

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT · KIEL

Nr. 179

1988

DIE ROLLE DER DICHTEDIFFUSION IN NUMERISCHEN MODELLEN DER
NORDATLANTISCHEN ZIRKULATION

von

Rüdiger Gerdes

DOI 10.3289/IFM-BER-179

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Theoretische Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1 - FRG -

ISSN 0341 - 8561 -

Zusammenfassung

In einem Vergleich numerischer Experimente zur Nordatlantischen Zirkulation wird der Einfluß verschiedener Darstellungen der Advektion und der Diffusion von Temperatur und Salzgehalt untersucht, die über eine nichtlineare Zustandsgleichung die Dichte bestimmen. Neben herkömmlichen Verfahren kommt ein FCT-Schema zum Einsatz, wodurch eine merkliche Reduktion der effektiven Dichtediffusion erreicht wird. In einem Experiment wird dieses Verfahren mit isopykner Vermischung kombiniert.

In allen Ergebnissen besteht eine überwiegend advektive Balance in den Temperatur- und Salzgleichungen. Intensive Vermischung ist auf relativ kleine Bereiche wie den westlichen Randstrom und die Grenze zwischen Labradorsee- und Mittelmeerwasser lokalisiert. Die dort durch Vermischung erzeugten Wassermassen beeinflussen aber weite Gebiete durch die Ausbreitung im großräumigen Strömungssystem.

Eine Reduktion der Dichtedissipation führt zu einem intensiven Nordatlantischen Strom, der weit ins Innere des Beckens vordringt. Die Belüftung des subtropischen Wirbels durch die südwärtige Ausbreitung von Mode-Wassern erfolgt weit im Osten. In einer festen Dichteschicht ist sie jeweils mit einem Stromband verbunden, das von der Grenze zur Deckschicht ausgeht. Geschlossene Zirkulationen treten nicht auf. Der Ventilationsbereich ist durch starke horizontale und vertikale Gradienten abgegrenzt. Die vertikale Komponente der isopyknen Diffusion stellt hier einen wichtigen Term in der Salzgehaltsbalance dar. Diapykne Diffusion beeinflusst die Verteilung des Volumentransports auf die einzelnen Dichteschichten.

Der Einstrom subtropischer Wassermassen in den subarktischen Bereich verschiebt sich mit abnehmender Dichtediffusion auf die Ostseite des Mittelatlantischen Rückens. Diese Tendenz verstärkt die generellen Fehler der Simulationen im Neufundlandbecken. Durch einen starken südwärtigen Ekmantransport wird dort kaltes Wasser aus der Labradorsee herangeführt. Die kalte Anomalie bewirkt eine unrealistische Wärmeaufnahme des Modellozeans und die Ausbildung einer flachen Deckschicht östlich von Neufundland. Fehlende diabatische Vorgänge bieten neben mangelnder topographischer Steuerung des nur 1500 m tief reichenden Nordatlantischen Stroms und einer möglichen Überschätzung des Windantriebs eine Erklärung für das Übergewicht des Ekmantransportes.

Ein intensiver Nordatlantischer Strom beeinflusst auch die Zirkulation in tiefer liegenden Schichten. Die dynamisch erzwungene Topographie der Dichteflächen der Warmwasserspäre begrenzt die südwärtige Ausbreitung von Labradorsee-Wasser, das nach Osten abgelenkt wird. Für die weitere Ausbreitung dieser Wassermasse ist die Vermischung mit Mittelmeerwasser im Westeuropäischen Becken von großer Bedeutung. Dadurch ergeben sich erhebliche Unterschiede im vertikal integrierten Massentransport zwischen den einzelnen Modellen.

Summary

The influence of different representations of advection and diffusion of temperature and salinity is studied by intercomparison of numerical experiments concerning the North Atlantic Circulation. Temperature and salinity determine the density through a nonlinear equation of state. The FCT-scheme is used in order to considerably reduce the actual diffusion of density. This scheme is used together with isopycnal diffusion in one of the experiments.

All results show transports of temperature and salinity dominated by advection in most areas. Intensive mixing only happens in relative small regions like the western boundary current and the boundary between Labrador Sea Water and Mediterranean Water. The watermasses produced there nevertheless influence large areas through the spreading by the largescale circulation.

Reduction of density diffusion leads to an intensive North Atlantic Current that reaches far into the interior of the basin. The ventilation of the subtropical gyre by southward displacement of mode waters takes place farther to the east. Within a certain density layer the ventilation is associated with a narrow stream beginning at the outcrop line. Closed circulation cells do not appear. The region of direct ventilation is bounded by strong horizontal and vertical gradients. The vertical component of isopycnal mixing contributes strongly to the salinity balance in this area. Diapycnal mixing influences the distribution of volumetransport among the individual layers.

The inflow of watermasses of subtropical origin into the subarctic gyre moves to the eastern flank of the Midatlantic Ridge when the diffusion of density decreases. This tendency reinforces the deficiencies in the Newfoundland Basin common to all simulations. Cold water from the interior of the Labrador Sea is advected into the Newfoundland Basin by Ekman transport. The cold anomaly is associated with an unrealistical oceanic heatgain and shallow mixed layer east of Newfoundland. The weakness of diabatic processes, missing topographic control of the North Atlantic Current that only reaches down to 1500 m and too strong wind forcing of the subarctic gyre circulation are possible reasons for this behaviour.

The intense North Atlantic Current also influences the mid depth circulation. The dynamically induced topography of isopycnals of the warmwater sphere stops the southward movement of the Labrador Sea Water which is deflected towards east. The mixing with Mediterranean Water in the Westeuropean Basin is of major importance for the further spreading of that water mass. This results in large differences in the vertical integrated masstransport between different models.

INHALT

1.	Einleitung	1
2.	Modellbeschreibung	
2.1	Gleichungssystem im Kontinuierlichen	7
2.2	Modellgleichungen	11
3.	Experimentelle Strategie	
3.1	Darstellungen der Vermischung	15
3.2	Advektionsschema	21
3.3	Beschreibung der Experimente	29
3.4	Konfiguration und Parameter	30
3.5	Integrationszeitraum	39
4.	Hydrographie und Modellverifikation	
4.1	Einleitung	48
4.2	Temperaturverteilung	49
4.3	Salzgehaltsverteilung und Dichtefeld	62
5.	Zirkulation	
5.1	Verfügbare potentielle und kinetische Energie	73
5.2	Die Golfstromfortsetzung bei 55W	76
5.3	Externer Mode	81
5.4	Zirkulation in mittleren Tiefen	85
5.5	Zirkulation in 500m	96
5.6	Dynamik des externen Mode	100
6.	Isopykner und diapykner Volumentransport	
6.1	Meridionaler Volumentransport	116
6.2	Kommunikation zwischen den Wirbeln innerhalb der Deckschicht	126
6.3	Transporte in einzelnen Dichteschichten	130
6.4	Diapykne Geschwindigkeiten und thermohaliner Transport	138

7.	Wärme- und Salztransport	145
7.1	Nordwärtiger Wärmetransport und Oberflächenwärmefluß	146
7.2	Salztransport	153
8.	Zusammenfassung und Ausblick	157
Anhang		
A.1	Implementation des 'upstream'-Schemas	161
A.2	Implementation des FCT-Verfahrens	163
Literaturverzeichnis		167

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Einfluß der Vermischung von Dichte, Temperatur und Salzgehalt auf die Transporte von Volumen, Wärme und Frischwasser, wie er sich in verschiedenen numerischen Experimenten zur Nordatlantischen Zirkulation manifestiert.

Verteilungen von hydrographischen Parametern und Spurenstoffen (WÜST, 1935; BROECKER, 1979), geostrophische Berechnungen und direkte Beobachtungen der Zirkulation (einen Überblick geben WARREN, 1981 und REID, 1981), Modelle der Zirkulation sowie der gegenüber anderen Ozeanbecken ausgezeichnete nordwärtige Wärmetransport deuten auf eine starke thermohaline Komponente im Nordatlantik hin. Wesentlicher Bestandteil dieser Zirkulationskomponente ist die Bildung von Nordatlantischem Tiefenwasser, das sich aus seiner Entstehungsregion über die meisten Teile des tiefen Ozeans ausbreitet. Geschlossen wird die Zirkulationszelle durch ein Aufsteigen des Tiefenwassers in den Bereich der Hauptsprungschicht und einen Transport innerhalb der Warmwassersphäre in die Entstehungsregion zurück. GORDON (1986) gibt eine Übersicht der möglichen Transportwege im Weltozean. Abschätzungen über den beteiligten Volumentransport liegen zwischen 10 und 20 Sv (HALL und BRYDEN, 1982; McCARTNEY und TALLEY, 1984; KRAUSS, 1986). Der oberflächennahe Teil der Zirkulation, der hier im Vordergrund der Betrachtungen stehen wird, besteht aus einem Einstrom von Wassermassen der Warmwassersphäre in den subarktischen und arktischen Bereich des Nordatlantiks. Er ist als oberer Ast im zonal integrierten Transport sichtbar, der Ergebnis einiger Inversmodelle ist (ROEMMICH, 1980; WUNSCH, 1984; ROEMMICH und WUNSCH, 1985). Ein Volumentransport der oben angegebenen Größe stellt einen erheblichen Anteil des Gesamttransports im Übergangsbereich zwischen subtropischem und subarktischem Wirbel sowie im subarktischen Wirbel selbst dar.

Die hohen Temperaturen der Wassermasse subtropischen Ursprungs sind von großer Bedeutung für die Selbsterhaltung der Zirkulation, da sie wegen des Kontrasts zur Atmosphärentemperatur mit großer Verdunstung verbunden sind. Die Verdunstung erhöht über die Reduktion der Ozeanoberflächentemperatur und den Anstieg des Salzgehalts die Oberflächendichte und befördert den Übergang der Wassermasse in die Kaltwassersphäre. Aus Kontinuitätsgründen muß ein Einstrom in die Absinkregionen vorhanden sein. WARREN (1983) macht darauf aufmerksam, daß die grundsätzlichen Unterschiede zwischen Nordatlantik und Nordpazifik möglicherweise durch die unterschiedlichen Windfelder über beiden Ozeanen bedingt sind. Im Nordpazifik verläuft die durch $w_E = 0$ definierte Trennungslinie zwischen den Wirbeln entlang 45° N, während sie sich im Nordatlantik nach Osten hin auf 55° N verlagert. Dadurch

gelangt nach WARREN weniger Wasser mit subtropischem Charakter in den nördlichen Pazifik. Die Oberflächentemperatur im subarktischen Wirbel wird in dieser Konzeption durch windbedingtes Aufsteigen von kaltem Wasser bestimmt. Die niedrigen Oberflächentemperaturen reduzieren die Verdunstungsrate und letztlich den Oberflächensalzgehalt. Es wird deutlich, daß der Einstrom in den subpolaren Bereich und die Eigenschaften der einströmenden Wassermassen von entscheidender Bedeutung für die thermohaline Komponente der Gesamtzirkulation sind. Diese Zusammenhänge können von globaler klimatischer Relevanz sein. In einem gekoppelten Ozean-Atmosphäre Modell (BRYAN und SPELMAN, 1985) führt eine Erhöhung der Atmosphärentemperatur, wie sie durch eine Vervierfachung des CO_2 -Gehalts eintreten könnte, zu einem Zusammenbruch der Tiefenwasserbildung. Die verringerte Bildung von Tiefenwasser reduziert die Auftriebsgeschwindigkeit in der Hauptsprungschicht. Bei ungeändertem vertikalen Austausch stellt sich ein neues Gleichgewicht zwischen vertikaler Advektion und Diffusion bei tieferer und verbreiteter Sprungschicht ein; der Ozean speichert einen Großteil der Wärmemenge.

Die Intensität der großräumigen thermohalin getriebenen Zirkulation hängt nicht nur von der Produktionsrate des Tiefenwassers ab sondern von allen Prozessen, die einen Ast der Umwälzbewegung beeinflussen. Eine jüngere Sensitivitätsstudie (BRYAN, 1987) zeigt, daß die Lösung eines grob auflösenden Ozeanmodells am empfindlichsten vom Betrag der Rotation der Windschubspannung und der vertikalen Diffusivität abhängt. Bei kleiner Diffusivität ist die Sprungschichttiefe durch die Ekmangeschwindigkeit w_E gegeben, mehrere großskalige Wirbel, getrennt durch Linien $w_E = 0$, treten auf. Bei großer Diffusivität wird die Sprungschichttiefe durch den Wert des vertikalen Austauschkoefizienten A_{HV} bestimmt und es gibt nur noch einen antizyklonalen Wirbel, der das gesamte Modellgebiet umfaßt. Die Umwälzung in einer großräumigen meridionalen- vertikalen Zirkulationszelle hängt in starkem Maße von der vertikalen Diffusivität ab. Der damit zusammenhängende maximale polwärtige Wärmetransport steigt von 0.2 PW bei $A_{HV} = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ auf über 1 PW bei $A_{HV} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$. Die verfügbare potentielle Energie steigt -über das Modellvolumen integriert- dabei um einen Faktor 3 an. Die Ergebnisse von COX und BRYAN (1984) und BRYAN und SARMIENTO (1985) mit einem feiner auflösenden Modell bestätigen die Abhängigkeit von der relativen Stärke des Windantriebs und des thermohalinen Antriebs. Bei starkem Windantrieb ist die diapkyne Vermischung nur in einigen, stark lokalisierten Gebieten ein dominierender Prozeß, während die Strömungen in der Hauptsprungschicht weitgehend isopyknisch verlaufen. Die Autoren weisen darauf hin, daß auch ein konstanter Austauschkoefizient mit diffusiven Flüssen verbunden sein kann, die räumlich stark variieren.

Die Kommunikation zwischen Deckschicht und dem Teil des Ozeans, der von Oberflächenflüssen isoliert ist, findet nicht nur über eine Erhöhung der Dichte an der Oberfläche und Absinken der entstehenden Wassermasse statt. Außerhalb der polaren und subpolaren Konvektionsgebiete tritt Wasser aus der Deckschicht als Folge der Sverdrupzirkulation und der generellen äquatorwärtigen Abnahme der Oberflächendichte in die permanente Sprungschicht ein. LUYTEN et al. (1983) beschreiben die Ausbreitung nach dem Verlassen der Deckschicht unter der Annahme, daß die potentielle Vorticity erhalten bleibt, die die Wassermasse unmittelbar vor dem Abtauchen in der Deckschicht erhalten hat. PEDLOSKY et al. (1984) weisen darauf hin, daß der Vorgang des Abtauchens nur dann zustande kommt, wenn eine Dichtesenke an der Oberfläche (Wärmeaufnahme des Ozeans) vorhanden ist, um die Oberflächendichteverteilung trotz der Advektion aufrecht zu erhalten.

Über diesen diabatischen Effekt hinaus kann diapyknische Vermischung einen direkten thermohalinen Antrieb für die abgetauchten Schichten darstellen. LUYTEN und STOMMEL (1986) betrachten ein Dreischichtenmodell, wobei die unterste Schicht in Ruhe ist. Die Schichtgrenzen werden nicht als feste Berandungen angenommen, sondern es werden diapykne Flüsse zugelassen. Der Antrieb der obersten Schicht erfolgt dann durch Ekmankonvergenz und diapyknen Fluß, der mittleren Schicht nur durch den diapyknen Fluß. Wichtige Ergebnisse sind die Charakterisierung der verschiedenen Stromregime entsprechend dem Verhältnis der diapyknen Geschwindigkeit zur totalen vertikalen Geschwindigkeit an der Schichtgrenze (direkte und indirekte Zellen). Die ohne thermohalinen Antrieb stagnierende Schattenzone weist eine Zirkulation mit einem intensiven westlichen bzw. nördlichen Randstrom an der Grenze zur ventilierten Zone auf. Ähnliche Ergebnisse findet PEDLOSKY (1986) mit einem verwandten Modell.

Den zuletzt genannten Modellen ist gemeinsam, daß die diapyknen Flüsse von außen vorgegeben werden, meistens werden sie in Beziehung zu einem unveränderlich angenommenen Auftriebsfluß an der Oberfläche gesetzt. Die aktuelle Dichteschichtung wird nicht berücksichtigt. Solche Beschränkungen sind in numerischen Modellen, insbesondere solchen, die auf den primitiven Gleichungen basieren (PE-Modelle), nicht notwendig. Der Einfluß der diapyknen Vermischung ist dort aber in der Regel lediglich im Rahmen von Sensitivitätsstudien in Bezug auf die Änderungen eines räumlich und zeitlich konstanten Austauschparameters untersucht worden (BRYAN und LEWIS, 1979; MEEHL et al., 1982; BRYAN, 1987).

Bei der Modellierung der Dichtediffusion in allgemeinen Zirkulationsmodellen treten je nach Typ des Modells eine Reihe von Problemen auf. Der Effekt einer Vielzahl von im Ozean zur diapyknen Vermischung beitragenden Prozesse

muß parametrisiert werden. Dies sind in erster Linie solche Vorgänge, die wegen der hydrostatischen Approximation nicht im Modell enthalten sind, wie das Brechen von internen Wellen, doppeldiffusive Prozesse und im weiteren Sinn Vertikalkonvektion bei statisch instabiler Schichtung. Diese Effekte sind in einem Austauschkoeffizienten $A_{HV}(\varphi, \lambda, z)$ zu subsummieren. Es erscheint ausgeschlossen, daß hier ein konstanter Wert der wirklichen Verteilung auch nur nahe kommen könnte. Allerdings ist die Verteilung von A_{HV} , bzw. seine Abhängigkeit von Modellgrößen, nur ungenügend bekannt, so daß Modellierer sich häufig gezwungen sehen, einen plausiblen oder auch möglichst kleinen konstanten Wert zu verwenden oder eine einfache Abhängigkeit von z.B. der Richardson-Zahl (PACANOWSKI und PHILANDER, 1981; SARMIENTO, 1986) anzunehmen. Einen Überblick über die Methoden der Bestimmung von diapynen Austauschkoeffizienten aus Mikrostrukturuntersuchungen gemessener Vertikalprofile und aus den großräumigen Verteilungen sowie eine Bewertung der Resultate gibt GREGG (1987).

Ein zweites Problem besteht darin, daß in der Regel Einschränkungen aus numerischen Gründen zu beachten sind. Die numerische Dispersion des Advektionsschemas kann zu Werten der advehierten Größen führen, die physikalisch unrealistisch sind. Die potentiell auch für die großräumigen Verteilungen gefährlichen Effekte der numerischen Dispersion macht Abb.1.1 deutlich, die einem grob auflösenden Modell der atlantischen Zirkulation entnommen wurde (GERDES, KÖBERLE und WILLEBRAND, 1988). Die Salzgehaltsanomalie von 37.0 psu bei 5N läßt sich 30 Längengrade stromaufwärts bis in den Golf von Guinea verfolgen. Unterhalb einer starken Salzgehaltssprungschicht liegt dort die Quelle des hohen Salzgehalts, ein Überschüssen des physikalischen Wertebereichs durch die dispersive Auflösung dieser Sprungschicht. Wegen solcher Effekte ist darauf zu achten, daß dispersive Effekte durch eine ausreichend große Vermischung unterdrückt werden. In diesem Fall reichte eine Verdoppelung des vertikalen Austauschkoeffizienten dazu aus. Die aus rein numerischen Gründen notwendige Verdoppelung ist aber nach den Ergebnissen der Sensitivitätsstudien nicht ohne Einfluß auf die physikalischen Eigenschaften, deren Beschreibung angestrebt wird. Eine alternative Möglichkeit ist die Verwendung eines Advektionsschemas, das keine Gitterdispersion aufweist.

In Modellen, die Druck bzw. Tiefe als Vertikalkoordinate verwenden (z-Koordinatenmodelle), besteht ein weiteres Problem. Horizontale Vermischung ist in diesen Modellen aus numerischen Gründen notwendig und wird als Standardparametrisierung für die Effekte der nicht aufgelösten mesoskaligen Wirbel auf die großskaligen Felder eingesetzt. Horizontale Diffusion ist bei gegen die Horizontale geneigten Dichteflächen mit einer diapynen Diffusion verbunden. Diese künstliche diapynen Diffusion ist unter Umständen von großer Bedeutung für die Gesamtzirkulation, weil sie einen thermohalinen

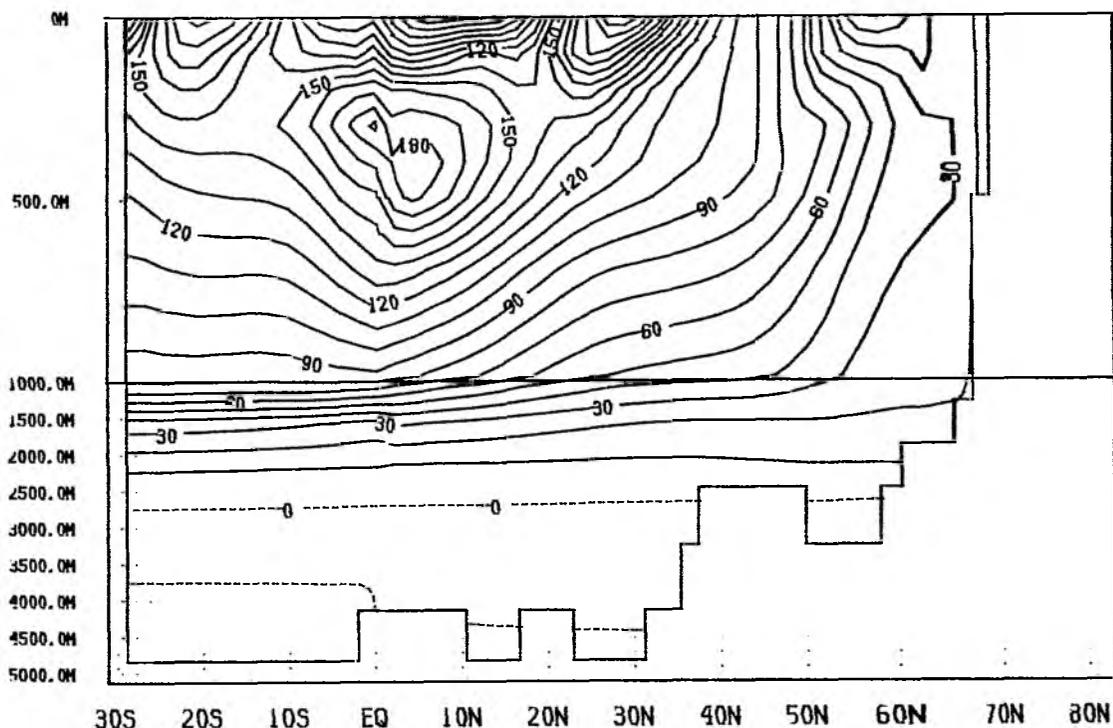


Abb.1.1 Salzgehalt (Anomalie $10^2 (S-35)$) entlang $30^\circ W$ in einem 2° -Modell des Atlantik (GERDES, KÖBERLE und WILLEBRAND, 1988).

