - Instituto de Investigacao Pesqueira, Revista de Investigacao Pesqueira 12 (1984 b). - S. 5-36.
- DANTZLER, H.L.: Potential energy maxima in the tropical and subtropical North Atlantic. - Boston: Journal of Physical Oceanography 7 (1977). - S. 512-519.
- DE RUIJTER, W.P.M., BOUDRA, D.B.: The wind-driven circulation in the South-Atlantic/Indian Ocean. I. Numerical Experiments in a one-layer model. - Oxford: Deep-Sea Research 32 (1985) 5. - S. 557-574.
- DEFANT, A.: Zur Dynamik des äquatorialen Gegenstromes. - Berlin: Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie 6 (1941). - S. 249-260.
- DEMIN, J.L., USYCHENKO, I.G.: Cislennoe issledovanie sezonnoj klimaticheskoy Cirkuljacii vod v rajone Mozambikskogo proliva. - V knige: Okeanologicheskie issledovanija, Moskva: Radio i svjaz (1982), Nr. 39.
- DHI: Monatskarten für den Indischen Ozean. - Hamburg: Deutsches Hydrographisches Institut, Publikation N2422, 1960.
- DIKINOV, CH.Z., ZOLUDEV, V.D.: O rascetach koefficienta soprotivlenija i naprojazenija na po-verchnosti okeana. - Moskva: Okeanologiya 5 (1980). - S. 837-843.
- DONGUY, J.R., PITON, B.: Apercu des conditions hydrologiques de la partie nord du Canal de Mozambique. - Paris: Cahiers Oceanographique 7 (1969). - S. 3-26.
- DUNCAN, C.P.: The Agulhas Current. - Ph.D. thesis, University of Hawaii (1970)
- DÜNG, W., SCHWILL, W.D.: Ausbreitung und Vermischung des salzreichen Wassers aus dem Roten Meer und aus dem Persischen Golf. - Berlin/W., Stuttgart: "Meteor"-Forschungsergebnisse, A (1967) 3.
- EKMANN, W.: Über Horizontalzirkulation bei winderzeugten Meeresströmungen. - Stockholm: Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik 17 (1905) 26. - 74 S.
- ERTEL, M.: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. - Berlin: Meteorologische Zeitschrift 59 (1942). - S. 271-281.
- FENNEL, W., LASS, H.-U.: Analytical Theory of Forced Waves. - Berlin: Akademie Verlag, 1989. - 304 S. (in Druck)
- FISCHER, J.: Struktur und Dynamik einer mesoskaligen Front im Wirbelfeld des nordatlantischen Stromes. - Kiel: Bericht des Instituts für Meereskunde 164 (1987). - 173 S.
- FIUZA, A.F.G., HALPERN, D.: Hydrographic observations of the Canary Current between 21° N and 25.5° N in March/ April 1974. - Rapp. P.-v. Reun. Cons. int. Explor. Mer. 180 (1982). - S. 47-53.
- FRIEDRICH, H.: Numerische Berechnungen der allgemeinen Zirkulation im Meere nach einem Differenzenverfahren, vornehmlich für den atlantischen Ozean. - Hamburg: Mitteilungen des Instituts für Meereskunde III (1966). - 60 S.
- GRIFFITH, J.F.: Climates of Africa. - In: World Survey of Climatology, Vol. 10, Amsterdam - London - New York, 1972. - S. 389-408.
- GRÜNDLINGH, M.L.: Some characteristics of the flow in the Mozambique Basin. - Fifth National Oceanographic Symposium, Grahamstown, 24.-28. Jan. 1983, Abstracts, (1983). - S. A6.
- GRÜNDLINGH, M.L.: Features of the circulation in the Mozambique Basin in 1981. - New Haven: Journal of Marine Research 43 (1985) 4. - S. 779-792.
- GRÜNDLINGH, M.L.: On the seasonal temperature variation in the Southwestern Indian Ocean. - Johannesburg: South African Geographical Journal 69 (1987) 2. - S. 129-137.
- HAGEN, E.: Einige charakteristische Parameter (zeitlich und räumlich gemittelt) des mesoskalen küstennahen Kaltwasserauftriebs vor Nordwestafrika im Frühjahr 1976. - Berlin: Geodätische und Geographische Veröffentlichungen IV (1978) 26. - 18 S.
- HAGEN, E.: A meandering intermediate front North-West off Cape Verde Islands. - Paris: Oceanographie tropicale 20 (1985) 1. - S. 71-83.
- HAGEN, E., ZAHN, W.: On the influence of large scale winds upon mesoscale upwelling dynamics off NW-Africa. - Paper, International Council for the Exploration of the Sea, C.M., (1980) c: Hydrography Committee

- HAGEN, E., SCHEMAINDA, R.: Zur intermediären Ausbreitung des SACW im äquatorialen Stromsystem, im Auftriebsgebiet vor Nordwestafrika und in wirbelartigen Gebilden nordwestlich der Kap Verden. - Warnemünde: Unveröffentlichter Arbeitsbericht (1986), 49 S.
- HALTINER, J.H., MARTIN, F.L.: Frontogenesis, Kapitel 17. - In: Dynamical and Physical Meteorology, New York: McGraw Hill, 1957. - S. 287-296.
- HANSEN, W.: Theorie zur Errechnung des Wasserstandes und der Strömungen in Randmeeren nebst Anwendungen. - Stockholm: Tellus 8 (1956) 3. - S. 287-300.
- HANSEN, W.: Hydrodynamical methods applied to oceanographic problems. - Hamburg: Mitteilungen des Instituts für Meereskunde I (1962). - S. 35-50.
- HARRIS, T.F.W.: Features of the surface currents in the South West Indian Ocean. - In: SANCOR Symposium "Oceanography in South Africa", Durban (1970). - 13 S.
- HARRIS, T.F.W.: Sources of the Agulhas Current in the spring of 1964. - Oxford: Deep-Sea Research 19 (1972). - S. 633-650.
- HARVEY, J., GLYNN, S.: Water mass structure and transport in the Tourbillon eddy. - Oxford: Deep-Sea Research 32 (1985). - S. 675-695.
- HELLERMANN, S.: Charts of the variability of the wind stress over the Tropical Atlantic. - Oxford: Deep-Sea Research, GATE-Supplement 2 to Vol. 26 (1980). - S. 63-75.
- HOLLAND, W.R.: On the wind-driven circulation in an ocean with bottom topography. - Stockholm: Tellus 19 (1967). - S. 582-600.
- HOLLAND, W.R.: Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary currents. - Geophysical Fluid Dynamic 4 (1976). - S. 187-210.
- HOLLAND, W.R.: Numerical studies of the Agulhas Retroflexion region. - EOS, Transactions of the American Geophysical Union 65 (1984) 45. - 930 S.
- HOLLAND, W.R., McWILLIAMS, J.C.: Computer modelling in physical oceanography from the global circulation to turbulence. - Easton: Physics today 10 (1987). - S. 51-57.
- HOSKINS, B.J., McINTYRE, M.E., ROBERTSON, A.W.: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. - London: Quarterly Journal of the Meteorological Society 111 (1985). - S. 877-946.
- HUPPERT, H.E., BRYAN, K.: Topographically generated eddies. - Oxford: Deep-Sea Research 23 (1976). - S. 655-679.
- HUTSON, W.H.: The Agulhas Current During the Late Pleistocene: Analysis of Modern Faunal Analogs. - Washington: Science, Vol. 207, January (1980). - S. 64-66.
- KILLWORTH, P.D.: On determination of absolute velocities and density gradients in the ocean from a single hydrographic section. - Oxford: Deep-Sea Research 27A (1980). - S. 901-929.
- KRAUSS, W.: Methods and results of theoretical oceanography. I. - Berlin: Gebrüder Borntraeger, 1973. - 235 S.
- KRAUSS, W.: The North Atlantic Current. - Journal of Geophysical Research 91 (1986). - S. 5061-5074.
- KRUMMEL, O.: Handbuch der Ozeanographie, Bd. II.- Stuttgart: Verlag von J. Engelshorn Nachf. (1911). - 766 S.
- LASS, H.-U., FENNEL, W.: Zur Filterung stochastischer Prozesse und Anwendbarkeit der REYNOLDS-Regeln. - Tagung Transportprozesse in turbulenten Strömungen, Eisenach 20. - 24.11.1978, Berlin (1979). - S. 137-152.
- LASS, H.-U., WULF, C., SCHWABE, R.: Methoden und Programme zur automatischen Erkennung und Korrektur von Meßfehlern in ozeanologischen Vertikalprofilen. - Warnemünde: Beiträge zur Meereskunde 48 (1983). - S. 95-111.
- LE GROUPE TOURBILLON: The Tourbillon experiment: a study of mesoscale eddy in the eastern North Atlantic. - Oxford: Deep-Sea Research 30 (1983). - S. 475-511.
- LEVITUS, S.: Climatological atlas of the world ocean. - NOAA Technical Paper 13 (1982). - 173 S.
- LOCHTE, K., PFANNKUCHE, O.: Cyclonic cold-core eddy in the eastern North Atlantic. II Nutrients, phytoplankton and bacterioplankton. - Marine Ecology Progress-Serie 39 (1987). - S. 153-164.