Antrieb der nicht direkt ventilerten Schichten bedeutet. In den oben genannten Studien wird eine Sensitivität der Zirkulation bezüglich Variation der horizontalen Diffusivität festgestellt, die für einige Größen mit der bezüglich Variation der vertikalen Diffusivität vergleichbar ist. Solche Größen sind die Arbeit der Auftriebskräfte und die Änderungsrate der verfügbaren potentiellen Energie. Dagegen erweist sich der polwärtige Wärmetransport als relativ unempfindlich (BRYAN und LEWIS, 1979).

PE-Modelle, die Dichte als dritte Koordinate benutzen, spalten die numerisch notwendige Vermischung in den Koordinatenrichtungen automatisch in iso- und diapycne Vermischung auf (BLECK und BOUDRA, 1981; BLECK und BOUDRA, 1986; BOGUE et al., 1986). Die unterschiedliche Orientierung der diffusiven Flüsse ist der wesentliche physikalische Unterschied zu den z-Koordinatenmodellen. Das Konzept der isopyknischen Vermischung für die Parametrisierung des Effekts der geostrophischen Wirbel kann auf z-Koordinatenmodelle durch eine Drehung des Vermischungstensors übertragen werden, so daß dessen Hauptachsen in Richtung von $\nabla \rho$ bzw. senkrecht dazu verlaufen (REDI, 1982; COX, 1987). Unabhängig von der expliziten Diffusion gilt aber, daß

entweder das numerische Advektionsschema schon selbst mit einer impliziten Diffusion (in Koordinatenrichtung) behaftet ist oder es eine gewisse explizite Diffusion benötigt, um Effekte der numerischen Dispersion zu unterdrücken. Advektionsschema und explizit vorgeschriebene Diffusion können im numerischen Modell nicht als getrennte, voneinander völlig unabhängige Einheiten betrachtet werden. In der vorliegenden Arbeit wird versucht, die Effekte verschiedener Advektions- Diffusions-Schemata zu klären. Dazu werden Experimente mit einem z-Koordinatenmodell (BRYAN, 1969; COX, 1984) in sonst identischer Konfiguration durchgeführt. Im zentralen Experiment wird die explizite, isopyknische Formulierung der Vermischung von Temperatur und Salzgehalt mit dem dispersionsfreien FCT-Verfahren kombiniert, das sich durch geringe implizite Diffusion auszeichnet (ZALESK, 1978). Dadurch wird eine Reduktion der Dichtediffusion erreicht und bezüglich der Vermischung von Dichte ein Parameterbereich erschlossen, der bisher mit diesem Modelltyp nicht erfaßt wurde. Die Experimente umfassen nur einen relativ kurzen Integrationszeitraum. Die Analyse konzentriert sich auf den Einfluß der unterschiedlichen diapyknen Diffusion auf die Kommunikation zwischen subtropischem und subarktischem Wirbel durch den Nordatlantischen Strom, die Kommunikation zwischen Deckschicht und permanenter Sprungschicht und die Rolle der diapyknen Vermischung für den Antrieb abgetauchter Dichteschichten innerhalb des subtropischen Wirbels. Ein Ziel ist es, die Regionen zu identifizieren, wo die Vermischung im Vergleich zur Advektion von Bedeutung ist und herauszufinden, inwieweit sich diese Vermischung auf die Zirkulation und die Verteilungen der Tracer im übrigen Gebiet auswirkt.

2. Modellbeschreibung

2.1 Gleichungssystem im Kontinuierlichen

Gegenstand der Betrachtung sind großräumige und langsam veränderliche Vorgänge. Die numerische Behandlung legt durch räumliche und zeitliche Diskretisierung Untergrenzen der Raum- und Zeitskalen, L und T , fest. Hier sind es einige hundert km in der Horizontalen und etwa 1 Tag zeitlich. Die Beschränkung auf den Skalenbereich oberhalb 100 km macht einige Approximationen an die fundamentalen dynamischen und thermodynamischen Erhaltungssätze sinnvoll und notwendig. Eine ausführliche Darstellung der hier anzunehmenden Approximationen geben MÜLLER und WILLEBRAND (1987).

Molekulare Flüsse werden vernachlässigt. Das Gezeitenpotential wird vernachlässigt. Die Ersetzung der in-situ Temperatur durch die potentielle Temperatur bezüglich eines beliebigen festen Drucks als Zustandsvariable - mit einer entsprechenden Umformulierung der Zustandsgleichung - ermöglicht es, die Schallwellen aus dem System herauszufiltern, ohne die Effekte der Kompressibilität auf die Dichte und die potentielle Temperatur Θ zu vernachlässigen. Weiterhin wird hier die Boussinesq- Approximation gemacht, womit die Ersetzung der Dichte durch einen konstanten Wert in der horizontalen Impulsbilanz sowie die Ersetzung des Drucks durch einen der hydrostatischen Beziehung genügenden Referenzdruck in der Zustandsgleichung,

$$p_r = p_r(z) \quad (2.1)$$

mit

$$\frac{dp_r}{dz} = -g \rho_r(z) \quad (2.2)$$

gemeint ist. Der Referenzdruck in der Zustandsgleichung kann dann auch durch die Vertikalkoordinate ersetzt werden.

Es wird die sogenannte "thin shell" Approximation durchgeführt. Dabei werden die Geopotentialflächen als Kugeloberflächen angenommen. Das angemessene Koordinatensystem ist das Kugelkoordinatensystem. Darin wird die radiale Koordinate durch die Abweichung vom mittleren Erdradius a ersetzt,

$$z = r - a.$$

Zur "thin shell" Approximation wird auch die Vernachlässigung der Komponente $2\Omega \cos\varphi w$ der Corioliskraft gezählt. Voraussetzung hierfür ist im außeräquatorialen Bereich

$$\delta = H/L \ll 1.$$

Die im Verhältnis zur maximalen Wassertiefe H sehr großen horizontalen Skalen beschränken das Aspektverhältnis δ aber von vornherein auf Werte sehr viel kleiner als eins.

Wenn außerdem $Ro = U/(2\Omega L) < 1$ und $T \geq \delta/\Omega$ für die Zeitskala T erfüllt sind, dann ergibt eine Skalenanalyse der dritten Bewegungsgleichung die Gültigkeit der hydrostatischen Beziehung

$$\frac{\delta p'}{\delta z} \approx -g \rho' \quad (2.3)$$

auch für die Abweichungen p' und ρ' von den oben eingeführten Referenzprofilen $p_r(z)$ und $\rho_r(z)$, die definitionsgemäß die hydrostatische Beziehung erfüllen. Die zusätzlichen Bedingungen sind aufgrund der Einschränkung der Skalen L und T im Modell sehr gut erfüllt.

Zusammengefaßt lautet das Gleichungssystem

$$u_t + Lu + uw/a - fv = -(\rho_o \cos\varphi)^{-1} p'_\lambda \quad (2.4a)$$

$$v_t + Lv + u^2 \tan\varphi/a + vw/a + fu = -(\rho_o a)^{-1} p'_\varphi \quad (2.4b)$$

$$\Theta_t + L\Theta = -\frac{\delta(q^{\text{rad}})}{\delta z} + CA_\Theta \quad (2.4c)$$

$$S_t + LS = CA_S \quad (2.4d)$$

mit $L\Phi = (\cos\varphi)^{-1}(u\Phi)_\lambda + (\cos\varphi)^{-1}(v\Phi\cos\varphi)_\varphi + (w\Phi)_z$ und $f = 2\Omega\sin\varphi$. Hinzu kommen die diagnostischen Beziehungen

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.5)$$

$$\rho' = \rho'(\Theta, S, z) \quad (2.6)$$

und die hydrostatische Beziehung (2.3). Die Terme $CA_{\Theta, S}$ in den Temperatur- und Salzgehaltsbalancen stehen für den Effekt der konvektiven Vermischung bei statisch instabiler Dichteschichtung. Dieser Prozeß muß in diesem System parametrisiert werden, da (2.3) an die Stelle der vertikalen Impulsbilanz getreten ist. q^{rad} ist der Wärmefluß innerhalb der Wassersäule, der mit Ein- und Ausstrahlung verbunden ist.

Für den hier zu betrachtenden Fall großskaliger Bewegungen ist $Ro \ll 1$, die Impulsbilanz läßt sich weiter vereinfachen zu den geostrophischen Beziehungen

$$fv = (\rho_o \cos\varphi)^{-1} p'_\lambda \quad (2.4a')$$

$$fu = -(\rho_o a)^{-1} p'_\varphi \quad (2.4b')$$

Das System (2.4) ist unvollständig, solange die Effekte kleinskaliger Prozesse nicht berücksichtigt werden, die den Approximationen nicht oder nur teilweise genügen. Oben war schon die konvektive Vermischung als ein solcher Prozeß

berücksichtigt worden. Darüber hinaus müssen die Effekte solcher Vorgänge parametrisiert werden, die zwar den Approximationen genügen, im diskreten System aber nicht explizit aufgelöst werden. Für letztere ist die Reynoldsmitteilung angemessen. Die aus den nichtlinearen Termen resultierenden Kreuzkorrelationen $\langle \Phi_1 \Phi_2 \rangle$ werden hier nach dem Austauschkonzept parametrisiert. Die Effekte der Prozesse, die (2.3) bis (2.6) nicht genügen, werden ebenfalls -vornehmlich in den vertikalen- Austauschkoefizienten subsummiert.

$$u_t + Lu + uw/a - fv =$$

$$= -(\rho_o a \cos \varphi)^{-1} p'_\lambda + (A_{VM} u_z)_z + \nabla \cdot (A_{HM} \nabla u) \\ + A_{HM} (1 - \tan^2 \varphi) u/a^2 - 2A_{HM} \sin \varphi (a^2 \cos^2 \varphi)^{-1} v_\lambda$$

(2.7a)

$$v_t + Lv + u^2 \tan \varphi/a + vw/a + fu =$$

$$= -(\rho_o a)^{-1} p'_\varphi + (A_{VM} v_z)_z + \nabla \cdot (A_{HM} \nabla v) \\ + A_{HM} (1 - \tan^2 \varphi) v/a^2 - 2A_{HM} \sin \varphi (a^2 \cos^2 \varphi)^{-1} u_\lambda$$

(2.7b)

$$\theta_t + L\theta = -q_z^{\text{rad}} + CA_\theta + \nabla \cdot (\mathbf{A}^\theta \cdot \nabla \theta) \quad (2.7c)$$

$$S_t + LS = CA_S + \nabla \cdot (\mathbf{A}^S \cdot \nabla S) \quad (2.7d)$$

Terme, die aus der Nichtlinearität der Zustandsgleichung resultieren, werden jedoch vernachlässigt; die Störungen durch kleinskalige Fluktuationen in θ und S werden i.d.R. gut durch eine linearisierte Form von (2.6) beschrieben.

Während in der Impulsgleichung schon an dieser Stelle eine Festlegung auf eine Separation in horizontale und vertikale Dissipation vorgenommen wurde, bleibt die Gestalt der Diffusionstensoren \mathbf{A}^θ und \mathbf{A}^S noch unspezifiziert. Der Vergleich der Systeme mit unterschiedlichen \mathbf{A} ist der Kernpunkt dieser Arbeit.

2.1.1 Randbedingungen

Das System wird durch folgende Randbedingungen vervollständigt. Die Randbedingungen werden hier nicht in voller Allgemeinheit gegeben, sondern weitgehend so wie sie in den Modellgleichungen realisiert sind.

(1) Kinematische Randbedingung

$$u_n = 0 \quad (2.8)$$

auf dem Rand des Beckens mit Ausnahme der Oberfläche $z = \zeta$. Dort gilt

$$\zeta_t = w - u_H \cdot \nabla \zeta \quad (2.9).$$

(2) Dynamische Randbedingung

An den seitlichen Rändern wird eine Haftbedingung ("no slip") angenommen,

$$u = 0 \quad (2.10),$$

während durch den Boden kein Impulstransport stattfinden soll,

$$u_z = 0 \quad \text{bei } z = -H(x,y) \quad (2.11)$$

("free slip"). Bodenreibung kann in großskaligen Modellen durch eine lineare Abhängigkeit von den vorhergesagten Geschwindigkeiten am Boden parametrisiert werden,

$$\tau_B^{(\lambda)} = -c^* u(-H), \quad \tau_B^{(\varphi)} = -c^* v(-H)$$

(ROOTH, 1972; CSANADY, 1978). c^* setzt sich dabei aus ρ_o , Widerstandsbeiwert und einer typischen (beobachteten) bodennahen Geschwindigkeit u_{RMS} zusammen. Der Index RMS deutet an, daß diese Geschwindigkeit als durch fluktuierende Anteile dominiert gedacht ist. Typische Werte für c^* liegen im Bereich von 10^{-4} ms^{-1} ($c_D = 1.5 \cdot 10^{-3}$, $u_{RMS} = 0.1 \text{ ms}^{-1}$). Es ist offensichtlich, daß solche Impulsflüsse in der Impulsbalance keine Rolle spielen. In der Vorticitybalance sind die $\nabla \times \tau_B$ entsprechenden Vertikalgeschwindigkeiten mit den winderzeugten Ekmangeschwindigkeiten zu vergleichen:

$$w_E = (\text{acos}\varphi)^{-1} ((\tau^{(\lambda)} \cos\varphi)_\varphi - \tau_\lambda^{(\varphi)}) / (\rho_o f) = O(10^{-6} \text{ ms}^{-1}),$$

$$w_B = (\text{acos}\varphi)^{-1} ((\tau_B^{(\lambda)} \cos\varphi)_\varphi - (\tau_B^{(\varphi)})_\lambda) / (\rho_o f) = O(10^{-8} \text{ ms}^{-1}),$$

Der letzten Abschätzung liegen die Annahmen $u(-H)=O(0.01\text{m/s})$ und $L=1000$ km zugrunde. Von der Bodenreibung ist nur eine geringfügige Modifikation der Vorticitybilanz auf relativ kleinen Skalen zu erwarten. Das wurde auch durch - hier nicht dokumentierte - Vergleichsexperimente bestätigt.

An der Oberfläche wird Stetigkeit des Impulsflusses gefordert,

$$\rho_o A_{VM} u_z = \tau^{(\lambda)}, \quad \rho_o A_{VM} v_z = \tau^{(\varphi)} \quad (2.12),$$

wobei τ eine vorgegebene Windschubspannung ist.

(3) Thermodynamische Randbedingungen

Boden und seitliche Berandungen werden als isolierend angenommen,

$$(\mathbf{A}^\Theta \cdot \nabla \Theta)_n = (\mathbf{A}^S \cdot \nabla S)_n = 0 \quad (2.13).$$

An der Oberfläche bedeutet die Stetigkeit der Flüsse eine Ankopplung an den vorgegebenden Wärmefluß Q (Nettowärmefluß vermindert um den Wärmefluß durch Strahlung) und den Frischwasserfluß $E - P$.

$$\rho_o c_p (A_{zz}^\Theta \Theta_z - q^{\text{rad}}) = Q \quad (2.14a)$$

$$\rho_o A_{zz}^S S_z = (E - P) S_o \quad (2.14b)$$

Dabei ist c_p die spezifische Wärmekapazität des Seewassers (etwa $4000 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$) und S_o ein Referenzsalzgehalt zur Umrechnung des Frischwasserflusses in einen Salzfluß. A_{zz}^Θ und A_{zz}^S sind die vertikalen Austauschkoefizienten für potentielle Temperatur und Salzgehalt gemäß (2.7c,d). Die Verdunstungsrate E wird aus dem latenten Wärmefluß berechnet, die Niederschlagsrate direkt gemessen. Beide Größen sind relativ schlecht bekannt, so daß (2.14b) kaum in dieser Form verwendbar ist. Obwohl Q wesentlich besser bekannt ist als $E - P$ wird auch (2.14a) selten in der angegebenen Form verwendet. Nähere Angaben über die Implementation des thermohalinen Antriebs durch Oberflächenflüsse sind in Kapitel 3 gemacht.

2.2 Modellgleichungen

Ausgangspunkt ist ein von BRYAN (1969) entworfenes und von COX (1984) weiter entwickeltes und ausführlich dokumentiertes numerisches Modell. Die zugrundeliegenden kontinuierlichen Gleichungen sind (2.3), (2.5), (2.6) und (2.7). Als Zustandsgleichung (2.6) wird die Polynomapproximation von BRYAN und COX (1972) eingesetzt.

Zu den in 2.1 angesprochenen Approximationen kommt im diskreten Modell die Elimination von externen Schwerewellen durch die sogenannte "rigid lid" Randbedingung hinzu,

$$w = 0 \quad \text{bei } z = 0, \quad (2.15)$$

die (2.9) ersetzt. Statt der Oberflächenauslenkung oder des Oberflächendrucks wird die Stromfunktion des vertikal integrierten Volumentransports zur prognostischen Variablen. Die Stromfunktion wird durch

$$a^{-1} \psi_\varphi = - \int_{-H}^0 u dz = -Hu, \quad (\cos\varphi)^{-1} \psi_\lambda = \int_{-H}^0 v dz = Hv \quad (2.16)$$

definiert. Durch vertikale Mittelung der Bewegungsgleichungen und anschließende Rotationsbildung erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [a^2 \cos\varphi \nabla \cdot (H^{-1} \nabla \psi)] &= \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{f}{H} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right] - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{f}{H} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \right] \\ &- \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{g}{\rho_\sigma H} \int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \varphi} dz' dz \right] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{g}{\rho_\sigma H} \int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} dz' dz \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{a}{H} \int_{-H}^0 G^{(\varphi)} dz \right] - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{a \cos\varphi}{H} \int_{-H}^0 G^{(\lambda)} dz \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

wobei die $G^{(\varphi, \lambda)}$ die nichtlinearen und dissipativen Terme zusammenfassen. Die Rotationsbildung eliminiert den Oberflächendruck. (2.17) ist eine prognostische Gleichung für $\nabla \cdot (H^{-1} \nabla \psi)$. Die Bestimmung von ψ und damit der vertikal gemittelten Geschwindigkeiten macht die Lösung dieses elliptischen Operators zu jedem Zeitschritt notwendig. Die Randbedingungen, die kinematische Bedingung und die "no slip" Bedingung werden durch $\psi = \text{const.}$ und $\psi_n = 0$ auf dem Rand realisiert. In die Inversion geht dabei nur die erste Bedingung ein, die zweite wird nachträglich, zeitlich implizit, gesetzt. Die Konstante entlang Küsten kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit auf Null gesetzt werden. Dies gilt nicht für Inseln, an deren Küste sich der Wert der Stromfunktion zeitlich ändern kann. Die Behandlung von Inseln wird von COX (1984) näher behandelt. Die mittleren Geschwindigkeiten \bar{u} , \bar{v} bzw. die Stromfunktion werden im folgenden als externer Mode angesprochen, die Abweichungen u' , v' vom vertikalen Mittel als interner Mode.

Die diskreten Gleichungen werden ausführlich von COX (1984) beschrieben. Die Formulierung ist so gewählt, daß Massenerhaltung, Erhaltung von θ , S und sonstigen Tracern, von quadratischen Größen wie der kinetischen Energie und θ^2 , S^2 durch die numerischen Advektionsoperatoren gewährleistet ist. Darüber hinaus ist energetische Konsistenz gegeben, im Volumenintegral ist die Arbeitsleistung der Druckkräfte gleich der der Auftriebskräfte,

$$\int_V g\rho w \, dV = \int_V \mathbf{u} \cdot \nabla_h p \, dV$$

(∇_h ist der horizontale Gradient.) Bei der Transformation von kinetischer in potentielle Energie und umgekehrt sind keine künstlichen Energiequellen oder -senken beteiligt. Diese Eigenschaft ist nicht selbstverständlich. Sie hängt z.B. davon ab, daß für die diagnostische Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit aus der Kontinuitätsgleichung (2.5) derselbe Advektionsoperator zum Einsatz kommt wie für die Advektion der Dichte. Streng genommen ist das in einem Modell mit mehreren aktiven Tracern und nichtlinearer Zustandsgleichung nie der Fall, da die Dichte dann keiner prognostischen Größe entspricht. In praxi gilt die Gesamtenergieerhaltung aber in sehr guter Näherung.