- LUTJEHARMS, J.R.E.: The Agulhas Current System During the Northeast Monsoon Season. - Boston: Journal of Physical Oceanography 6 (1976) 5. - S. 655-670.
- LUTJEHARMS, J.R.E., BANG, N.D., DUNCAN, C.P.: Characteristics of the current east and south of Madagascar. - Oxford: Deep-Sea Research 28 (1981) 9A. - S. 879-899.
- LUTJEHARMS, J.R.E., VAN BALLE-GOOYEN, R.C.: Topographic control in the Agulhas Current system. - Oxford: Deep-Sea Research 31 (1984) 11A. - S. 1321-1337.
- LUYTEN, J., PEDLOSKY, J., STOMMEL, H.: The ventilated thermocline. - Boston: Journal of Physical Oceanography 13 (1983). - S. 292-309.
- MacVEAN, M.K., WOODS, J.D.: Redistribution of scalars during upper ocean frontogenesis: a numerical model. - London: Quarterly of the Journal of Royal Meteorological Society 106 (1980). - S. 293-311.
- MEIER-FRITSCH, H.: A Numerical model of the Northwest African upwelling. - Hamburg: Mitteilungen des Instituts für Meereskunde 24 (1981). - 233 S.
- MENACHE, M.: Premiere campagne oceanographique du "Commandant Robert Giraud" dans le Canal de Mozambique, 11 octobre an 28 novembre 1957. - Paris: Cahiers Oceanographique XV (1963) 4. - S. 224-235.
- MESINGER, F., ARAKAWA, A.: Numerical methods used in atmospheric models. - GARP Publication Serie 17 (1976) I. - 64 S.
- MITTELSTAEDT, E.: Cyclonic cold-core eddy in the eastern North Atlantic. I. Physical description. - Marine Ecology Progress Serie 39 (1987). - S. 145-152.
- MORGAN, G.W.: On the wind-driven ocean circulation. - Stockholm: Tellus 8 (1956). - S. 301-320.
- MUNK, W.H.: On the wind-driven ocean circulation. - J. Meteor 7 (1950) 2. - S. 79-93.
- MÖCKEL, F.: Die ozeanologische Meßkette OM-75, eine universelle Datenerfassungsanlage für Forschungsschiffe. - Warnemünde: Beiträge zur Meereskunde 43 (1980). - S. 5-14.
- NEHRING, D., WOLF, G., KAISER, W., DA SILVA, A., SCHEMAINDA, R., HAGEN, E., MICHELCHEN, N., KÜHNER, E., POSTEL, L., BRENNING, U., GOSSELCK, F., ARLT, G., SIEGEL, H., GOHS, L., BUBLITZ, G.: The oceanological conditions in the western part of the Mozambique Channel in February - March 1980. - Berlin: Geodätische und Geophysikalischen Veröffentlichungen IV (1984) 39. - 163.
- OLBERS, D., J., WENZEL, M., WILLEBRAND, J.: The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data. - Review of Geophysics, 23(4)1985. - S. 313-356.
- ONKEN, R.: Numerische Simulation der Erzeugung und Instabilität mesoskaliger Fronten. - Kiel: Berichte des Instituts für Meereskunde 156 (1986). - 188 S.
- OWEN, R.W.: Fronts and Eddies in the Sea: Mechanism, Interactions and Biological Effects. - in Analysis of Marine Ecosystems, London - New York - Toronto - Sidney - San Francisco: Academic Press (1981). - S. 197-233.
- RAMMING, H.G., KOWALIK, Z.: Numerical Modelling of Marine Hydrodynamics Applications to Dynamical Physical Processes. - Amsterdam - Oxford - New York: Elsevier, 1980. - 368 S.
- ROLL, H.U.: Physics of the Marine Atmosphere. - New York: Academic Press, 1965. - 426 S.
- SAETRE, R.: Surface currents in the Mozambique Channel. - Oxford: Deep-Sea Research 32 (1985) 12. - S. 1457-1467.
- SAETRE, R., DA SILVA, P.: The marine fish resources of Mozambique. - Servico de Investigacoes Pesqueiras, Maputo, Institute of Marine Research, Bergen (1979). -
- SAETRE, R., DA SILVA, P.: The Circulation of the Mozambique-Channel. - Oxford: Deep-Sea Research 31(1984). - S. 485-508.
- SARKISYAN, A.S.: Cislennyi Analiz u Prognoz morskich tecenij. - Leningrad: Gidrometeoizdat, 1977. - 180 S.
- SARKISYAN, A., DEMIN, YU., BRECHOVSKICH, A.: Calculation of the climatic water circulation of the world ocean. - Ocean Modelling 40 (1981). - S. 3-5.
- SARKISYAN, A.S., DEMIN, JU.L., BRECHOVSKICH, A.L., SACHANOVA, T.V.: Metody u rezultaty resceta Cirkuljacji vod Mirovogo Okeana. - Leningrad: Gidrometeoizdat, 1986. - 151 S.