Das Gleichungssystem (2.3), (2.5), (2.6) und (2.7) ist für die hier verfolgten Ziele noch unnötig allgemein. Die Impulsgleichungen enthalten noch nicht-lineare Terme sowie metrische Terme des Diffusionsoperators. Die relative Größe dieser Terme zum Coriolisterm ist von der Größenordnung der Rossby-Zahl mit planetarer Längenskala,

$$Ro_p = U/(fa) = O(10^{-3}).$$

Diese Beiträge zur Impulsbalance werden hier vernachlässigt, so daß (2.7a,b) ersetzt werden durch

$$u_t - fv = \tag{2.7a'}$$

$$= -(\rho_0 a \cos \varphi)^{-1} p'_\lambda + (A_{VM} u)_z + \nabla \cdot (A_{HM} \nabla u)$$

$$v_t + fu = \tag{2.7b'}$$

$$= -(\rho_0 a)^{-1} p'_\varphi + (A_{VM} v)_z + \nabla \cdot (A_{HM} \nabla v)$$

Die lokalen Zeitableitungen bleiben hauptsächlich aus modelltechnischen Gründen erhalten. Im Spektrum möglicher Bewegungen bleiben damit interne Schwerewellen, externe Rossby-Wellen und Trägheitswellen enthalten. Diese Wellen vermitteln im wesentlichen den geostrophischen Anpassungsprozeß und die Anpassung des Transports auf Änderungen des Antriebs mit Zeitskalen von einigen Tagen bis wenigen Wochen. Alle diese Anpassungsvorgänge verlaufen schnell im Vergleich zu den hier anvisierten Zeitskalen von mehreren Jahrzehnten. Auch die längerfristigen Veränderungen durch interne Kelvin-Wellen (WAJSOWICZ, 1986) sind dann abgeschlossen. Im Vordergrund des Interesses stehen dagegen advektive und diffusive Anpassungsprozesse des Dichtefeldes unter zeitlich unveränderlichem Antrieb. Dazu gehören auch die internen Rossby-Wellen. Idealerweise würde das Modell nur diese Vorgänge zeitlich explizit auflösen. Im Rahmen des verwendeten Modells wird ersatzweise die Methode der asynchronen Zeitintegration von Geschwindigkeitsfeld und Dichtefeld eingesetzt. Sie besteht im einfachsten Fall in der Verwendung verschiedener Zeitschritte Δt^{UV} und Δt^{TS} für die zeitliche Vorwärtsintegration der Impuls- bzw. Vorticitybalance und der Temperatur- bzw. Salzgleichungen. Dies ist gleichbedeutend mit einer Transformation der Zeitvariablen in den prognostischen Gleichungen für interne und externe Geschwindigkeitsfelder (BRYAN, 1984). Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von externen Rossbywellen und internen Schwerewellen im transformierten System ist reduziert und damit eher mit den für Θ und S relevanten Advektionsgeschwindigkeiten vergleichbar. Interne Rossby-Wellen sind von der Transformation wenig betroffen, wenn ihre Wellenlänge groß gegen den internen Rossby-Radius ist. KILLWORTH, SMITH und GILL (1984) geben eine Abschätzung des Effekts der Transformation auf interne Rossby-Wellen in Abhängigkeit von der numerischen Auflösung und dem Verhältnis

$$\kappa = \Delta t^{TS} / \Delta t^{UV}$$

der Zeitschritte. Für moderate κ (≈ 10) und Gitterabstände von 100 km oder mehr, werden die in ihrer Phasengeschwindigkeit reduzierten internen Rossby-Wellen nicht mehr vom Gitter aufgelöst oder sie sind ohnehin mit großen Phasenfehlern infolge der Diskretisierung behaftet. Eine Nebenwirkung der Methode besteht darin, daß auch der barokline Instabilitätsprozeß verändert wird. Große κ bewirken zwar eine Verringerung der Anwachsraten von instabilen Wellen. Gleichzeitig wird aber der Bereich instabiler Geschwindigkeitsscherungen größer (BRYAN, 1984). In dieser Hinsicht hat die Vernachlässigung der nichtlinearen Terme in (2.7a',b') den Vorteil, daß barokline Instabilität behindert wird und eine Abhängigkeit von κ nicht mehr zu erwarten ist.

3. Experimentelle Strategie

3.1 Darstellungen der Vermischung

Dichte ist keine prognostische Variable des Modells, die Diffusion von Dichte läßt sich nicht unmittelbar am Gleichungssystem (2.3), (2.5), (2.6) und (2.7) ablesen. Tatsächlich wird die Diffusion der aktiven Tracer Θ und S durch die Angabe von \mathbf{A}^Θ und \mathbf{A}^S spezifiziert. Es läßt sich jedoch ohne weiteres eine (2.7c,d) entsprechende Gleichung z.B. für die potentielle Dichte $\sigma(\Theta, S, z_k)$ konstruieren.

$$d\sigma/dt = \alpha d\Theta/dt + \beta dS/dt \quad (3.1)$$

$$= \alpha CA_\Theta + \alpha \nabla \cdot (\mathbf{A}^\Theta \cdot \nabla \Theta) + \beta CA_S + \beta \nabla \cdot (\mathbf{A}^S \cdot \nabla S)$$

mit $\alpha = \partial \sigma / \partial \Theta$ und $\beta = \partial \sigma / \partial S$. In (3.1) ist vom Strahlungswärmefluß abgesehen worden. Die Beiträge durch Vertikalkonvektion können zu CA_Θ zusammengezogen werden. Weiter wird nur der Fall $\mathbf{A}^\Theta = \mathbf{A}^S$ betrachtet. Dies schließt Doppeldiffusion aus. Die Dichtegleichung kann damit in

$$d\sigma/dt = CA_\sigma + \nabla \cdot (\mathbf{A}^\sigma \cdot \nabla \sigma) - (\mathbf{A}^\sigma \cdot \nabla \Theta) \cdot \nabla \alpha - (\mathbf{A}^\sigma \cdot \nabla S) \cdot \nabla \beta \quad (3.2)$$

umgeschrieben werden. (3.2) hat die gleiche Form wie (2.7c) für potentielle Temperatur bzw. (2.7d) für den Salzgehalt. Wegen der nichtlinearen Zustandsgleichung (2.6) treten hier aber die Zusatzterme

$$- (\mathbf{A}^\sigma \cdot \nabla \Theta) \cdot \nabla \alpha - (\mathbf{A}^\sigma \cdot \nabla S) \cdot \nabla \beta \quad (3.3)$$

auf. Sie beschreiben das sog. 'cabbeling'. Die Vermischung von Wassermassen gleicher potentieller Dichte aber unterschiedlicher potentieller Temperatur oder unterschiedlichen Salzgehalts resultiert im allgemeinen in eine Wassermasse, deren potentielle Dichte nicht mit der der Ausgangsprodukte übereinstimmt. In (3.2) kommt der Effekt der Druckabhängigkeit der Ausdehnungskoeffizienten α und β nicht zum Tragen, der für die Erhaltungseigenschaften auf neutralen Flächen von Bedeutung sein kann (vergl. McDOUGALL, 1984 und 1987). Im Modell wird die potentielle Dichte bezüglich des aktuellen Tiefenniveaus z_k für die Vermischung in diesem Niveau zugrundegelegt, es besteht dort eine Druckabhängigkeit.

Eine naheliegende und aus numerischen Gründen in gewisser Weise erzwungene Wahl von \mathbf{A} ist es, die diffusiven Flüsse in Koordinatenrichtungen vorzuziehen,

$$\mathbf{A}^\sigma = \begin{pmatrix} A(x) & 0 & 0 \\ 0 & A(y) & 0 \\ 0 & 0 & A(z) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Die $A(x_i)$ können dabei variabel und voneinander verschieden sein. Typische Werte für $A(x)$, $A(y)$ sind $10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, für $A(z)$ $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ oder kleiner. Eine Abschätzung der Größenordnungen in (3.2) ergibt dann für Neigungen $\mu \geq 10^{-4}$ einer Dichtefläche gegen die Horizontale ein Überwiegen der horizontalen Dichtediffusion über die vertikale Dichtediffusion. Die Größe der Zusatzterme (3.3) können mit der der vertikalen Diffusion vergleichbar sein (McDOUGALL, 1984,1987).

Im Nordatlantik gibt es ausgedehnte Gebiete, in denen die Neigung der Dichteflächen 10^{-4} überschreitet, so im Bereich des Nordäquatorialstroms, der Golfstromfortsetzung und des Nordatlantischen Stroms sowie in Teilen des subarktischen Wirbels. Durch die horizontale Diffusion kommt es zu einem diapyknen Dichtefluß, der einem Austauschkoeffizienten

$$A_d = A_{HH}(\sigma_x^2 + \sigma_y^2) / \sigma_z^2 = A_{HH} \mu^2 \quad (3.5)$$

entspricht. In den genannten Gebieten erreicht A_d Werte bis über $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (REDI, 1982). Dies ist mit den explizit vorgegebenen vertikalen Austauschkoeffizienten von i.d.R. kleiner $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ zu vergleichen. Diapykne Austauschkoeffizienten dieser Größe führen potentiell zu einem sehr starken thermohalinen Antrieb der nicht direkt ventilierten Schichten. VERONIS (1975) hat anhand der Modellresultate von HOLLAND (1971) gezeigt, daß diapykne Flüsse durch horizontale Diffusion zu unrealistischen Vertikalgeschwindigkeiten in der Hauptsprungschicht führen können. Der generelle Auftrieb im Inneren wird gegebenenfalls durch Abtrieb ersetzt.

Der Vermischungsterm in den Gleichungen für θ und S soll den Effekt der vom Modellgitter nicht aufgelösten Prozesse auf die Modellgrößen beschreiben. Von diesem physikalischen Gesichtspunkt ist die Darstellung (3.4) unbefriedigend. Die wichtigsten subskaligen Bewegungen sind die synoptisch- skaligen Wirbel. Ihre Wirkung auf die großräumigen Modellfelder wird aufgrund ihrer weitgehend geostrophischen Dynamik besser durch eine Vermischung auf Flächen konstanter potentieller Dichte dargestellt als durch eine rein horizontale Vermischung (McDOUGALL und CHURCH, 1986).

Im hier verwendeten Modell kann isopyknische Vermischung durch eine Drehung des Diffusionstensors erreicht werden, so daß die Hauptachsen in Richtung von $\nabla\sigma$ bzw. senkrecht dazu liegen. Die Gestalt des Vermischungstensors ist

von REDI (1982) und zuvor von SOLOMON (1971) für die kontinuierlichen Gleichungen angegeben worden. Wegen der kürzeren Notation werden kartesische statt Kugelkoordinaten für die Beschreibung verwendet.

$$\mathbf{A}^\sigma = 1/|\nabla\sigma|^2 *$$

$$\left(\begin{array}{ccc} A_1(\sigma_y^2 + \sigma_z^2) + A_d\sigma_x^2 & (A_d - A_1)\sigma_x\sigma_y & (A_d - A_1)\sigma_x\sigma_z \\ (A_d - A_1)\sigma_x\sigma_y & A_1(\sigma_x^2 + \sigma_z^2) + A_d\sigma_y^2 & (A_d - A_1)\sigma_y\sigma_z \\ (A_d - A_1)\sigma_x\sigma_z & (A_d - A_1)\sigma_y\sigma_z & A_1(\sigma_x^2 + \sigma_y^2) + A_d\sigma_z^2 \end{array} \right)$$

(3.6)

Dabei ist A_1 der Austauschkoeffizient für die Vermischung längs Isopyknen, A_d für die Vermischung quer zu den Isopyknen und σ eine potentielle Dichte relativ zum gerade betrachteten Tiefenniveau. Eingesetzt in (3.2) liefert der explizite Diffusionsterm (ohne Zusatzterme (3.3)) in diesem Fall

$$(A_d\sigma_x)_x + (A_d\sigma_y)_y + (A_d\sigma_z)_z = \nabla \cdot (A_d \nabla \sigma) \quad (3.7).$$

Unabhängig von der Neigung der Dichtefläche gibt es einen diapynen Dichtefluß, der allein durch den Koeffizienten $A_d = O(10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$ kontrolliert wird.

Im Modell wird eine vereinfachte Version verwendet, die im wesentlichen mit der von COX (1987) angegebenen übereinstimmt. Das Aspektverhältnis $\delta = H/L$ ist im Modell auf den Bereich ≤ 0.01 festgelegt. Damit gilt $\sigma_z \gg \sigma_x, \sigma_y$ und $T_z \gg T_x, T_y$ für Dichte und beliebige Tracer T. Weiterhin übertrifft der Austauschkoeffizient für Vermischung längs Isopyknen den für Vermischung quer zu Isopyknen um viele Größenordnungen, $A_1 \gg A_d$. Damit ist

$$\left(\begin{array}{ccc} A_1 & 0 & -A_1\sigma_x\sigma_z/\sigma_z^2 \\ 0 & A_1 & -A_1\sigma_y\sigma_z/\sigma_z^2 \\ -A_1\sigma_x\sigma_z/\sigma_z^2 & -A_1\sigma_y\sigma_z/\sigma_z^2 & A_1(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)/\sigma_z^2 + A_d \end{array} \right)$$

(3.8)

eine gültige Näherung für den Austauschtensor (3.6). Die xy- und yx-Komponenten verschwinden hier im Gegensatz zu dem von Cox vorgeschlagenen Tensor, in dem $-A_1 \sigma_x \sigma_y / \sigma_z^2$ berücksichtigt ist. Um den diffusiven Fluß zu erhalten, wird diese Komponente mit T_y bzw. T_x multipliziert, so daß sich z.B. für das Verhältnis des zweiten und dritten Beitrags zum Fluß in x-Richtung,

$$[-A_1 T_y \sigma_x \sigma_y / \sigma_z^2] / [-A_1 T_z \sigma_x \sigma_z / \sigma_z^2],$$

eine Größenordnung von

$$[A_1 T \delta^2 / L] / [A_1 T / L] = \delta^2 \ll 1$$

ergibt. Die Formulierung (3.8) hat zudem den Vorteil, daß die Hauptachsen des genäherten Tensors mit denen des ursprünglichen Tensors zusammenfallen. Es treten hierdurch keine Probleme mit künstlicher negativer diapykner Diffusion auf, wie sie COX (1987) beschreibt.

In (3.2) eingesetzt ergibt sich ein diffusiver Fluß $A_d (0,0,\sigma_z)$ in vertikaler Richtung. Der ursprüngliche Tensor liefert dagegen $A_d (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$. Der wesentliche Effekt der Näherung ist es, die diapykne Vermischung durch eine vertikale Vermischung zu ersetzen.

Aus Gründen der numerischen Stabilität können im diskreten Modell keine beliebig großen vertikalen Flüsse zugelassen werden. Solche Flüsse treten bei großer Neigung der Isopykne aufgrund der Vermischung in Längsrichtung auf. Besonders gilt dies in der konvektiv durchmischten Schicht. Praktisch wird diese Bedingung erfüllt, indem ab einer bestimmten Neigung der Fluß konstant gehalten wird. Die Stabilitätsbedingungen lassen sich dann als eine Forderung an diese maximal zu berücksichtigende Neigung formulieren,

$$s^{zz} \leq \Delta z / (4 A_1 \Delta t)^{1/2}, \quad (3.9a)$$

$$s^{az} \leq (\Delta a \Delta z / (4 A_1 \Delta t)) \quad (3.9b)$$

wobei die erste Bedingung aus der zz-Komponente des Vermischungstensors herrührt und die zweite aus der zx- bzw. zy-Komponente, je nachdem welche Richtung für die stärkere Beschränkung sorgt. In der Regel ist s^{az} größer als s^{zz} , stellt also eine geringere Einschränkung dar. Durch die zeitlich implizite Darstellung des mit der zz-Komponente verbundenen Flusses ist es COX (1987) gelungen, die Bedingung an s^{zz} auszuschalten, so daß nur noch (3.9b) zu erfüllen ist. In den meisten Fällen ermöglicht dies, alle Neigungen voll zu berücksichtigen, die an ozeanischen Fronten vorkommen. Eine Begrenzung des

diffusiven Flusses muß dann nur noch innerhalb der Deckschicht vorgenommen werden. Offensichtlich ist dort aber die Flußbegrenzung ohne Auswirkung auf das Modellresultat.

Experimente haben jedoch gezeigt, daß bei großen zugelassenen Neigungen ein neues Problem auftritt. Es wurde beobachtet, daß im Laufe der Integration in einigen Punkten Temperaturen und Salzgehalte weit außerhalb des physikalisch möglichen Bereichs entstehen. Infolge ihrer Randlage geht an diesen Punkten nur Diffusion und Konvektion in die Θ - und S -Balancen ein. Obwohl im konkreten Beispiel aber die Umgebungstemperaturen alle größer waren als die des zentralen Punktes, sank dessen Temperatur weiter ab. Es handelt sich um negative Diffusion aufgrund der diskreten Struktur des Modells. Eine typische Situation ist in Abb.3.1 für einen zweidimensionalen Fall skizziert. Die Temperaturentwicklung in (i,k) wird durch die diffusiven Flüsse bei $(i-1/2,k)$ und $(i,k-1/2)$ bestimmt. Auf der linken Seite bedeutet der längsisopykne Wärmefluß von hohen Temperaturen in höheren Schichten zu niedrigeren Temperaturen in tieferen Schichten einen Wärmefluß aus (i,k) heraus. Es handelt sich um einen antidiffusiven Fluß, der für sich allein aber physikalisch sinnvoll und gewollt ist. In einem sehr hoch auflösenden Modell würde dieser Fluß durch die vertikale Komponente des längsisopyknen Flusses bei $(i,k-1/2)$ überkompensiert werden. Die Neigung der Dichtefläche und die Temperaturgradienten auf der Dichtefläche würden - im Grenzübergang zum kontinuierlichen Modell - nur infinitesimal von den Gegebenheiten bei $(i-1/2,k)$ abweichen. Im grob auflösenden Modell kann sich jedoch die Neigung der Dichtefläche in $(i,k-1/2)$ erheblich von der in $(i-1/2,k)$ berechneten unterscheiden. Der vertikale diffusive Fluß in $(i,k-1/2)$ reicht in dem skizzierten Beispiel nicht aus, den antidiffusiven Fluß bei $(i-1/2,k)$ auszugleichen. Durch die fortgesetzte Auskühlung verschlimmert sich die Situation zusätzlich, da die Neigung der am linken Rand der Gitterzelle berechneten Dichtefläche zunimmt, während sich die statische Stabilität in $(i,k-1/2)$ erhöht.

Solche Situationen sind nicht notwendigerweise auf die oben beschriebenen randnahen Punkte beschränkt. Im Inneren kommt es aber mit großer Wahrscheinlichkeit zumindest nicht zu dem selbstverstärkenden Effekt, da viele Prozesse auf einen Ausgleich der Anomalie hinarbeiten können. Da eine große für die isopykne Diffusion zugelassene Steigung den geschilderten Effekt begünstigt, wurde hier eine relativ geringe maximale Steigung s gewählt. Es ist dann nicht mehr sinnvoll die implizite Darstellung des mit der zz -Komponente verbundenen Flusses zu verwenden. Das Experiment ISO wurde daher mit einem entsprechend (3.9a) gewählten s durchgeführt. Damit sind keine Anomalien durch lokale Antidiffusion mehr beobachtet worden, die bei isopyknischer Vermischung auftreten kann.

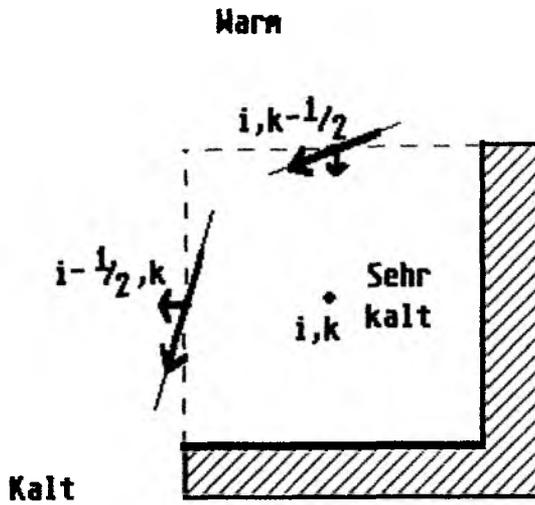


Abb.3.1 Lokale Antidiffusion bei isopyknischer Vermischung in einem grob auflösenden Modell.

Durch die - relativ frühzeitige - Begrenzung des vertikalen Flusses soll aber keine zusätzliche diapyczne Vermischung eingeführt werden. Die Formulierung

$$A_1/S^2 \left(\begin{array}{ccc} \sigma_z^2 & 0 & -\sigma_x \sigma_z \\ 0 & \sigma_z^2 & -\sigma_y \sigma_z \\ -\sigma_x \sigma_z & -\sigma_y \sigma_z & \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + A_d S^2 / A_1 \end{array} \right) \quad (3.10)$$

für den Vermischungstensor erfüllt diese Forderung. Dabei ist

$$S = \min(\sigma_z, -(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)^{1/2} / \tan \mu_{\max})$$

mit der Neigung μ einer Dichtefläche gegen die Horizontale. Diese Eigenschaft stellt eine zweite Modifikation des Coxschen Ansatzes dar. Dort geht die

isopykne Vermischung mit steigender Neigung in eine horizontale Vermischung über,

$$(A_1 \varepsilon \sigma_x)_x + (A_1 \varepsilon \sigma_y)_y + (A_1 \varepsilon \sigma_z)_z \quad (3.11)$$

mit $0 \leq \varepsilon = 1 - \sigma \frac{z}{S^2} \leq 1$.

S bzw. μ_{\max} ist ein neuer von außen vorzugebender Parameter, der gemäß (3.9) entsprechend dem durch die Advektionsgeschwindigkeit vorgegebenen Zeitschritt zu wählen ist. In dem unten beschriebenen Experiment ist $S = 330$, was einer Steigung einer Dichtefläche von 300 m über die horizontale Gitterdistanz entspricht. Praktisch bedeutet dies, daß S fast überall außerhalb der konvektiv durchmischten Schicht gleich $\sigma \frac{z}{S^2}$ ist und (3.10) damit äquivalent zu (3.8) wird. Im diskreten Modell kann A_1 / S^2 nicht aus der Matrix (3.10) herausgezogen werden, da S^2 an jedem Flußpunkt aufgrund des versetzten Gitters unterschiedlich definiert ist.

3.2 Advektionsschema

Der eben skizzierte Zugang zur isopyknen Vermischung unterscheidet sich in zwei Punkten von der alternativen Möglichkeit, ein neues Koordinatensystem zu wählen, in dem die Dichte die Rolle der Vertikalkoordinate übernimmt (BLECK und BOUDRA, 1981; BOGUE, HUANG und BRYAN, 1986) und isopykne Vermischung gleichbedeutend mit Vermischung in Koordinatenrichtung ist. Dies ist zum einen die große Flexibilität des z -Koordinatenmodells, die zudem mit einer relativ einfachen und rechnerisch effektiven Numerik verbunden ist. Zum anderen macht die Einbeziehung einer aktiven Thermodynamik gewisse Schwierigkeiten bei den genannten Dichtekoordinaten-Modellen. Insbesondere gilt dies, wenn Effekte eine nichtlineare Zustandsgleichung berücksichtigen werden sollen.

Die Vorteile des z -Koordinatenmodells werden mit mehreren konzeptionellen Nachteilen erkauft. So findet eine Anpassung der effektiven Gitterauflösung an Strukturen des Dichtefeldes, insbesondere die permanente Sprungschicht, nicht statt. Für eine adäquate Auflösung sind in der Regel mehr Modellniveaus als Schichten im isopyknischen Modell notwendig. Dadurch geht ein Teil der numerischen Ökonomie wieder verloren.

Im folgenden soll näher auf die Rolle des Advektionsschemas und seine Verbindung zur Diffusion im z -Koordinatenmodell eingegangen werden. Advektions- und Diffusionsterm in (2.7c,d) können vom numerischen Gesichtspunkt her nicht als getrennte Einheiten betrachtet werden. Entweder ist das numerische Advektionsschema schon selbst mit einer (impliziten) Diffusion behaftet oder es benötigt eine gewisse explizite Diffusion, um Effekte der numerischen Dispersion zu unterdrücken.

3.2.1 Einseitige Differenzen

Die Darstellung der Advektion mit einseitigen räumlichen Differenzen, das 'upstream'-Schema, gehört in die erste Kategorie. Der Klarheit halber sei hier nur das eindimensionale Schema beschrieben:

$$T_i^{n+1} = T_i^n - \Delta t (F_{i+1/2}^U - F_{i-1/2}^U) / \Delta x \quad (3.12a)$$

mit

$$F_{i+1/2}^U = 0.5 [u_{i+1/2}^n (T_{i+1}^n + T_i^n) - |u_{i+1/2}^n| (T_{i+1}^n - T_i^n)] \quad (3.12b)$$

Nähere Informationen über die Implementation einseitiger Differenzen im in Kapitel 2 beschriebenen numerischen Modell sind im Anhang A1 zu finden.

Das Schema ist definit in dem Sinn, daß die T_i^n zu keinem Zeitpunkt den durch die Anfangs- und Randbedingungen festgesetzten Wertebereich verlassen. Darüber hinaus ist (3.12) monoton. Wenn die Verteilung T_i^{n+1} monoton bezüglich i ist, dann ist auch die Verteilung T_i^n monoton. Diese Eigenschaften teilt (3.12) mit der kontinuierlichen Advektionsgleichung

$$T_t + (uT)_x = 0 \quad (3.13),$$

es sind Eigenschaften, die idealerweise jedes numerische Advektionsschema besitzen sollte.

Das Schema (3.12) hat den Nachteil, daß es (3.13) nur in erster Ordnung in Δx und Δt approximiert. In zweiter Ordnung, also mit höherer Genauigkeit, wird

$$T_t + (uT)_x = (A_{\text{imp1}} T_x)_x \quad (3.14)$$

approximiert. Der Diffusionskoeffizient

$$A_{\text{imp1}} = 0.5 (|u| \Delta x - \Delta t u^2) \quad (3.15)$$

hängt vom Betrag der Advektionsgeschwindigkeit ab. Im mehrdimensionalen Fall hängt A_{imp1} zusätzlich noch vom Gradienten von T ab, bei räumlich veränderlichem Geschwindigkeitsfeld kommt eine Abhängigkeit von Stromscherungen hinzu (siehe z.B. SMOLARKIEWICZ, 1984).

In die Systematik des Abschnitts 3.1 läßt sich (3.12) als eine Advektions-Diffusionsgleichung mit einem Austausch tensor der Form (3.4) einordnen. Die

Besonderheit ist die Abhängigkeit der $A^{(x)}$ vom Geschwindigkeitsfeld und im geringeren Maß vom Gradienten von T .

Außer in der Nähe der nach dem CFL-Kriterium maximal möglichen Geschwindigkeits-Zeitschrittkombination ist $\Delta t u^2$ in (3.15) gegen $|\Delta x|$ vernachlässigbar. Bei einer horizontalen Geschwindigkeitskomponente von 0.02 m/s und einer Gitterdistanz von 100 km ergibt sich dann ein horizontaler Diffusionskoeffizient von $10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Innerhalb starker Strömungen kann A_{impl} weit über diesen häufig für die explizite Diffusion bei der angegebenen Auflösung verwendeten Koeffizienten anwachsen, während insbesondere in tiefen Schichten sehr kleine effektive Diffusionskoeffizienten realisiert werden. Die horizontalen Mittel des zonalen und meridionalen impliziten Austauschcoeffizienten nehmen von Werten nahe $2 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in Oberflächennähe auf Werte um $2 \cdot 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in der Tiefe ab. Diese Werte sind wie alle noch folgenden Werte für implizite Austauschcoeffizienten durch Verhältnisbildung von tatsächlich auftretendem diffusiven Temperaturfluß zum Temperaturgradienten berechnet worden. Es sei betont, daß der Schwankungsbereich der impliziten Diffusivität sehr groß ist und die horizontal gemittelten Werte mit diesem Vorbehalt zu betrachten sind.

Eine Vertikalgeschwindigkeit von 10^{-6} m/s zusammen mit einer Gitterauflösung von 200 m liefert $A_{\text{impl}}^V = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Das Modell erzeugt teilweise sehr viel größere Vertikalgeschwindigkeiten. Das horizontale Mittel des impliziten Austauschcoeffizienten ist als Vertikalverteilung in Abb.3.2 dargestellt. Der mittlere vertikale Austauschcoeffizient nimmt von etwa $0.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ zwischen erstem und zweitem Modellniveau schnell auf unphysikalisch große Werte zu. Unterhalb von 2000 m bewegt sich A_{impl}^V zwischen 60 und $70 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Eine lokale Analyse zeigt, daß die Mittelwerte durch den westlichen Rand, den gesamten Bereich des subarktischen Wirbels und Teilbereiche über dem Mittelatlantischen Rücken bestimmt sind. Dies sind Gebiete in denen große Vertikalgeschwindigkeiten auch noch in großen Tiefen vorhanden sind. Da die Gitterabstände mit der Tiefe zunehmen (vergl. Tabelle 3.3), haben die großen Vertikalgeschwindigkeiten in der Tiefe einen besonders großen Effekt auf die effektive Vermischung.

Die Kombination der isopyknen Vermischung mit (3.12) ist wegen der mit diesem Advektionsschema verbundenen zum Teil starken Diffusion in den Koordinatenrichtungen nicht sinnvoll.

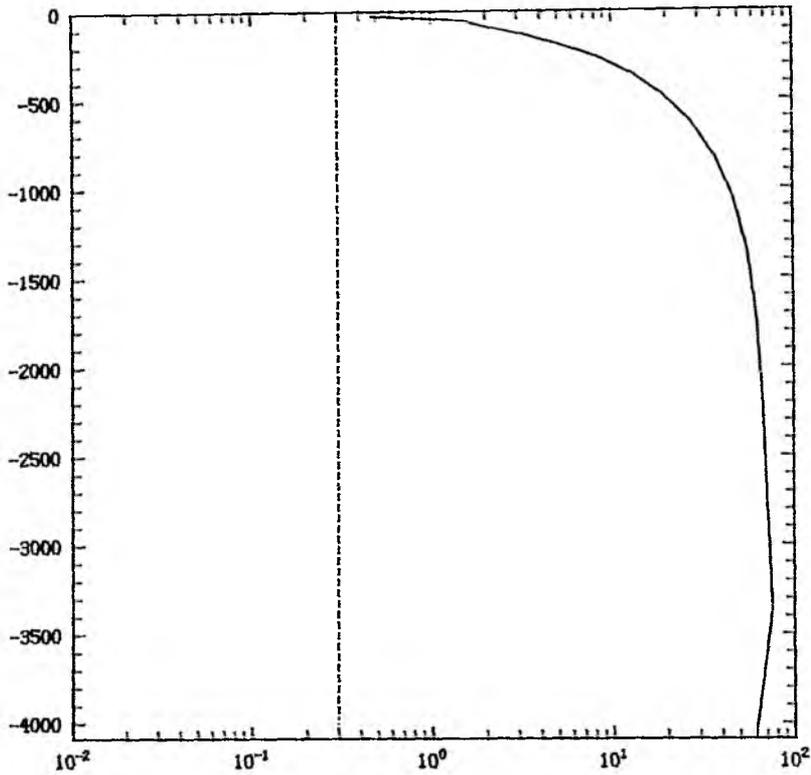


Abb.3.2 Horizontal gemittelter impliziter vertikaler Austausch-
koeffizient A^V_{impl} für Θ bei einseitigen Differenzen. Die Tiefe
ist in m, A^V in cm^2/s angegeben. Der Wert beim Zentrale Differenz-
schema ist 0.3 (gestrichelt).

Experiment	CONST	EXP	UPS	FCT	ISO
Advektion	Zentrale Differenzen (3.16)		'upstream' (3.12)	FCT (3.18)	FCT (3.18)
Explizite Diffusion	horizontal/vertikal (3.4) A_{HH} konst.	$A_{HH}(z)$	—	—	isopyknisch/ diapyknisch (3.10)
Implizite Diffusion	—	—	Geschwindig- keitsabhängig s. (3.15)	Zwischen 0 und der des 'upstream' Verfahrens.	

Tabelle 3.1. Kurzbezeichnungen der Experimente und ihre Unter-
schiede.

3.2.2 Zentrale Differenzen

Die Diskretisierung von (3.13) mit zentralen Differenzen in Raum und Zeit ('Leapfrog'),

$$T_1^{n+1} = T_1^{n-1} - \Delta t [F_{1+1/2}^Z - F_{1-1/2}^Z] / \Delta x \quad (3.16a)$$

mit

$$F_{1+1/2}^Z = 0.5 u_{1+1/2}^n (T_{1+1}^n + T_1^n) \quad (3.16b),$$

ist eine Näherung zweiter Ordnung in Δt und Δx , die implizite Diffusion ist biharmonisch und damit viel weniger wirkungsvoll als die zu (3.12) gehörige. Allerdings ist (3.16) mit einem großen Phasenfehler verbunden. Im Gegensatz zum kontinuierlichen Problem hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Wellenzahl ab (MESINGER und ARAKAWA, 1976). Die falsche Dispersion macht sich besonders bei den kürzesten möglichen Wellenlängen bemerkbar und damit bei solchen Strukturen, zu deren Aufbau kurzwellige Komponenten mit relativ großer Amplitude beitragen. An Fronten und Sprungschichten kann man daher bei Verwendung von (3.16) häufig eine intensive kleinskalige Variabilität der advehierten Größe beobachten, die an das Gibbsche Phänomen erinnert. Die Monotonieeigenschaft wird von (3.16) nicht erfüllt. Im Laufe der zeitlichen Integration entstehen physikalisch unrealistische Werte von T . Man kann zeigen (PEYRET und TAYLOR, 1983), daß zur Unterdrückung der Dispersionseffekte

$$Re = u \Delta x / A \leq 2 \quad (3.17)$$

notwendig ist. Diese Bedingung wird vom 'upstream'-Verfahren automatisch und lokal erfüllt, während A in der Regel zumindest horizontal konstant vorgegeben wird. Orientiert man sich dabei gemäß (3.17) an der maximalen Geschwindigkeit, erhält man ein überall sehr diffusives Modell. In einem mehrdimensionalen Modell mit mehreren konkurrierenden Prozessen ist dies jedoch häufig eine viel zu restriktive Bedingung, so daß kleinere A gewählt werden können. Dafür ist unter Umständen ein aufwendiges Einstellen der Diffusionsparameter erforderlich, das trotzdem keine Sicherheit vor Fehlern durch numerische Dispersion bietet.

Die Kombination von (3.16) mit der isopyknischen Diffusion (3.8) ist aus diesem Grund kritisch zu bewerten. Größen, die weitgehend oder in bestimmten Gebieten parallel zur Dichte verlaufen, erfahren keine Diffusion und damit keine Dämpfung von dispersiven Über- und Unterschwingern. Dies ist besonders ausgeprägt, wenn Dichte bzw. eine äquivalente Temperatur als einziger aktiver Tracer im Modell mitgeführt wird. Es ist aber auch in einem Modell mit

Temperatur und Salzgehalt häufig für die einzelnen Tracer erfüllt. COX (1987) schlägt deshalb vor, (3.16) und (3.8) zu kombinieren und zusätzlich Diffusion der Form (3.4) beizubehalten. Die zur Unterdrückung der Dispersionseffekte notwendigen Austauschkoeffizienten $A^{(x, y)}$ können in der Regel wesentlich kleiner als ohne isopykne Vermischung sein. Das gilt jedoch nur eingeschränkt für die vertikale bzw. diapykne Diffusion. Sie muß bei dieser Zusammenstellung nach wie vor überwiegend nach numerischen Gesichtspunkten ausgewählt werden, insbesondere darf eine bestimmte, von der vertikalen Auflösung und den auftretenden Vertikalgeschwindigkeiten abhängige Mindestgröße nicht unterschritten werden. Auch für die zusätzliche horizontale Diffusion sind an erster Stelle numerische Erfordernisse relevant. In der konvektiv durchmischten Schicht gelten für die zusätzliche Diffusion dieselben Beschränkungen wie im Modell mit horizontaler Vermischung, da die isopykne Vermischung in der Formulierung (3.10) verschwindet. Die horizontale Diffusion in der Deckschicht ist aber ein Prozeß, der für die Wassermassentransformation beim Einstrom von Wassermassen subtropischen Ursprungs in den subarktischen Bereich potentiell von Bedeutung ist. Daher ist eine Wahl nach weitgehend physikalischen Vorgaben wünschenswert. Wegen der großen Sensitivität der Modellresultate von der vertikalen bzw. diapyknen Diffusivität (BRYAN, 1987) gilt dies in verstärktem Maß für den vertikalen Austausch.

3.2.3 FCT-Verfahren

Als Folgerung ergibt sich daraus die Notwendigkeit, die isopykne Vermischung mit einem Advektionsschema möglichst geringer impliziter Diffusion bei gleichzeitiger Unterdrückung von dispersiven Effekten zu kombinieren. Von den zur Auswahl stehenden Verfahren (einen Überblick gibt ROOD, 1987) fiel die Entscheidung auf das von BORIS und BOOK (1973) zuerst beschriebene FCT-Verfahren, das ZALESK (1979) auf den Fall mehrerer Dimensionen verallgemeinert hat.

Beim FCT-Verfahren wird ein gewichtetes Mittel aus den advektiven Flüssen F^L eines definiten Schemas niedriger Approximationsordnung und den Flüssen F^H eines Advektionsschemas höherer Approximationsordnung gebildet. Die Differenz $F^A = F^H - F^L$ wird als antidiffusiver Fluß bezeichnet. Hier werden die Verfahren (3.12) und (3.16) herangezogen, $F^L = F^U$, $F^H = F^Z$.

$$T_1^{n+1} = T_1^n -$$

$$\Delta t * [F_{1+\frac{1}{2}}^U - F_{1-\frac{1}{2}}^U + c_{1+\frac{1}{2}} F_{1+\frac{1}{2}}^A - c_{1-\frac{1}{2}} F_{1-\frac{1}{2}}^A] / \Delta x \quad (3.18)$$

Die Gewichtung geschieht so, daß die Divergenz der resultierenden Flüsse keine neuen Extremwerte produziert, daß also die Lösung T^{n+1} der Advektionsgleichung am Punkt $x=i\Delta x$ zwischen T^{\min} und T^{\max} liegt. T^{\min} und T^{\max} bestimmen sich nach Zalesak aus der Lösung T^n zum vorherigen Zeitpunkt und aus der vorläufigen Lösung T^* nach Anwendung des Schemas niedriger Ordnung. Dafür werden der zentrale Punkt $i\Delta x$ und seine nächsten Nachbarn berücksichtigt. Einzelheiten über die Implementation des FCT-Verfahrens im numerischen Modell, insbesondere die zeitliche Diskretisierung und die verwendete Gewichtung der Flüsse, enthält der Anhang A2.

Nach seiner Konstruktion liegt das FCT-Verfahren irgendwo - abhängig von der Variationsbreite $T^{\max} - T^{\min}$ der advehierten Größe und vom Geschwindigkeitsfeld - zwischen den diffusionsfreien Zentralen Differenzen und den einseitigen Differenzen. Es ist damit mit einer impliziten Diffusion in Koordinatenrichtung behaftet. Die äquivalenten horizontalen Austauschkoeffizienten betragen im horizontalen Mittel wenige $10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, wobei wiederum relativ große Werte am Westrand und sehr kleine Werte im Inneren auftreten. Sie sind damit wesentlich kleiner als die des Verfahrens (3.12) und zumindest in weiten Teilen des Modellgebiets auch geringer als die explizite Diffusion, ohne die das Zentrale Differenzen Schema nicht auskommt.

Angesichts des extrem großen impliziten vertikalen Austauschs des 'upstream'-Schemas steht zu befürchten, daß die implizite vertikale Diffusion auch beim FCT-Verfahren noch unerwünscht groß ist. Auf den ersten Blick bestätigt Abb.3.3a diese Befürchtung. Die über die gesamte Fläche eines Niveaus gemittelten impliziten Austauschkoeffizienten liegen zwar in den oberen 600 m unter dem expliziten Austauschkoeffizienten, der für das Zentrale-Differenzen-Schema gewählt wurde. Darunter steigt der implizite Austausch aber auf bis zu $10 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ an. Wie beim 'upstream'-Schema sind sehr große Werte aber auf bestimmte Gebiete lokalisiert, während in anderen Gebieten sehr kleine Austauschkoeffizienten realisiert werden. Eine typische Verteilung der vertikalen Diffusivität im Inneren ist in Abb.3.3b wiedergegeben. Oberhalb von 2500 m liegt sie unter der expliziten Diffusivität des Zentrale-Differenzen Experiments. Im Bereich der Sprungschicht zwischen 600 und 1700 m Tiefe verschwindet sie praktisch ($< 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) völlig. Auch in der Deckschicht und im oberen Teil der Sprungschicht werden kleine Werte unter $0.1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ erreicht. Die lokale Verteilung der Abb.3.3b kann zur Illustration der Wirkung der Gewichtung im FCT-Schema dienen.

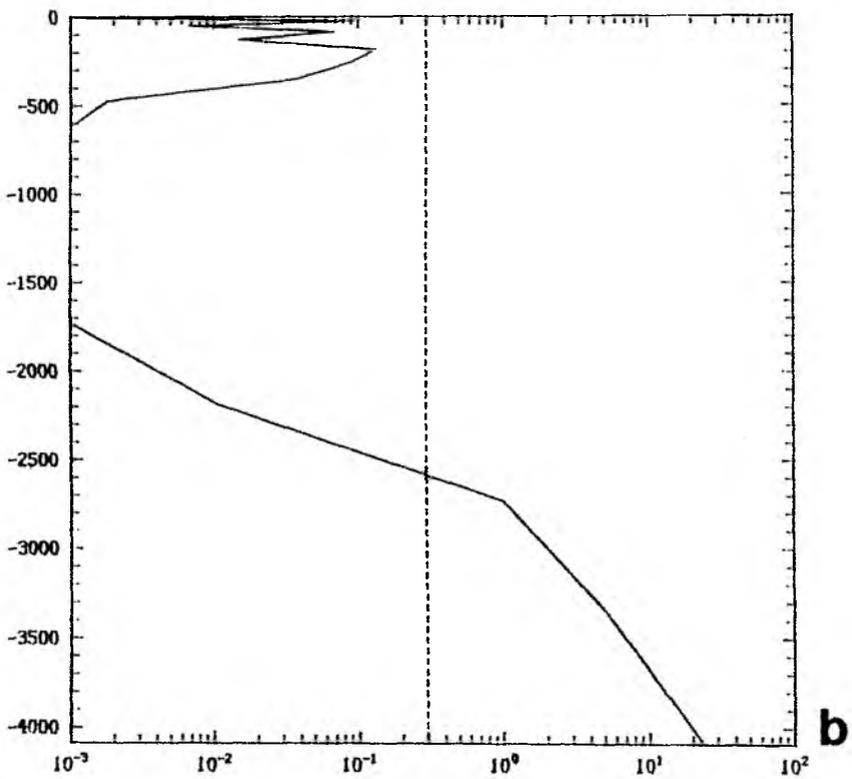
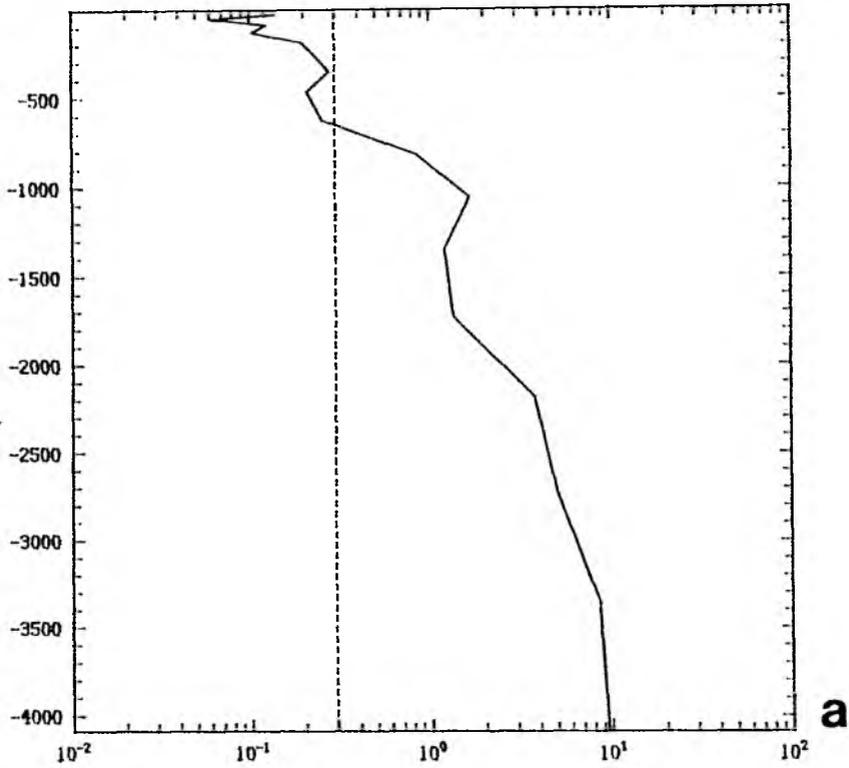


Abb.3.3. Effektiver vertikaler Austauschkoefizient für θ beim FCT-Verfahren, horizontales Mittel über a) das gesamte Modellgebiet, b) das Feld 30 - 40 N, 40 - 50 W. Der Wert beim Zentrale Differenzschema ($0.3\text{cm}^2\text{s}^{-1}$) ist gestrichelt eingezeichnet. (Vergl. Abb.3.2)

In der Sprungschicht sind die Unterschiede zwischen den Flüssen F^L und F^H aufgrund der geringen Vertikalgeschwindigkeiten und der relativ guten vertikalen Auflösung gering. Die großen vertikalen Gradienten sind mit einem großen Schwankungsbereich der Temperatur verbunden. Beides wirkt zusammen, so daß die $c_{1+/-1/2}$ in (3.18) in vielen Punkten sehr nahe an eins liegen. Damit wird näherungsweise ein Zentrale Differenzen Schema realisiert, der effektive Austauschkoefizient verschwindet nahezu. In größeren Tiefen nehmen die Unterschiede zwischen F^H und F^L wegen der in der Regel mit der Tiefe zunehmenden Vertikalgeschwindigkeiten und der größer werdenden Gitterauflösung zu. Das Verhältnis der antidiffusiven Flüsse zum Schwankungsintervall ist unterhalb der Sprungschicht größer als im Bereich der Sprungschicht. Das Verfahren muß vermehrt die antidiffusiven Flüsse begrenzen, damit T^{n+1} das kleine Schwankungsintervall nicht verläßt.