- SCHEMAINDA, R., HAGEN, E.: On steady state intermediate vertical currents induced by the Mozambique current. - Paris: Oceanographie tropicale 18 (1983) 1. - S. 81-88.
- SCHEMAINDA, R., KAISER, W., POSTEL, L.: Ergebnisse ozeanologischer Untersuchungen mit dem FFS "Ernst Haeckel" im westlichen Mocambique-Kanal im März 1979. - Warnemünde: Wissenschaftlicher Bericht des Instituts für Meereskunde, 1980. - 41 S.
- SCHMITZ, H.P.: Modellrechnungen zu winderzeugten Bewegungen in einem Meer mit Sprungschicht. - Hamburg: Deutsche Hydrographische Zeitschrift 17 (1964) 5. - S. 202-232.
- SCHMITZ, H.P.: Modellrechnungen zur deep-water-surge-Entwicklung - das externalsurge problem. - Hamburg: Deutsche Hydrographische Zeitschrift 18 (1965) 2. - S. 49-70.
- SCHOTT, F., STOMMEL, H.: Beta-spirals and absolute velocities in different oceans. - Oxford: Deep-Sea Research 25 (1978). - S. 961-1010.
- SCHWIND von, J.J.: Geophysical Fluid Dynamics for Oceanographers. - New York: Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, 1980. - 307 S.
- SIEDLER, G.: Die Ventilation der Warmwassersphäre im Nordatlantik. - Hamburg: Annalen der Meteorologie (Neue Folge) 23 (1986). - S. 137-140.
- SOARES, G.R.: Contribution a l'étude de l'hydrologie et de la circulation du Canal de Mozambique en lieue anstral. - These de 3 eme cycle, Universite de Paris VI (1975). - 89 S.
- STARR, V.P., NIEBURGER, M.: Potential Vorticity as a conservative property. - New Haven: Journal of Marine Research 3 (1940). - S. 202-210.
- STERN, M.E.: Ocean Circulation Physics. - International Geophysics Series, Vol. 19, New York - San Francisco - London: Academic Press, 1975. - 246 S.
- STOCKER, T.F.: Topographic Waves - Eigenmodes and reflections in lakes and semi-infinite channels. - Zürich: Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie 93(1987). - 170 S.
- STOMMEL, H.: The westward Intensification of wind-driven ocean currents. - Transition of American Geophysic 29 (1948) 2. - S. 202-206.
- STOMMEL, H.: The Gulf Stream. - Berkeley and Los Angeles: University of California Press, London: Cambridge University Press, 1958. - 197 S.
- STOMMEL, H., NILLER, P., ANATI, D.: Dynamic topography and recirculation of the North Atlantic. - New Haven: Journal of Marine Research 36 (1978). - S. 449-468.
- STOMMEL, H., SCHOTT, F.: The beta spiral and determination of the absolute velocity field from hydrographic station data. - Oxford: Deep-Sea Research 24 (1977). - S. 325-329.
- STRAMMA, L.: Wassermassenausbreitung in der Warmwassersphäre des subtropischen Nordostatlantiks. - Kiel: Berichte des Instituts für Meereskunde 125 (1984). - 107 S.
- STRUVE-BLANCK, S.: Die Strömungen in der Kieler Bucht. - Kiel: Berichte des Instituts für Meereskunde 102 (1982). - 113 S.
- SVERDRUP, H.U.: Oceanography for meteorologists. - New York, 1942. - 190 S.
- SVERDRUP, H.U.: Wind-driven currents in a baro-clinic ocean with application to the equatorial currents of the eastern Pacific. - Proceedings of Natinal Academic Science 33 (1947) 11. - S. 318-326.
- SVERDRUP, H.U. JOHNSON, M.W., FLEMING, R.H.: The oceans: their physics, chemistry and general biology. - New York: Prentice-Hall, 1942. - 492 S.
- SUNDERMANN, J.: Ein Vergleich zwischen der analytischen und der numerischen Berechnung winderzeugter Strömungen und Wasserstände in einem Modellmeer mit Anwendungen auf die Nordsee - Hamburg: Mitteilungen des Instituts für Meereskunde 4 (1966). - 77 S.
- THOMSON, R.E., STEWARD, R.W.: The balance and redistribution of potential vorticity within the Oceans. - Amsterdam: Dynamics of Atmospheres and Oceans 1 (1977). - S. 299-321.
- TINLEY, K., L.: Determinants of coastal conservation dynamic and diversity of the enviroment as exemplified by the Mozambique coast. - Pretoria: Proceeding of the Symposium on Nature Conservation as a Form of Land use Gorogosa National Park Mozambique, 1971. - S. 112-153.