Insgesamt ist diese Verteilung mit physikalischen Vorstellungen über die vertikale Vermischung im Ozean verträglich (siehe z.B. GARGETT, 1984). Der sehr große Austausch in größeren Tiefen ist für die hier zu betrachtenden Experimente wenig relevant, da die Integrationszeit nur wenige Jahrzehnte beträgt. Geringe implizite Diffusivität auch in größeren Tiefen kann man durch eine wesentlich verbesserte vertikale Auflösung erreichen, so daß Variationsbreite und vertikaler Fluß in ein besseres Verhältnis zueinander geraten.

3.3 Beschreibung der Experimente

Im Zentrum des hier geplanten Vergleichs steht das Verfahren (3.16) mit Diffusion der Form (3.4) (im folgenden als CONST und EXP bezeichnet) sowie das FCT-Verfahren (3.18) mit isopykner Diffusion (3.10) (ISO). Daneben wurden zwei weitere Experimente ohne explizite Diffusion durchgeführt. Zum einen handelt es sich um ein Experiment mit dem 'upstream'-Verfahren (3.12) (UPS) zum anderen um ein Experiment mit dem FCT-Verfahren (3.18) allein (FCT, vergl. die Übersicht in Tabelle 3.1).

CONST und EXP dienen hier als Referenzlösungen, da dieser Typ das in der Literatur am besten untersuchte Verfahren für Modelle der großräumigen ozeanischen Zirkulation darstellt. Der Vergleich mit dem Ergebnis dieser Experimente soll eine Bewertung der neuen Verfahren in ISO und FCT ermöglichen. Die horizontale Diffusion (3.4) wird durch konstante oder lediglich mit der Tiefe variierende Austauschkoefizienten beschrieben, der vertikale Austauschkoefizient wird konstant gewählt. Die Größe der einzelnen Parameter wird in 3.4 angegeben. CONST hat sich als sinnvolle Ergänzung der übrigen Experimente herausgestellt, weil es der einzige Fall mit großer horizontaler Diffusivität in mittleren und großen Tiefen (unterhalb etwa 500 m) ist.

ISO soll die Auswirkungen niedriger diapkyner Diffusion aber regional großer vertikaler Austauschraten für passive Tracer im Vergleich zu hoher diapkyner Diffusion an Dichtefronten und kleiner vertikaler Diffusion von passiven Tracern in CONST und EXP aufzeigen.

Die mit dem 'upstream'-Schema verbundene Diffusion weist durch ihre Kopplung an das Geschwindigkeitsfeld einen physikalisch realistischen Aspekt auf, der in den anderen Experimenten nicht berücksichtigt wird. Die Regionen starker Strömungen sind fast immer auch Gebiete mit hoher Wirbelaktivität und damit wahrscheinlich hoher Vermischung. Aus theoretischen Gründen sollte die Vermischung allerdings an Geschwindigkeitsscherungen gekoppelt sein. Außerdem erfolgt die Vermischung des 'upstream'-Schemas in Koordinatenrichtung ("kartesische Vermischung"), während sie sich aus physikalischer Sicht an den Dichteflächen orientieren sollte. UPS ist hier auch weniger wegen der eventuellen physikalischen Relevanz aufgenommen worden, sondern soll hauptsächlich klären, ob die attraktiven Eigenschaften des 'upstream'-Verfahrens genutzt werden können, ohne untragbare Defekte durch die große kartesische Diffusion hinnehmen zu müssen.

FCT schließlich stellt den Grenzfall sehr geringer Diffusion dar, sowohl von Dichte als auch von passiven Tracern. Da die Dichtediffusion bis auf die Effekte der Zusatzterme (3.3) und der expliziten diapkyner Diffusion mit der in ISO übereinstimmt, kann man sehr ähnliche Dichteverteilungen in FCT und ISO und damit sehr ähnliche Strömungen erwarten. Der Vergleich mit ISO liefert daher unmittelbare Aussagen über die Rolle der Diffusion gegenüber der Advektion für die Ausbreitung von Tracern.

3.4 Konfiguration und Parameter

Die Experimente wurden unter möglichst gleichen Bedingungen durchgeführt. Es folgt eine Beschreibung der allen Experimenten gemeinsamen Parameter und äußeren Bedingungen, inklusive der Antriebsfunktionen. Eine Zusammenfassung gibt Tabelle 3.2.

3.4.1 Modellgebiet, Auflösung und Randzonen

Die westliche Berandung liegt bei 81° W. Der Golf von Mexiko ist ausgeschlossen worden, um die Anzahl der Modellpunkte um etwa ein Fünftel zu reduzieren. Dadurch wird Kuba zur Halbinsel, der Transport im westlichen Randstrom kann nur durch die 'windward passage' zwischen Kuba und Haiti oder nördlich der Antillen erfolgen. In Hinsicht auf die zu untersuchenden Fragestellungen scheint das gerechtfertigt zu sein. Außerdem ist das Mittelmeer nicht ins Modell einbezogen worden. Der Ostrand liegt bei 5° E.

$\Delta\varphi, \Delta\lambda$	1°
A_{HM}	$5 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
A_{VM}	$10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}$
A_{HH}	$10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ [$(10^3 - 3 \cdot 10^2) e^{z/500\text{m}} + 3 \cdot 10^2$ in EXP]
A_I	[$(10^3 - 3 \cdot 10^2) e^{z/500\text{m}} + 3 \cdot 10^2$] $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
A_{VH}	$0.3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
A_d	$0.3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
$1/\gamma$	20 d
$1/\Gamma$	2 d
Δt^{TS}	6 h
Δt^{UV}	1 h

Tabelle 3.2: Die wichtigsten gemeinsamen Parameter der Experimente

Das Modellgebiet reicht vom Äquator bis 66° N , es wird mit einer Gitterdistanz von 1° in zonaler und meridionaler Richtung aufgelöst. In der Vertikalen werden 18 Niveaus verwendet, die Auflösung variiert zwischen 20 m und 800 m (Tabelle 3.3).

Niveau	Δz	z^{TS}	z^w
1	20.0	10.0	20.0
2	26.0	33.0	46.0
3	34.0	63.0	80.0
4	44.0	102.0	124.0
5	56.5	152.25	180.5
6	73.5	217.25	254.0
7	93.5	300.75	347.5
8	120.0	407.5	467.5
9	152.5	543.75	620.0
10	193.0	716.5	813.0
11	242.0	934.0	1055.0
12	301.0	1205.5	1356.0
13	371.5	1541.75	1727.5
14	452.5	1953.75	2180.0
15	542.5	2451.25	2722.5
16	637.5	3041.25	3360.0
17	728.5	3724.25	4088.5
18	800.0	4488.5	4888.5

Tabelle 3.3: Vertikale Diskretisierung.

Δz ist die Dicke einer Schicht, z^{TS} ist die Tiefe von Θ , S bzw. (u,v) -Punkten. Die Vertikalgeschwindigkeit liegt an z^w vor.

Im Norden wird mit dem Grönland-Schottland-Rücken eine natürliche Grenze ausgenutzt. Der im Ozean wichtige Austausch des Europäischen Nordmeers mit dem restlichen Atlantik (WORTHINGTON, 1970, 1976; WARREN, 1981; McCARTNEY und TALLEY, 1984) konnte mit dem Modell nicht reproduziert werden. Angesichts der schmalen und auf tiefe Durchlässe beschränkten Überströmungen liegt die Vermutung nahe, daß dies ein Problem der Auflösung des Modellgitters sein könnte. Die Topographie wird im Modell durch die vertikale und horizontale Diskretisierung nur ungenügend wiedergegeben. Tiefe schmale Durchlässe wie die Dänemark-Straße und der Färöer-Shetland Kanal werden nicht erfaßt. Die Tiefenniveaus, die Ausgangswassermassen für den 'overflow' aus der Norwegischen See enthalten, haben dadurch keinen Kontakt mit dem restlichen Atlantik. Es erschien daher bei der gegebenen Auflösung nicht sinnvoll das Europäische Nordmeer in das Modellgebiet mit einzubeziehen, da es im wesentlichen als isoliertes Nebenmeer konfigurieren würde. Wegen der nach Norden abnehmenden zonalen Gitterdistanz (38 km bei 70° N statt 111 km am Äquator) würde eine Ausdehnung des Modellgebiets weit nach Norden zudem eine Verkleinerung des maximal möglichen Zeitschritts und damit eine Verteuerung der Experimente bedeuten.

Der Äquator stellt zwar eine natürliche Grenze für lineare Wellenvorgänge dar, im Ozean findet aber ein erheblicher Massen- und Wärmetransport über den Äquator statt.

Die Ränder am Äquator und bei 66° N sind hier als feste Berandungen implementiert, es wurde darauf verzichtet, eine offene Randbedingung einzuführen. Stattdessen werden als einfachere Hilfsmittel sogenannte 'restoring'-Zonen (SARMIENTO und BRYAN, 1982) längs dieser Ränder gelegt. Die Zonen sind jeweils 5° breit. In ihnen gibt es in den prognostischen Gleichungen für potentielle Temperatur und Salzgehalt (2.7c,d) einen Zusatzterm,

$$\Gamma (\Theta^* - \Theta) \quad \text{bzw.} \quad \Gamma (S^* - S) \quad (3.19)$$

der die Modellgrößen zu vorgegebenen Werten Θ^* und S^* hin treibt. Zwischen den beiden Randzonen sind die thermodynamischen Gleichungen voll prognostisch. Im folgenden wird der Standpunkt eingenommen, daß das eigentliche Modellgebiet nur von 6 bis 60° N reicht und die Grenzen zu den Randzonen offene Ränder darstellen.

Die Randzonen ersetzen hier den restlichen Ozean, mit dem der aus ökonomischen Gründen begrenzte Modellozean Eigenschaften austauschen soll. Insbesondere braucht der Modellozean zwischen den Randzonen keine geschlossene Wärme- oder Salzbilanz aufzuweisen. So tritt z.B. das Nordatlantischen Tiefenwasser von Norden kommend in die südliche Randzone ein. Wegen der

festen Berandung am Äquator, steigt es aus Kontinuitätsgründen innerhalb der Randzone auf. Dabei gelangt es in Tiefen, in denen höhere Referenztemperaturen Θ^* vorgeschrieben sind. Der 'restoring'-Term (3.19) wirkt als interne Wärmequelle, das Tiefenwasser erhält im Laufe des Aufstiegs die Eigenschaften einer oberflächennahen Wassermasse. Im wirklichen Ozean findet dieser Transformationsprozeß ebenfalls statt, jedoch nicht im Gebiet $0-5^\circ$ N sondern irgendwo im Restozean. Dort nimmt der Ozean die Wärme über Oberflächenflüsse auf, die für diese Transformation notwendig ist. Die Wärmeaufnahme durch den 'restoring'-Term ersetzt die Wärmeaufnahme, die der Ozean netto im Südatlantik und eventuell noch größeren Gebieten erfährt und nach Norden über den Äquator hinweg transportiert.

Ein ähnlicher Prozeß findet in der nördlichen Randzone statt. Das Wasser, das dort durch Nordatlantischen und Irmingerstrom in die Randzone eintritt wird in Wassermassen der Kaltwassersphäre transformiert. Die Wärme, die im wirklichen Ozean in Norwegischer und Grönland See an die Atmosphäre abgegeben wird, wird hier durch den 'restoring'-Term dem Ozean entzogen. Die inverse Zeitkonstante Γ wächst von der Grenze der Randzone gemäß $\cos^2\phi$ auf den in Tabelle 3.2 angegebenen Wert an. Innerhalb der südlichen Randzone wachsen außerdem die Reibungs- und Diffusionskoeffizienten um einen Faktor 50 an. In allen Experimenten wird dort kartesische Vermischung eingesetzt. Dies verhindert weitgehend eine sonst dort vorhandene intensive Zirkulation in der meridionalen- vertikalen Ebene (SARMIENTO, 1986).

3.4.2 Reibungs- und Diffusionskoeffizienten

Der horizontale Austausch für Impuls ist durch die horizontale Auflösung bestimmt. Er wird so gewählt, daß die Munksche Reibungsgrenzschicht gerade eine Gitterdistanz breit ist,

$$\Delta_{\max} = \pi (A_{\text{HM}}/\beta_{\max})^{1/3} / \sqrt{3} \quad (3.20).$$

Der Index max bezieht sich auf die Variation der Gitterdistanz und des β -Parameters mit der geographischen Breite. Bei einer Auflösung von 1° ergibt sich ein Wert von $5 \cdot 10^3 \text{ m}^2 / \text{s}$. Der horizontale Reibungsterm wird damit für Prozesse mit der Skala Gitterdistanz zu einem Term nullter Ordnung in der Vorticity-balance. Dies stellt sicher, daß eine Anhäufung von Energie auf den kleinsten möglichen Skalen unterbunden wird. Eine Modifikation der Bedingung (3.20) resultiert aus der Forderung, daß am Westrand reflektierte Rossby-Wellen in der Randzone absorbiert werden sollen (WAJSOWICZ, 1986). Für den externen Mode ergibt sich unter der 'rigid-lid' Approximation keine Änderung, im internen Mode macht sich die Dichtediffusion bemerkbar und man erhält eine schwächere Bedingung als sie (3.20) darstellt.

Der vertikale Impulsaustausch ist in geringerem Maße von numerischen Gesichtspunkten bestimmt. Dennoch ist darauf zu achten, daß sich Variation von Impuls nicht auf der kleinsten aufgelösten Vertikalskala konzentriert. Der hier gewählte Wert von $10^{-3} \text{ m}^2 / \text{s}$ ist den Modellergebnissen nach dafür ausreichend. Die Ekmantiefe für diesen Wert beträgt 14 m, die Ekman-schicht reicht nicht tiefer als das oberste Modellniveau. Die obersten Gitterzellen enthalten nur den vertikal integrierten Effekt des Ekman-Antriebs, also den Ekmantransport. In die Impulsbalance geht die vertikale Dissipation praktisch nicht ein, das Verhältnis zum Coriolisterm ist nur $O(10^{-4})$. In der Vorticitybalance ist der Einfluß mit einem Verhältnis von $O(10^{-3})$ zum β -Term immer noch sehr klein. Dies gilt auch noch für wesentlich größere vertikale Austauschkoefizienten, die in einem nicht wirbelaflösenden Modell eventuell vorteilhaft zu verwenden wären, um die horizontale Vermischung von potentieller Vorticity durch mesoskalige Wirbel und deren Impulstransport in größere Tiefen besser zu parametrisieren (RHINES und YOUNG, 1982; OLBERS, WENZEL und WILLEBRAND, 1985). OLBERS et al. finden in weiten Gebieten des Nordatlantiks vertikale Impulsaustauschkoefizienten, die größer als $0.1 \text{ m}^2 / \text{s}$ sind. Ein Experiment mit diesen ungewohnt großen A_{VM} ist hier aber nicht unternommen worden, hauptsächlich weil die Resultate des Inversmodells eine Kopplung an die Verteilung der Wirbelaktivität nahelegen. Eine derartige Anpassung ginge über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Darüber hinaus können die angegebenen Werte durch die Verwendung eines klimatologisch gemittelten Datensatzes zu großen Werten hin verschoben sein, ohne daß physikalische Vermischungsprozesse dafür verantwortlich sind.

Die horizontale Diffusivität in den Temperatur- und Salzgleichungen wurde hier als $10^3 \text{ m}^2 / \text{s}$ gewählt. Im Experiment EXP nimmt sie mit zunehmender Tiefe mit einer e-Abfalltiefe von 500 m auf $0.3 \cdot 10^3 \text{ m}^2 / \text{s}$ ab. Dieselben numerischen Werte wurden aus Gründen der Vergleichbarkeit für die längsisopykne Vermischung in ISO verwendet. Für die längsisopykne Diffusivität gibt es Anhaltspunkte aus Beobachtungen, wirbelaflösenden Modellen und Inversmodellen. Aus der Dispersion von Driftkörpern ergeben sich Lagrangesche Diffusivitäten, die bei statistisch stationären und homogenen Verhältnissen mit den Eulerschen Diffusivitäten identisch sein sollen. KRAUSS und BÖNING (1987) analysieren ein Ensemble von 113 Oberflächendrftkörpern über einen Zeitraum von fünf Monaten nach dem Aussetzen. Sie finden Diffusivitäten zwischen 2 und $10 \cdot 10^3 \text{ m}^2 / \text{s}$, die linear mit den beobachteten rms-Geschwindigkeiten zusammenhängen. Andere Messungen (vergl. die Zusammenstellung in KRAUSS und BÖNING) liefern Werte im gleichem Bereich, insgesamt ist eine Korrelation mit der Wirbelaktivität festzustellen. Eine analoge Analyse wurde für Driftkörper in einem wirbelaflösenden Modell (COX, 1985) von BÖNING und COX (1987) durchgeführt.

Längsisopykne und diapykne Austauschparameter sind auch Ergebnisse inverser Zirkulationsmodelle. THIELE et al. (1986) geben z.B. für das Kanaren - Kap Verde Becken Werte von 1.7 bis $2.9 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ auf den Dichtefläche 26.5 und 26.8 an. Dagegen liefert die Analyse von OLBERS et al. (1985) in dem Tiefenintervall 100 bis 800 m nur in der Golfstromfortsetzung, im östlichen Nordatlantik nördlich von 45° N und in niedrigen Breiten Diffusivitäten, die $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ überschreiten. Typische Werte sind dagegen $0.3 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$, die auch im Tiefenintervall 800 bis 2000 m in den energiereicheren Regionen vorherrschen. Die hier vorgenommene Wahl orientiert sich an diesen Ergebnissen. Es werden damit Werte für die isopyknische Diffusivität verwendet, die am Ende des Bereichs der mit verschiedenen Verfahren gewonnenen liegen. Ein Modell mit wesentlich höheren Austauschkoeffizienten für die horizontale Diffusion würde sicher unrealistische Ergebnisse liefern. Um die Vergleichbarkeit der Modelle untereinander nicht aufzugeben, werden relativ kleine Koeffizienten auch für die isopyknische Vermischung eingesetzt.

Zum Komplex der diapyknen Vermischung gibt es eine umfangreiche Literatur. Einen Überblick über die Prozesse der kleinskaligen, dreidimensionalen Turbulenz und ihrer potentiellen Bedeutung für die großskalige Zirkulation geben CALDWELL (1983, 1987), GREGG (1987) und GARGETT (1984). Wichtigste Prozesse außerhalb der Deckschicht sind wahrscheinlich das Brechen von internen Wellen, Doppeldiffusion und Effekte der nichtlinearen Zustandsgleichung. Ein diapykner Austauschkoeffizient, der den Effekt der internen Wellen parametrisieren soll, hängt von der Schichtung und den Energietransferraten in das interne Wellenfeld und von dort in die kleinskalige Turbulenz ab. GARGETT gibt für das ozeanische Wellenfeld die Beziehung

$$A_{\text{VH}} \approx 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} * N^{-q} \quad \text{mit } q \approx 1$$

als Ergebnis der ihrer Meinung nach zuverlässigsten Methode zur Abschätzung der Diffusivität aus den vorhandenen Daten an. Der Wert von A_{VH} wird damit örtlich veränderlich, er variiert zwischen sehr kleinen Werten ($O(10^{-5} \text{ m}^2 / \text{s})$) im oberen Kilometer bis zu einigen $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ im tiefen Ozean.

Die räumliche Variabilität ist auch den beiden anderen hauptsächlichen Prozessen gemeinsam. Die Parametrisierung der Doppeldiffusion (SCHMITT, 1981) in Zirkulationsmodellen ist im Moment noch unbefriedigend. Ein hier nicht dokumentiertes Experiment mit einem Modell ähnlicher Konfiguration lieferte unrealistische Resultate, so daß von einer Einbeziehung der Doppeldiffusion abgesehen wurde.

Der wesentliche Aspekt der starken räumlichen Variabilität und der Abhängigkeit von Dichte-, Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen wird durch den

hier konstant gewählten diapynen bzw. vertikalen Austauschkoeffizienten nicht wiedergegeben. Der Wert von $3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ scheint für den oberen Ozean und die obere Hauptsprungschicht im Bereich der Beobachtungen zu liegen, während er für den tiefen Ozean zu klein zu sein scheint. Eine gewisse Variabilität ist durch die implizite Diffusion des 'upstream'- und des FCT-Verfahrens gegeben. Sie hat jedoch nur bedingte physikalische Relevanz, die Übereinstimmung in der groben Tiefenabhängigkeit muß streng genommen als zufällig gewertet werden. Insbesondere geht in die implizite Diffusion nicht die Dichteschichtung ein, sondern die individuelle Verteilung der einzelnen Tracer.

3.4.3 Zeitschritte

Die Schrittweite für die zeitliche Vorwärtsintegration ist aus Stabilitätsgründen durch die schnellsten Ausbreitungsvorgänge im Modell nach oben begrenzt. Dies sind interne Schwerewellen und externe Rossby-Wellen. Sie erfordern bei einer Gitterdistanz von 100 km einen Zeitschritt nahe einer Stunde. Dagegen ist durch die Advektionsterme in (2.7c,d) ein Zeitschritt von etwa einem Tag möglich. Es wird daher von der Methode der unterschiedlichen Zeitschritte (BRYAN, 1984) Gebrauch gemacht (siehe Kapitel 2). Die Bewegungsgleichungen werden dabei mit einem kleineren Zeitschritt integriert als die Gleichungen für Θ und S . Dadurch wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der oben genannten Wellen sowie der internen Rossby-Wellen reduziert. Die Verringerung der Phasengeschwindigkeit der internen Rossby-Wellen ist unerwünscht und verdient daher eine Diskussion.

Kurze interne Rossby-Wellen sind im transformierten System durch

$$\lambda^2 / (4 \pi^2 \alpha) \ll \text{Ri}^2 = g H_n / f^2$$

definiert. Ihre Phasengeschwindigkeit ändert sich durch die Methode um einen Faktor $1/\alpha$. In niedrigen Breiten wird der interne Rossby-Radius Ri größer als die Gitterdistanz, so daß dort durch die Wahl von $\alpha \gg 1$ Auswirkungen zu erwarten sind. Dort werden veränderliche Vorgänge aber durch den 'restoring'-Term und die starke Dissipation unterdrückt. Außerhalb der äquatorialen Region soll α so klein gewählt werden, daß im Modell aufgelöste interne Rossby-Wellen lange Wellen im Sinne der obigen Definition sind. Die Phasengeschwindigkeit von langen Wellen ist näherungsweise durch $c = -\beta k \text{Ri}^2$ gegeben und hängt damit nicht mehr von α ab. Bei $\text{Ri} = \Delta x / 4$ und $\lambda_{\min} = 6 \Delta x$ als kleinster noch ohne gravierende Phasenfehler aufgelöster Wellenlänge ergibt sich als Obergrenze $\alpha \leq 16$. Der für die Experimente gewählte Wert $\alpha = 6$ stellt sicher, daß keine nennenswerten Effekte auf die Ausbreitung von internen Rossby-Wellen erfolgen. Die Zeitschritte sind 1h für die Geschwindigkeitsfelder und 6h für die Temperatur- und Salzgehaltsfelder.

3.4.4 Initialisierung

Alle Experimente werden von beobachteten klimatologischen θ - und S -Verteilungen aus gestartet. Es werden wie bei den Referenzwerten für die nördliche und südliche Randzone die Winterverteilungen aus dem Atlas von LEVITUS (1982) herangezogen. Das Geschwindigkeitsfeld wird zu Anfang auf Null gesetzt.

3.4.5 Antriebsfunktionen

Das Jahresmittel der Windschubspannungen wird dem von ISEMER und HASSE (1987) aufbereiteten Verteilungen des Bunkerschen Datensatzes entnommen. Im Vergleich zu den Verteilungen von HELLERMAN und ROSENSTEIN (1983) sind hierin wesentlich größere Windschubspannungen im gesamten subarktischen Bereich und dort besonders in Labradorsee und Neufundlandbecken enthalten. Im übrigen Modellgebiet stimmen die beiden Verteilungen dagegen weitgehend überein.

Der Netto-Oberflächenwärmefluß kann bei bekannten Verteilungen von Wolkenbedeckung, Wasserdampfdruck, Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Luftdruck prinzipiell über die in der Meteorologie eingeführten Parametrisierungen mit Hilfe der vom Modell prognostizierten Oberflächentemperatur berechnet werden (siehe z.B. GILL (1982) oder CHARNOCK (1981)). Die Randbedingung (2.14a) wird damit von Ozeanzustand abhängig und gewinnt damit an Flexibilität gegenüber einer Formulierung mit fest vorgeschriebenem Wärmefluß. Andererseits ist der Zustand der Atmosphäre durch die Vorgabe der oben angeführten klimatologischen Werte fixiert und kann nicht auf Änderungen des Ozeanzustands reagieren. Die Rückkopplungsmechanismen zwischen Ozean und Atmosphäre fehlt in jeder Formulierung des Wärmeflusses mit Hilfe klimatologischer Werte.

Da dieser wesentliche Aspekt fehlt, ist die angedeutete Formulierung des Wärmeflusses nicht vorteilhafter als andere, einfachere Formulierungen, die ebenfalls über eine Ankopplung an den Ozeanzustand verfügen. Wegen der ihr notwendigerweise innewohnenden Komplexität und der Abhängigkeit von einer Vielzahl von Parametern ist sie sogar in den meisten Fällen eher ungeeignet.

Unter der Voraussetzung, daß die für den Wärmefluß relevanten Prozesse in Ozean und Atmosphäre weit voneinander entfernte und spektral getrennte Zeitskalen besitzen, kommt BRETHERTON (1982) zu dem Ausdruck

$$Q(\mathbf{x}) = \int_{F'} \eta(\mathbf{x}, \mathbf{x}') (T_o(\mathbf{x}') - T_e(\mathbf{x}')) dF' \quad (3.20)$$

für den Nettowärmeübergang von der Atmosphäre zum Ozean. Darin ist T_o die Ozeanoberflächentemperatur und T_e eine experimentell zu ermittelnde effektive Atmosphärentemperatur. T_e ist so definiert, daß Q verschwindet, wenn die Ozeantemperatur sich auf T_e einstellt. η ist ein ebenfalls experimentell zu ermittelnder Gewichtungsfaktor. Da im allgemeinen weder T_e noch η bekannt sind, müssen weitere Vereinfachungen gemacht werden. Der einfachste Fall wird mit

$$\eta(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = k \delta(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \quad \text{und} \quad T_e = T_A$$

erreicht. Dies beinhaltet die Annahme, daß der Wärmefluß nur von der lokalen Temperaturdifferenz Ozean - Atmosphäre abhängt. Die Formel für den Wärmefluß reduziert sich dann auf

$$Q = k(T_o - T_A). \quad (3.21)$$

Dies ist die in Zirkulationsmodellen häufig eingesetzte Parametrisierung des Wärmeflusses durch einen Newtonschen Dämpfungsterm (HANEY, 1971). Hier wird (3.21) mit konstantem k und der Winterverteilung der Oberflächentemperatur Θ^* aus LEVITUS (1982) verwendet. Der Salzfluß wird durch eine entsprechende Formulierung mit dem winterlichen Oberflächensalzgehalt S^* dargestellt. Im Gegensatz zum Windschub werden keine Jahresmittel herangezogen, da damit die Vertikalkonvektion in hohen Breiten nicht richtig wiedergegeben werden könnte.

$$A_{zz}^{\Theta} \Theta_z = \gamma \Delta z_1 (\Theta^* - \Theta_1) \quad (3.21a)$$

$$A_{zz}^S S_z = \gamma \Delta z_1 (S^* - S_1) \quad (3.21b)$$

Die A_{zz} sind Komponenten der Tensoren \mathbf{A}^{Θ} und \mathbf{A}^S aus (2.7c,d), Δz_1 ist die Dicke der obersten Modellschicht, Θ_1 und S_1 sind die vom Modell dort gelieferten Variablen. γ legt eine Zeitskala fest, in der sich die Modellwerte von Θ und S an die vorgegebenen Referenzwerte anpassen, wenn keine anderen Prozesse ablaufen. Tatsächlich konkurriert der Dämpfungsterm vor allem mit der vertikalen und horizontalen Advektion. Eine einfache Abschätzung zeigt, daß advective Veränderungen ab Geschwindigkeiten von $O(0.1 \text{ m/s})$ bzw. $O(10^{-5} \text{ m/s})$ gleiche Größenordnung erreichen. Dies ist in starken Strömungen, vornehmlich am westlichen Rand der Fall, während im Inneren die Oberflächenverteilungen von Θ und S weitgehend durch (3.21a,b) festgelegt sind.

3.5 Integrationszeitraum

3.5.1 Zeitskalen

Die ozeanische Anpassung an stationären Antrieb erfolgt über mehrere unterschiedliche Zeitskalen mit jeweils charakteristischen Prozessen. Die längste Zeitskala im Modell wird durch die Einstellung des tiefen Ozeans festgelegt. Sie erfolgt durch diffusive Prozesse, vornehmlich vertikale Diffusion, und die langsame mittlere Umwälzbewegung, in der sich die großräumige thermohaline Zirkulation manifestiert. Eine Abschätzung für diese Zeitskala gibt das Verhältnis des Volumens des tiefen Ozeans zur Erneuerungsrate des Tiefenwassers. Sie beträgt einige hundert Jahre während die diffusive Zeitskala wenige tausend Jahre beträgt. Es kann hier nicht die Absicht sein, diese langfristigen Vorgänge zu simulieren. Dies verbietet sich, da ein abgeschlossenes Becken betrachtet wird, während innerhalb der angegebenen Zeitskala eine erhebliche Wechselwirkung mit anderen Ozeanbecken erfolgt. Die Randzonen mit festen, klimatologischen Referenzwerten können die Wechselwirkung nicht beschreiben und würden die Modellinterpretation erschweren.

In dieser Arbeit wird daher die Auffassung vertreten, daß es ein während des Integrationszeitraums weitgehend unveränderliches mittleres Temperatur- und Salzgehaltsprofil gibt, das durch die Anfangsbedingung gegeben ist. Die Integrationszeit ist dadurch auf einen Zeitraum beschränkt, in dem noch keine spürbare Änderung der horizontal über die gesamte Fläche in einem Modellniveau gemittelten Temperaturen und Salzgehalte merklich wird.

Andererseits soll hinsichtlich der Vorticitydynamik ein quasistationärer Zustand nach der Einschwingphase erreicht worden sein. Dazu ist es z.B. notwendig, daß die internen Rossby-Wellen das Becken vom Ostrand aus vollständig durchqueren konnten (ANDERSON, BRYAN, GILL und PACANOWSKI, 1979). Typische interne Rossby-Wellen, die in den Experimenten auftreten, benötigen dazu etwa 10 Jahre.

Eine andere wichtige Zeitskala ist durch das Zusammenspiel von Advektion und Diffusion, vornehmlich in einer westlichen Grenzschicht, für die Ventilation der großräumigen Wirbel gesetzt. MUSGRAVE (1985) demonstriert anhand eines einfachen zweidimensionalen Modells mit vorgegebener Geschwindigkeitsverteilung die wechselseitige Abhängigkeit von Vermischung, Breite der westlichen Grenzschicht und Intensität des Stromsystems und deren Effekt auf die Verteilung von Tracern im Modellgebiet für verschiedene Peclet-Zahlen Pe . Die Zirkulationszeit für die Umrundung im Wirbel ist $O(L/U) = O(10 \text{ Jahre})$, die Diffusionszeit ist $O(L/A_{HH}) = O(800 \text{ Jahre})$, wenn man eine räumliche Skala von 5000 km und eine typische Geschwindigkeit von 0.02 m/s zugrunde

legt. Für die Verteilung der Tracer im Inneren des Wirbels ist aber bei großen Peclet-Zahlen UL/A_{HH} (=50 in diesem Fall) nicht diese diffuse Zeitskala von Bedeutung, sondern eine wesentlich kürzere Zeitskala, die von den Gegebenheiten in der Randzone abhängt. Für große Peclet-Zahlen unterscheidet YOUNG (1984) zwei Fälle. Wenn das Verhältnis $(l/L)Pe$ mit l der Breite der Randzone groß gegen eins ist, dann ist die Diffusivität insgesamt, also auch in der Randzone, klein. Ein Quasigleichgewicht wird erst nach mehreren Durchläufen des Wirbels erreicht. Die relevante Zeitskala ist in diesem Fall $Ll/A_{HH} = O(20a)$. Ist das Verhältnis dagegen klein gegen eins, dann ist die Vermischung in der Randzone so effektiv, daß ein Endwert nach einem Durchlauf erreicht ist. Die relevante Zeitskala ist dann die advective Zeitskala L/U . Für die hier zu besprechenden Experimente liegt das Verhältnis nahe eins.

Diese Abschätzungen werden durch die Bestimmung von Ventilationszeiten im Ozean (SARMIENTO, 1983) und in numerischen Modellen (COX und BRYAN, 1984) bestätigt. Die Zeiten seit dem letzten Kontakt mit der Oberfläche überschreitet im subtropischen Wirbel kaum 20 Jahre. COX und BRYAN finden in der sogenannten 'pool'-Region eine Abweichung des scheinbaren Alters von Teilchen von der advectiven Zeitskala und führen sie auf den Einfluß der Diffusion in der westlichen Randzone zurück.

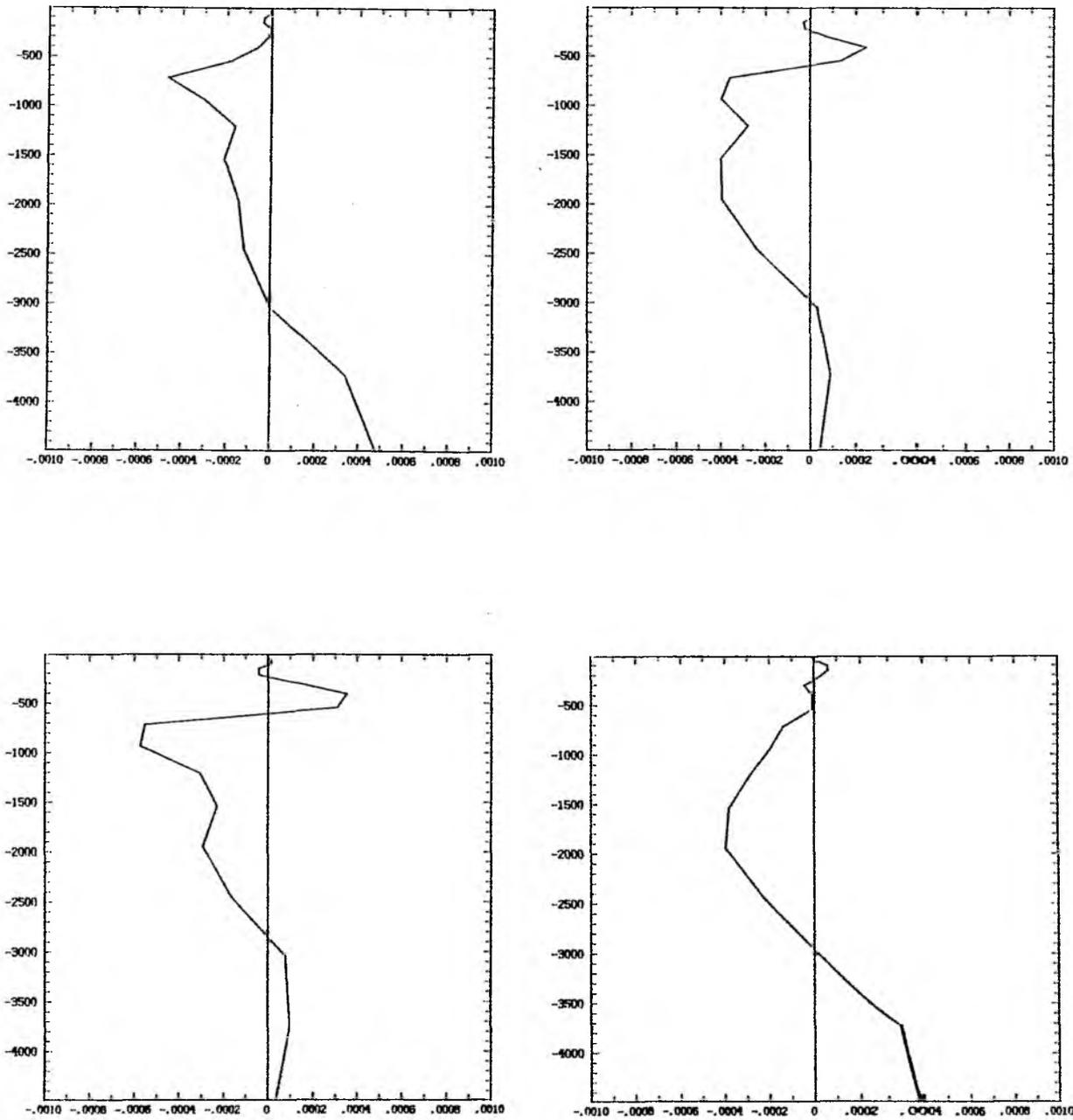
Als Integrationsdauer wurden hier 40 Jahre gewählt, was oberhalb der advectiven Zeitskala und der Zeitskala für den Grenzfall insgesamt geringer Reibung liegt, ein Passieren der internen Rossby-Wellen durch den Wirbel erlaubt und noch keine grundsätzlichen Änderungen der mittleren Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt erwarten läßt.

3.5.2 Stationarität

Zur Beurteilung des erreichten Grades von Stationarität wird die Geschlossenheit der Wärme- und Salzbilanz verwendet. Das Residuum der Wärmebilanz ist in Tabelle 3.3 für die einzelnen Experimente zusammengestellt. In allen Experimenten kühlt sich die Gesamtwassermasse ab, die Änderungsraten betragen zwischen 0.08 und 0.14K in 100 Jahren. Abb.3.4 schlüsselt die Wärmeverluste weiter auf. Gezeigt sind die über 5 bzw. 8 Jahre (FCT,ISO) am Ende des Experiments gemittelten Änderungsraten der mittleren Temperaturen in den einzelnen Schichten. Es wurde eine Gewichtung mit dem relativen Volumen V_k/V der k -ten Modellschicht vorgenommen, um Werte proportional zum Anteil der Schicht am Residuum der Wärmebilanz zu erhalten,

$$\Delta Q_k = \rho_o c_p V_k \Delta \theta_k / \Delta t.$$

Die Experimente mit expliziter kartesischer Diffusion zeigen ähnliches Verhalten. In den oberen 200 bis 300 m findet keine nennenswerte Erwärmung



**Abb.3.4. Änderungsraten der horizontal gemittelten Temperaturen (gewichtet mit V_k/V , siehe Text) in K/a.
a: UPS, b:CONST, c: EXP, d: ISO.**

oder Abkühlung statt. Darunter gibt es einen Abschnitt mit leichter Erwärmung. Im mittleren Tiefenbereich findet die Abkühlung statt, die sich in der Gesamtbilanz niederschlägt. Der tiefe Ozean erwärmt sich, die Änderungsraten sind im Vergleich zu ISO und UPS klein. In diesen Experimenten, ebenso wie im hier nicht aufgeführten FCT, ist keine Erwärmung des Bereichs um 500 m zu beobachten. Ein größerer Tiefenbereich hat ein angenähertes thermisches Gleichgewicht mit den Oberflächenwärmeflüssen angenommen.

	ΔQ [W]	$\Delta Q/F$ [Wm ⁻²]	$\Delta\theta/\Delta t$ [K/100a]
UPS	$-1.39 * 10^{13}$	-0.36	-0.08
EXP	$-2.61 * 10^{13}$	-0.67	-0.14
CONST	$-2.49 * 10^{13}$	-0.64	-0.14
ISO	$-1.71 * 10^{13}$	-0.44	-0.09

Tabelle 3.4: Residuum der Wärmebilanz

3.5.3 Instabilität in ISO und FCT

Neben der Wärmebilanz kann z.B. die mittlere kinetische Energie im Modellbecken herangezogen werden, um die Quasistationarität des Modellzustands zu überprüfen. Hier zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den Experimenten EXP, CONST und UPS auf der einen Seite und FCT und ISO andererseits. In Abb.3.5 sind die zeitlichen Verläufe der mittleren kinetischen Energien von EXP und ISO gezeigt. Nach einer Einschwingphase von etwa 5 Jahren stellt sich die Energie in EXP langsam auf einen stationären Wert ein, der nach 40 Jahren näherungsweise erreicht ist. Dagegen erreicht die Energie in ISO innerhalb sehr kurzer Zeit ein Niveau, daß über den gesamten Integrationszeitraum beibehalten wird. Es zeigen sich aber unregelmäßige Schwankungen um dieses Niveau im Periodenbereich von zuletzt ein bis zwei Jahren.