- TOMCZAK, M., jr., HUGHES, P.: Three-dimensional variability of water masses and currents in the Canary Current upwelling region. - Berlin/W., Stuttgart: "Meteor" -Forschungsergebnisse, Reihe A (1980) 21. - 24 S.
- UUSITALO, S.: The numerical calculation of wind effects on sea level elevations. - Stockholm: Tellus 12 (1960). - 427
- VERONIS, G.: Wind-driven ocean circulation, 1 und 2. - Oxford: Deep-Sea Research 6 (1966). - S. 318-327.
- WELANDER, P.: Wind action on a shallow sea: some generalizations on EKMAN's theory. - Stockholm: Tellus 9 (1957) 1. - S. 47-52.
- WILLENBRINK, E.: Wassermassenanalyse im tropischen und subtropischen Nordostatlantik. - Kiel: Berichte des Instituts für Meereskunde, 1982. - 72 S.
- WOODS, J.D.: Fronts in the ocean: A review of physical aspects. - SCOR Symposium on Fronts in the Ocean, Brest (Frankreich), 1978.
- WOODS, J.D.: A mesoscale front in the North Atlantic Equatorial Counter Current. - unveröffentlicht (1981)
- WOODS, J.D.: The physics of the thermocline ventilation, Kapitel 34. - In: Coupled Ocean-Atmosphere Models, Amsterdam: Elsevier, 1985. - S. 343-390.
- WORTHINGTON, L.: On the North Atlantic Circulation. - John Hopkins Oceanographic Studies 6 (1976). - 110 S.
- WUNSCH, C.: Determining the general circulation of the oceans: a preliminary discussion. - Washington: Science 196 (1977). - S. 871-875.
- WYRTKI, K.: Oceanographic atlas of the International Indian Ocean Expedition. - Washington: National Science Foundation, 1971.
- WYRTKI, K.: Physical oceanography of the Indian Ocean. - In: Biology of the Indian Ocean, B. Yeityshel (Ed.) Berlin - Heidelberg - New York: Springer-Verlag, 1973.
- WUST, G.: Über die Zweiteilung der Hydrosphäre. - Hamburg: Deutsche Hydrographische Zeitschrift 2 (1949)
- WUST, G., BROGMUS, W., NOODT, B.: Die zonale Verteilung von Salzgehalt, Niederschlag, Verdunstung, Temperatur und Dichte an der Oberfläche der Ozeane. - Kiel: Kieler Meeresforschung 10 (1954) 2
- ZAHN, W.: Eine Abschätzung des Volumentransportes im Kanal von Mocambique während des Zeitraumes Oktober - November 1957. - Warnemünde: Beiträge zur Meereskunde 51 (1984). - S. 67-74.

Meereswissenschaftliche Berichte  
MARINE SCIENTIFIC REPORTS

Verzeichnis der veröffentlichten Arbeiten  
(List of Published Contributions)

---

1 (1990) Postel, Lutz:

Die Reaktion des Mesozooplanktons, speziell der Biomasse, auf küstennahen Auftrieb vor Westafrika (The Mesozooplankton Response to Coastal Upwelling off West Africa with Particular Regard to Biomass)

2 (1990) Nehring, Dietwart:

Die hydrographisch - chemischen Bedingungen in der westlichen und zentralen Ostsee von 1979 bis 1988 - ein Vergleich (Hydrographic and Chemical Conditions in the Western and Central Baltic Sea from 1979 to 1988 - a Comparison)

Nehring, Dietwart; Matthäus, Wolfgang:

Aktuelle Trends hydrographischer und chemischer Parameter in der Ostsee, 1958 - 1989 Topical Trends of Hydrographic and Chemical Parameters in the Baltic Sea, 1958 - 1989)

3 (1990) Zahn, Wolfgang:

Zur numerischen Vorticityanalyse mesoskalier Strom- und Massfelder im Ozean (On Numerical Vorticity Analysis of Mesoscale Current and Mass Fields in the Ocean)