Die Fluktuationen lassen sich auf die Region des Nordäquatorialstroms lokalisieren. Die Anomalie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente in dieser Region in 716 m Tiefe zum Zeitpunkt $t=36a$ ist in Abb.3.6 wiedergegeben. Sie zeigt Zellen mit alternierendem Vorzeichen und einer Zonalskala von etwa 1000 km. Es sind zwei Zentren um 35° W bzw. 60° W zu erkennen. Die kinetische Energie der Fluktuationen liegt mit maximal 10 (cm/s)² weit unter beobachteten Werten. Eine Zeit-Längen-Darstellung (Abb.3.7) der Geschwindigkeitsanomalie bei 23° N zeigt, daß die Zellen mit einer Phasengeschwindigkeit von 0.02 m/s nach Westen wandern. Die mittlere Verlagerungsgeschwindigkeit in der Tiefe ist durch die durchgezogenen Linien angedeutet, die bei 55 bzw. 35° W beginnen. Sie ist gegen die Phasengeschwindigkeit der Zellen

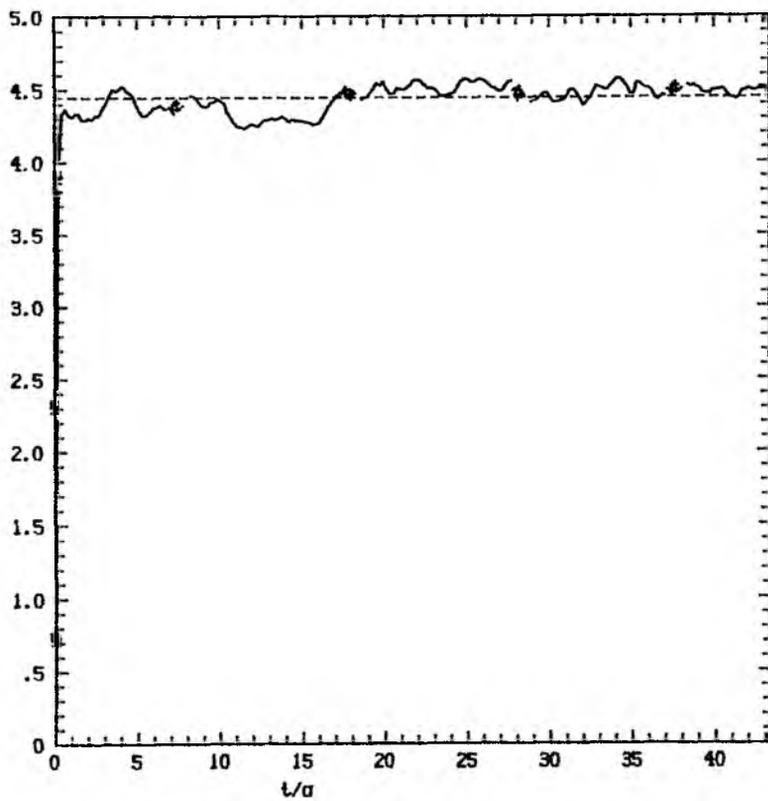
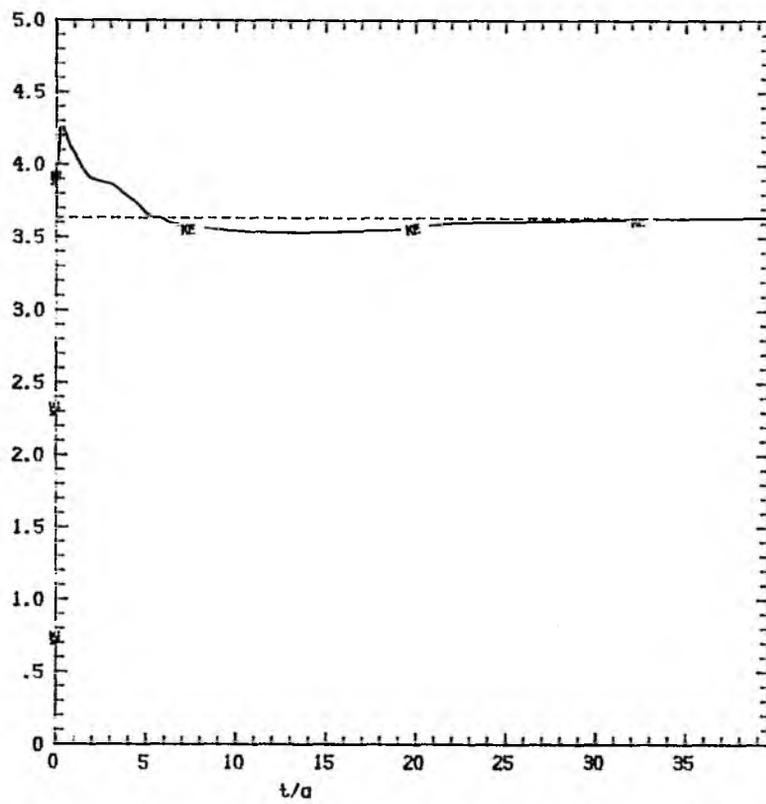


Abb.3.5. Zeitlicher Verlauf der mittleren kinetischen Energien (in cm^2s^{-2}) für EXP und ISO.

vernachlässigbar. Die Phasengeschwindigkeit ist konsistent mit der Dispersionsrelation interner Rossby-Wellen bei einem internen Rossby-Radius von 35 km und Wellenlängen, die groß gegen den Rossby-Radius sind. Die Wellen entstehen anscheinend nahe 25° W bzw. 55° W. Nach der Hälfte der 8 Jahre, die in Abb.3.7 dargestellt sind, läßt die Erzeugung vorübergehend nach, sie setzt später aber wieder ein.

Um einen näheren Einblick in die Ursachen der Fluktuationen zu bekommen, wurde folgende Strategie angewendet. Die Integration wurde vom Zustand nach 36 Jahren ab mit einem Verhältnis der Zeitschritte $\alpha = \Delta t^{TS} / \Delta t^{UV} = 3$ für 8 Jahre fortgesetzt. Die Reduktion von α sollte eine mögliche Begünstigung von barokliner Instabilität durch die Methode der verschiedenen Zeitschritte reduzieren. Der Zeitraum von 8 Jahren reicht für die Wellen bei der angegebenen Phasengeschwindigkeit aus, um den Westrand zu erreichen, wo sie absorbiert werden. Wenn die Reduktion von α die Entstehung der Störungen unterbindet, dann sollte nach 8 Jahren ein quasistationärer Zustand erreicht sein. Hält die Erzeugung an, ist nach 8 Jahren ein stabiles Mittel zu erwarten. Da nach dieser Integration eine Abnahme der Wellenaktivität zu beobachten war, wurde der Modellzustand von 43 Jahren als Ausgangspunkt einer weiteren Integration über 5 Jahre mit $\alpha=1$ verwendet. Dabei ergab sich aber kein Hinweis auf ein Abklingen der Störungen; die kinetische Energie der Störungen nach 48 Jahren ist mit der nach 36 Jahren vergleichbar. Insgesamt besteht der Eindruck, daß der Parameter α auf die Vorgänge wenig Einfluß hat.

Während des Zeitraums $t = 36$ bis 44 a wurde der Modellzustand im Abstand von 14 Tagen simulierter Zeit abgespeichert, so daß ein Mittel über insgesamt 201 Realisierungen gebildet werden konnte. Dieses Mittel wird in der folgenden Analyse von ISO und FCT statt eines Momentanwertes verwendet. Die momentanen Modellgrößen auf drei benachbarten Breitenkreisen wurden aufbewahrt, um eine nähere Analyse der Korrelationen der Schwankungen durchführen zu können. Wegen logistischer Probleme wurde das nicht für das ganze Modellgebiet durchgeführt. Eine Analyse im Bereich des Nordäquatorialstroms erscheint angesichts der weitgehend stationären Verhältnisse im restlichen Modellgebiet und angesichts des Charakters der Fluktuationen als Störungen eines eigentlich angestrebten stationären Endzustands als angemessen.

Es ist aus dem wirbelauflösenden Experiment von COX (1985) bekannt, daß der Nordäquatorialstrom für die Entstehung von Fluktuationen durch barokline Instabilität prädestiniert ist. COLIN de VERDIERE (1986) hat gezeigt, daß barokline Instabilität auch im Rahmen der planetarischen geostrophischen Gleichungen möglich ist. Prinzipiell ist also auch ein System ohne Impulsadvektion, wie das hier verwendete (2.7) fähig, baroklin instabil zu werden. Die am

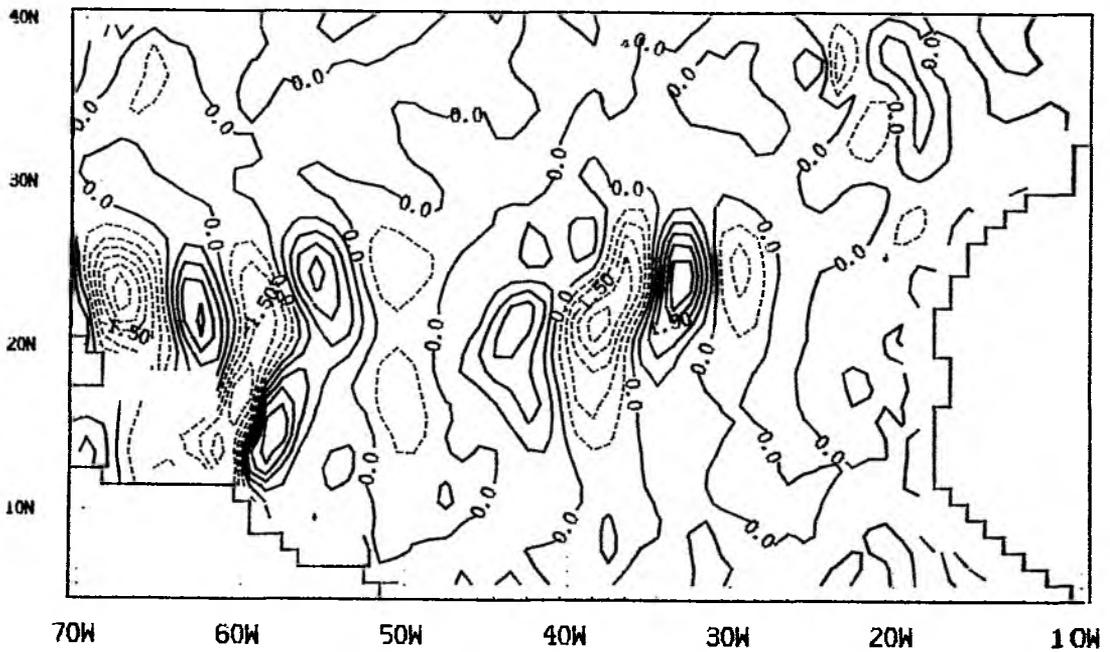


Abb.3.6. Anomalie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente in 716m zum Zeitpunkt $t=36a$. (ISO) Linienabstand 0.5 cm/s.

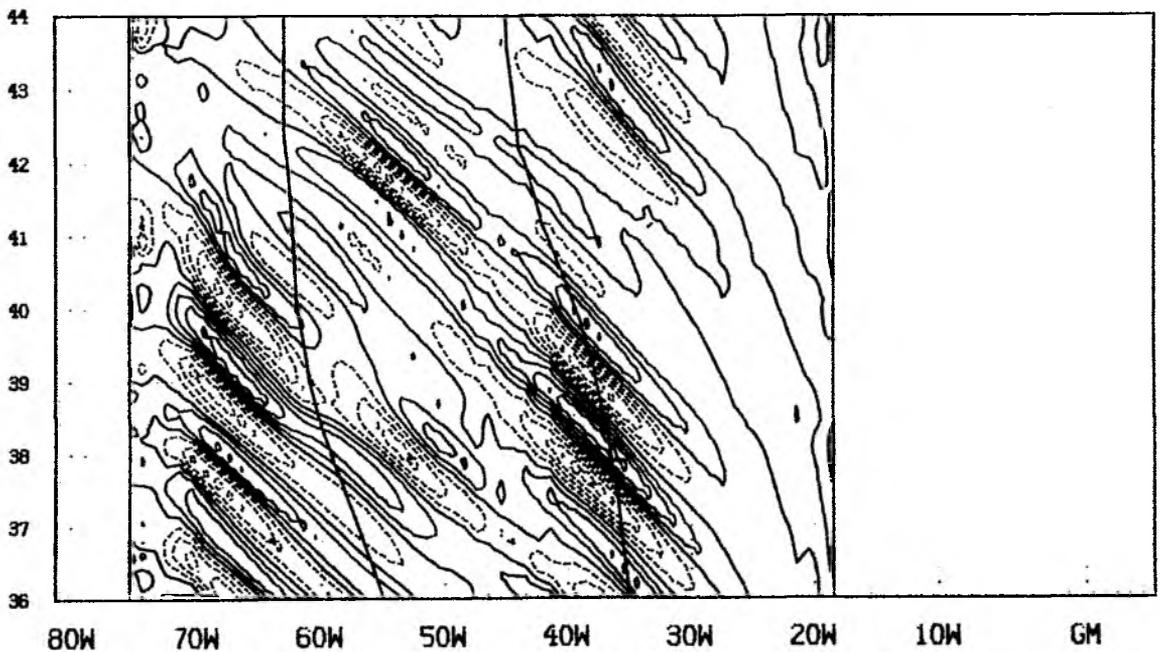


Abb.3.7. Zeit-Längendarstellung der meridionalen Geschwindigkeitsanomalie in ISO für den Zeitraum $t=36a$ bis $44a$. Linienabstand 1 cm/s.

schnellsten anwachsenden Wellen bei einer Impulsdissipation mit $A_{HM} = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2 / \text{s}$ haben Wellenlängen von mehreren hundert Kilometern und sind damit im 1° -Gitter aufgelöst. Es besteht daher die Vermutung, daß die Dichtediffusion in ISO und FCT so weit reduziert worden ist, daß die beobachteten Fluktuationen physikalischer Natur sind. Sie sind nicht mit den von BRYAN (1984) beschriebenen Instabilitäten zu verwechseln, die den nichtlinearen Term in der Impulsbilanz benötigen und vom Verhältnis α der Zeitschritte abhängen. Der Schnitt 3.8 zeigt die potentielle Vorticity entlang 30° W , zusätzlich sind einige Dichtelinien eingezeichnet. Im Tiefenbereich um 400 m ist zwischen 21 und 25° N ein deutliches Minimum der potentiellen Vorticity zu erkennen. Der meridionale Gradient auf der Dichtefläche 26.5 wechselt hier sein Vorzeichen. Damit ist die notwendige Bedingung für barokline Instabilität erfüllt. Charakteristisches Merkmal der baroklinen Instabilität ist der Übergang von verfügbarer potentieller Energie des mittleren Feldes in die kinetische Energie der Störungen. Dieser Energietransfer kann anhand der Korrelation $\langle w' \rho' \rangle$ festgestellt werden, wobei $\langle . \rangle$ die Mittelung über die zur Verfügung stehenden 201 Realisierungen bedeutet. Diese Größe ist in Abb.3.9 als Tiefenschnitt entlang 24° N dargestellt. In den oberen 400 m sind zwei Gebiete mit negativem $\langle w' \rho' \rangle$ bei 24° W und zwischen 55 und 75° W zu sehen. Im übrigen Gebiet ist der Term betragsmäßig sehr viel kleiner. Das Vorzeichen von $\langle w' \rho' \rangle$ besagt, daß potentielle Energie in kinetische Energie übergeht. Dies wird auch durch die Verteilung von $\langle v' \rho' \rangle$ bestätigt. Positive Werte findet man unterhalb etwa 200 m, wo die Dichteflächen in dieser Region von Süden nach Norden absinken, negative Werte darüber, wo die Dichteflächen ansteigen. Insgesamt wirkt der Dichtetransport auf einen Abbau dieser Neigungen und damit auf einen Abbau der potentiellen Energie hin. Da der Ort mit den aus der Zeitlängen-Darstellung 3.7 abgelesenen Entstehungsregionen der Fluktuationen zusammenfällt, besteht ausreichende Evidenz für die Folgerung, daß es sich tatsächlich um die von COLIN DE VERDIERE beschriebene physikalische Instabilität handelt.

Dieser Instabilitätsprozeß ist viel zu schwach, um die mittlere Dichteverteilung nachhaltig zu beeinflussen, er ist nicht mit den entsprechenden Prozessen in besser auflösenden Modellen vergleichbar. Er tritt hier im wesentlichen als eine unerwünschte Störung des quasistationären Zustands auf und wird daher im folgenden nicht näher betrachtet. Er zeigt aber, daß es mit Hilfe des FCT-Schemas gelungen ist, die effektive Diffusivität für das Dichtefeld entscheidend zu reduzieren.

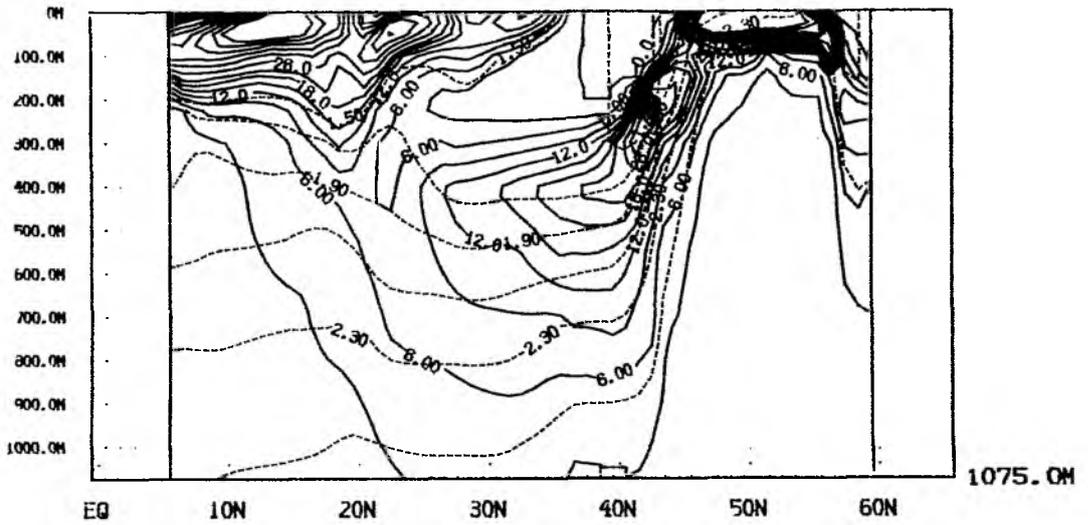


Abb.3.8. Potentielle Vorticity in ISO entlang 30°W .
Angaben in $10^{-13}\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$. Linienabstand 3 zwischen 0 und 20, 5 für Werte über 20.
Gestrichelt eingezeichnet sind Dichtelinien σ_θ zwischen 26.5 und 27.5 mit Abstand 0.2 (angegeben als Abweichungen von 25.0).

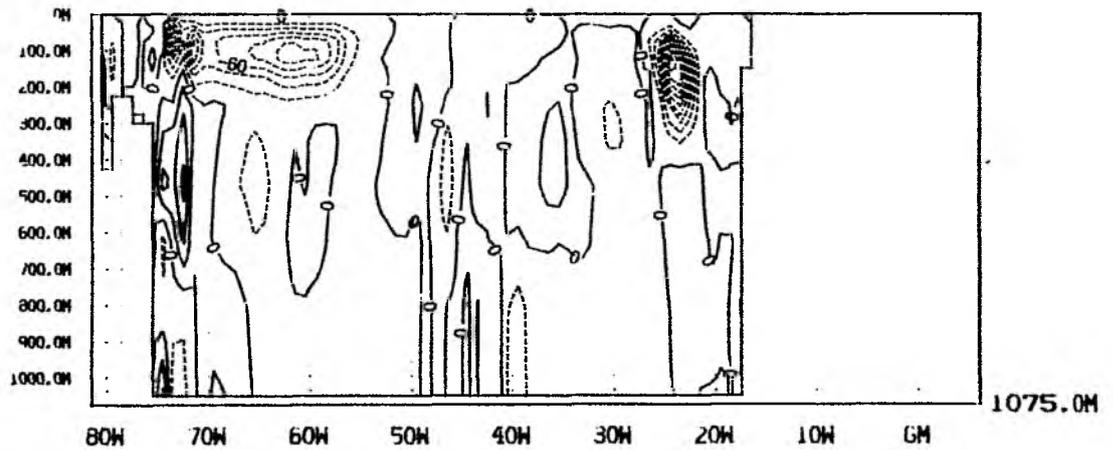


Abb.3.9 $\langle w'\rho' \rangle$ für ISO entlang 24°N .
Linienabstand $2 \cdot 10^{-6}\text{gs}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

4 Hydrographie und Modellverifikation

4.1 Einleitung

Zum Vergleich von Modellergebnissen und Beobachtungen eignet sich wegen der großen vorhandenen Datenbasis, die eine sinnvolle klimatologische Mittelung zuläßt, am ehesten das Temperatur- und Salzgehaltfeld sowie daraus abgeleitete Größen. Dies ist für das Geschwindigkeitsfeld nicht der Fall. Direkte Beobachtungen des mittleren Geschwindigkeitsfeldes liegen bisher nur an wenigen Stellen vor. Da teilweise sehr langfristige Fluktuationen auftreten (MÜLLER, 1987), ist selbst das vorhandene Beobachtungsmaterial für einen Vergleich mit der vom Modell vorhergesagten mittleren Zirkulation von zweifelhaftem Nutzen. Direkte Geschwindigkeitsbeobachtungen, z.B. die langjährige Mittel entlang 55°W von RICHARDSON (1985) und Ensemblemittel über eine Vielzahl von Driftkörpern (KRAUSS und KÄSE, 1984; KRAUSS, 1986), werden daher, ebenso wie Ergebnisse diagnostischer Modelle, nur am Rande in den Vergleich einbezogen. Daneben werden die Resultate des Modells in der Konfiguration von ISO nach einer Integrationszeit von zwei Monaten (mit gleichen Zeitschritten für alle Moden) verwendet (im folgenden REF). Nach zwei Monaten steht zu erwarten, daß grobe Unangepaßtheiten von Dichtefeld und Bodentopographie abgeklungen sind und der externe Geschwindigkeitsmode nur noch relativ langsamen Änderungen unterliegt, da die Zeit abgelaufen ist, die typische externe Rossby-Wellen für das Durchlaufen des Modellbeckens benötigen. Der geostrophische Anpassungsprozeß an das im wesentlichen noch unveränderte Dichtefeld ist abgeschlossen. Das Modellergebnis kann als Ergebnis eines diagnostischen Modells interpretiert werden.

Primäre Datenquelle zur Modellverifikation ist der hydrographische Atlas von LEVITUS (1982), der hier auch für die Initialisierung und die thermohalinen Randbedingungen sowie die Randzonen verwendet wurde. Als Nachteil muß eine gewisse pauschale, nicht aus der Dynamik des Systems abgeleitete Glättung der Eingangsdaten in Kauf genommen werden. Die effektive Auflösung wird auf 5 bis 10° im Inneren und auf 2 bis 3° in der Nähe von Berandungen geschätzt (OLBERS et al., 1985). Die Glättung macht sich besonders in Grenzschichten und an innerozeanischen Fronten bemerkbar, insbesondere solchen die im Ozean räumlichen Verlagerungen unterliegen wie z.B. die Golfstromfortsetzung westlich von Cape Hatteras (WATTS, 1983). Die Verlagerungen tragen wesentlich zu einem diffusen Bild in den klimatologischen Mitteln bei. Es ist nicht zu erwarten, daß das 1°-Modell ebenso diffus ist, es wird schärfere Fronten und schmalere Randschichten produzieren können.

Es wird hier nicht angestrebt, die Modellergebnisse möglichst vollständig zu dokumentieren. Statt dessen wird versucht, durch die Auswahl für die Experimente typischer Daten einen Eindruck von den Differenzen der Modelle untereinander sowie zu den Beobachtungen zu vermitteln. Die Auswahl neigt dazu, die Unterschiede zu betonen. Außerdem wird naturgemäß das Hauptaugenmerk auf die Differenzen zu den Beobachtungen gelegt. Damit soll nicht der Eindruck geweckt werden, daß die Modellierung hier erfolglos war oder insgesamt zum Mißerfolg verdammt ist. Vielmehr sollen möglichst die Ursachen der Schwächen der einzelnen Modelle erkannt werden und damit Hinweise für eine Verbesserung gewonnen werden.

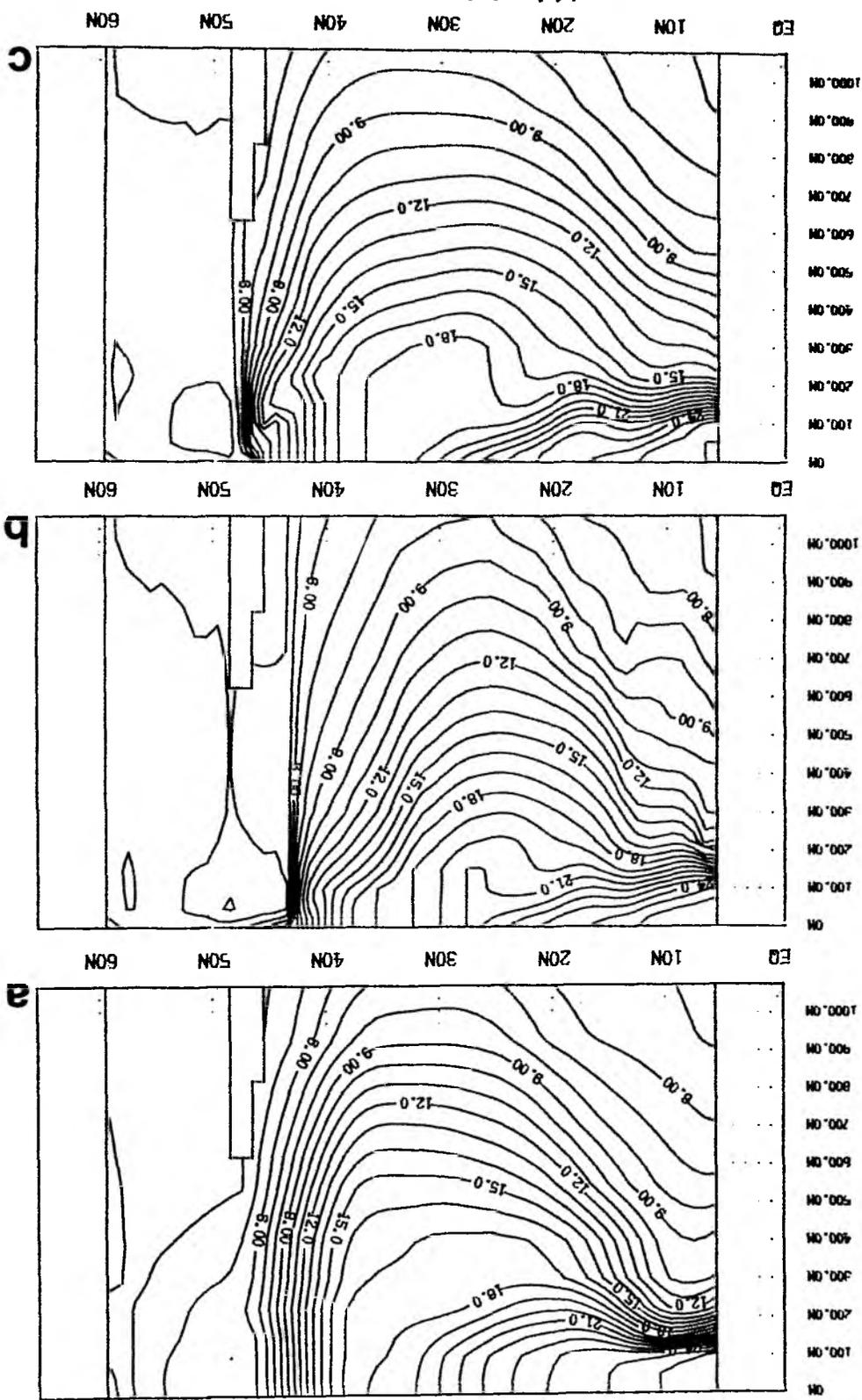
Die Betrachtung beschränkt sich im ersten Abschnitt auf einen meridionalen und einen zonalen Temperaturschnitt sowie die Temperaturverteilung in einer festen Tiefe. Die Verteilung der potentiellen Vorticity auf dem meridionalen Schnitt führt zu ähnlichen Schlußfolgerungen wie die Temperaturverteilung. Die Tiefenverteilung einer Fläche konstanter potentieller Dichte und die Verteilung des Salzgehalts darauf kommen im zweiten Abschnitt hinzu. Zur Untermauerung der Ergebnisse werden ein Zonalschnitt der Dichte und des Salzgehalts durch den subtropischen Wirbel benutzt.

4.2 Temperaturverteilung

Auffälligste Struktur des Temperaturschnitts längs 45°W (Abb.4.1a) ist die Front nördlich 40°N . Hier ändert sich die Temperatur um 10 K auf 600 km. Die Front reicht bis über 500 m Tiefe hinab. Nördlich davon bestehen nur sehr geringe Temperaturunterschiede. Südlich davon befindet sich oberhalb 500 m ein homogener Wasserkörper mit einer Temperatur zwischen 16 und 19 Grad, das 18-Grad Wasser des subtropischen Wirbels. Nördlich von 30°N steht es mit der Oberfläche in Kontakt, weiter südlich liegt darüber eine flache Temperatursprungschicht, die südlich von 15°N in die tropische Sprungschicht oberhalb 200 m übergeht. Die Isothermen erreichen ihre größte Tiefe zwischen 35 und 30°N , danach steigen sie flacher nach Süden an, als sie von Norden her abgefallen sind.

Die entsprechenden Modellergebnisse zeigen die Abbildungen 4.1b bis f. Sie können grob in zwei Gruppen unterteilt werden. Die eine Gruppe bilden UPS, CONST und EXP. Ihnen gemeinsam ist eine relativ breite nördliche Front, wenn man von einem Abschnitt direkt unterhalb der Oberfläche bei 43°N absieht. Angesichts der Tatsache, daß die Oberflächenwerte durch die thermische Randbedingung fixiert sind, kann bei UPS kaum noch von einer Front gesprochen werden. Die Temperaturverteilung ist eher symmetrisch zum Zentrum des Wirbels bei etwa 26°N . Aber auch der Anstieg der Isothermen nach Süden ist flacher als beobachtet. Die tropische Sprungschicht ist diffuser als

Abb. 4.1 a-c
(siehe S. 52 unten)



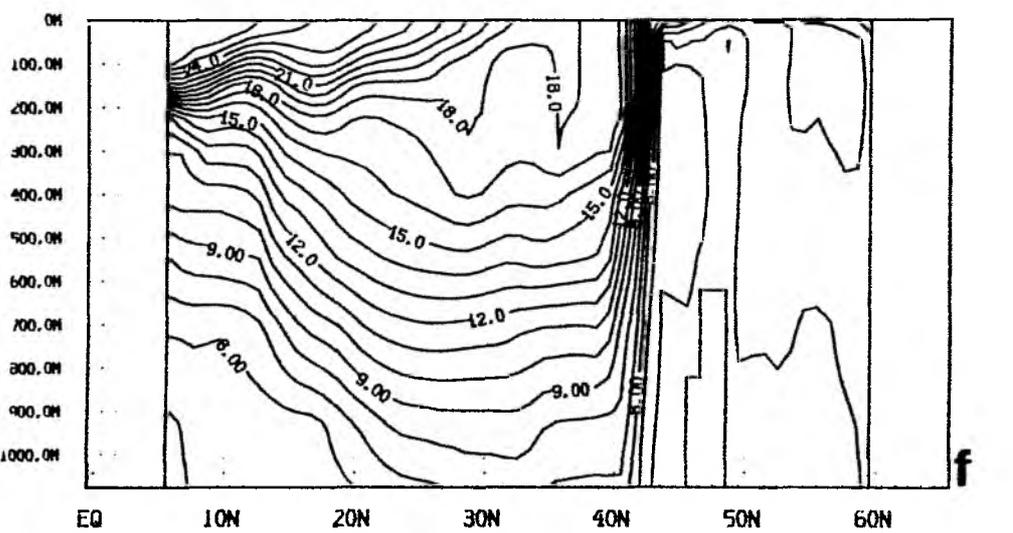
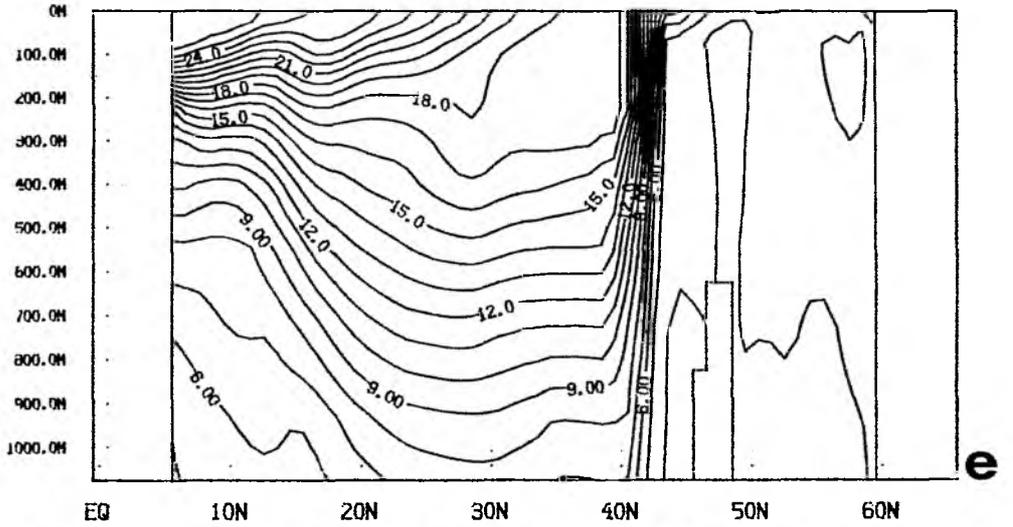
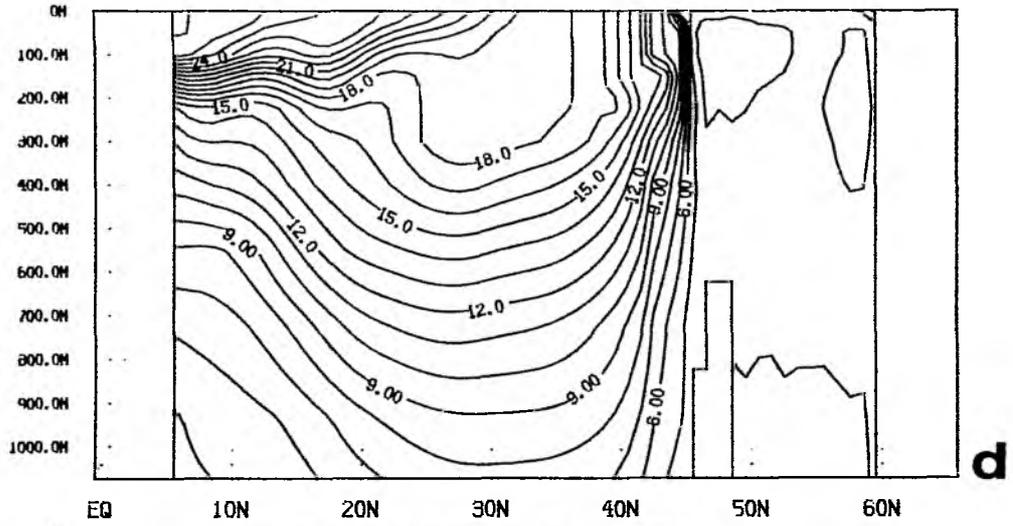


Abb. 4.1 d-f
(siehe S. 52 unten)

in der Vergleichsabbildung a. Weiter ist auffällig, daß die flache Temperatursprungschicht und vor allem das 18 Grad Wasser nördlich von 20° N praktisch nicht vorhanden sind. In abgeschwächter Form gelten die Feststellungen auch für CONST und EXP. Die nördliche Temperaturfront reicht kaum über 500 m hinab, die 13 Grad Isotherme erreicht in CONST und EXP eine maximale Tiefe von knapp über 600 m, während sie tatsächlich 700 m erreicht. Dadurch wird insbesondere direkt südlich der Front das Volumen der Wassermassen zwischen 10 und 16 Grad gegenüber den Beobachtungen reduziert. Das 18 Grad Wasser nimmt ebenfalls ein geringeres Volumen ein, seine Temperatur liegt um etwa 1K höher.

Die zweite Gruppe von Ergebnissen wird von ISO und FCT gebildet. Tatsächlich sind beide Verteilungen fast identisch. Lediglich unmittelbar nördlich der subarktischen Front ist in FCT eine höhere Temperatur festzustellen. Auch im Bereich der ansteigenden Isothermen zwischen 10 und 20°N sind Unterschiede bis zu 1 K vorhanden. Die Steigung der Isothermen ändert sich in FCT nahe 12° N abrupt, während der Übergang in ISO glatter verläuft. In diesem Bereich bestehen auch geringe Unterschiede in den Dichteverteilungen. Als Ursache für die Temperaturunterschiede kommt zunächst die unterschiedliche explizite Vermischung in Frage. Beim Dichtefeld ist lediglich die schwache diapykne Vermischung unterschiedlich, möglich sind außerdem Effekte der nichtlinearen Zustandsgleichung, sowohl als indirekter Langzeiteffekt über eine unterschiedliche Zirkulation, als auch auf die Dichteschichtung direkt.

Die Ergebnisse dieser Gruppe unterscheiden sich von denen der ersten am deutlichsten an der subarktischen Front. Die Gradienten sind auf 10 K bei einer meridionalen Ausdehnung von 250 km gesteigert. Das übertrifft die Werte der beobachteten mittleren Front, ebenso wie die Eindringtiefe der Front auf über 1000 m Tiefe. Dennoch sind die Temperaturen einige 100 km südlich der Front im Tiefenbereich um 800 m niedriger als es dem Ausgangsdatensatz entspricht. Dies ist ein Aspekt, in dem die Ergebnisse der ersten und zweiten Gruppe übereinstimmen. Dagegen ist das Volumen des 18 Grad Wassers in ISO und FCT relativ groß, die Übereinstimmung mit den Beobachtungen ist hier relativ gut.

Abb. 4.1 (Seite 50 -51) Potentielle Temperatur entlang 45°W.
a) REF, b) UPS, c) CONST, d) EXP, e) ISO, f)FCT.
Linienabstand 1 K.

Allen Modellergebnissen gemeinsam ist ein fast horizontaler Verlauf der Isothermen im Zentrum des subtropischen Wirbels. Die Assymetrie, die in den Beobachtungen durch den steilen Abfall im Norden und moderaten Anstieg zur tropischen Sprungschicht markiert ist, wird von keinem der Modelle befriedigend reproduziert. Darüber hinaus zeigen alle Modellergebnisse zu flache Deckschichttiefen südlich von 30°N. Letzteres ist aller Wahrscheinlichkeit nach auf eine zu geringe vertikale Vermischung bei statisch stabiler Schichtung zurückzuführen.

Die charakteristischen Merkmale des Dichtefeldes werden anhand der Verteilung der potentiellen Vorticity (Abb.4.2) am deutlichsten. Auf eine Darstellung der CONST und FCT Resultate wird hier wegen der Nähe zu EXP bzw. ISO verzichtet. Die Ausgangsverteilung ist durch drei Maxima der potentiellen Vorticity beherrscht. Davon liegen zwei in Oberflächennähe, in der tropischen Sprungschicht und direkt über bzw. östlich der Flämischen Kappe. Das dritte Maximum ist mit der permanenten Sprungschicht in mittleren Breiten verbunden. Stärkste Schichtung findet man bei 38°N in 650 m Tiefe. Die Sprungschicht zieht sich von da aus bis etwa 20°N hin und steigt dabei auf 400 m an. Zwischen diesem Maximum und der flachen Sprungschicht südlich von 20°N schiebt sich ein Minimum der potentiellen Vorticity, das mit dem 18 Grad Wasser zu assoziieren ist.

Den Modellergebnissen ist eine Verstärkung des nördlichen Maximums und eine Abschwächung der Schichtung in niedrigen Breiten gemeinsam. Weiter läßt sich eine zu geringe Tiefe der permanenten Sprungschicht und das Fehlen des Anstiegs der Sprungschicht nach Süden feststellen. Am größten sind die Abweichungen vom Ausgangsfeld in UPS. Die Sprungschicht gewinnt südlich von 40°N nur sehr langsam an Tiefe, sie erreicht eine maximale Tiefe von nur 350 m bei 27°N. Das darüber liegende Minimum hat nur geringen Raum, die Ausbildung eines noch darüber liegenden Maximums, wie es in der Klimatologie als Ausläufer des tropischen Maximums auftaucht, kommt nicht mehr zustande. Auch in den anderen Ergebnissen wird dieses Maximum weiter in Richtung Oberfläche gedrängt. Die Modelle stimmen weiterhin in der Ausbildung einer starken Schichtung in den oberen Bereichen der Front bei 40°N überein. Bei UPS liegt sie fast horizontal und umfaßt einen Breitenbereich von fast 5°. Von UPS über EXP zu ISO wird der Verlauf dieses Maximums immer steiler, die Sprungschicht taucht zunehmend schneller ab. Aus der Sverdrupbeziehung und der thermischen Windgleichung ergibt sich eine Skalenabschätzung für die Sprungschichtdicke (WELANDER, 1986),

$$d = \rho_0 \beta L^3 W / (g \Delta \rho).$$

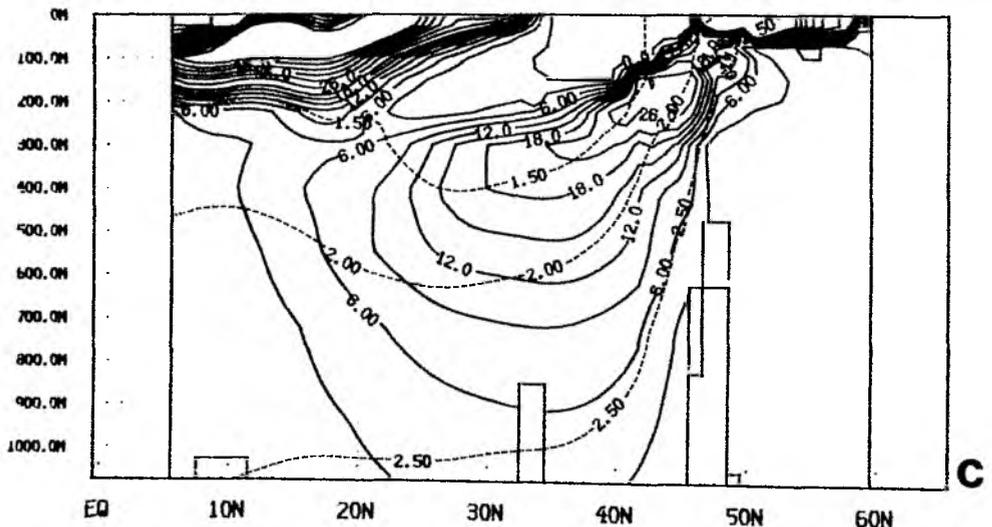
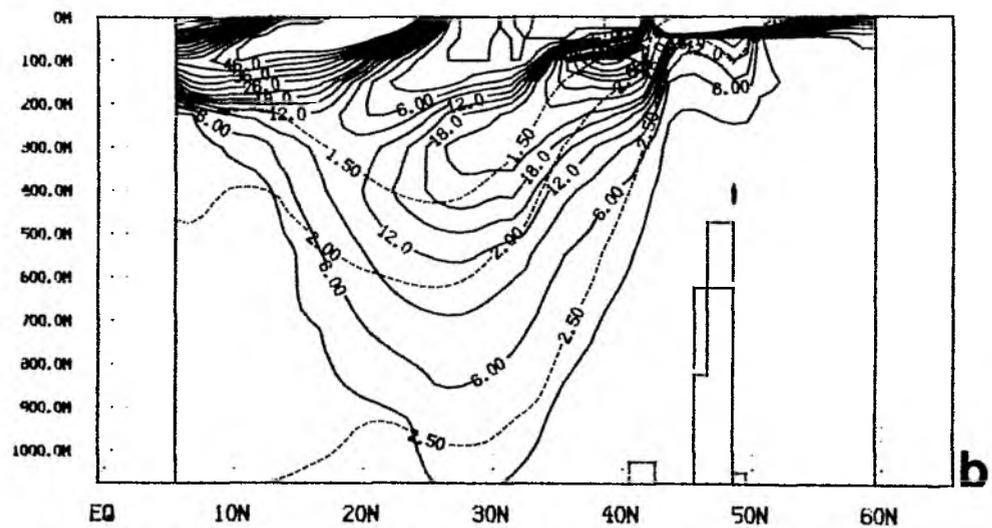
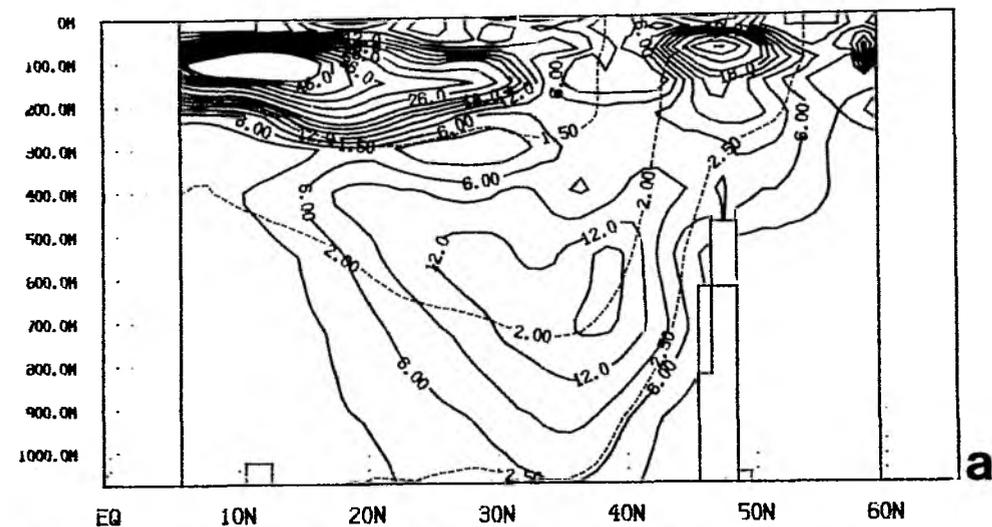


Abb. 4.2 a-c
(siehe Seite 56 unten)

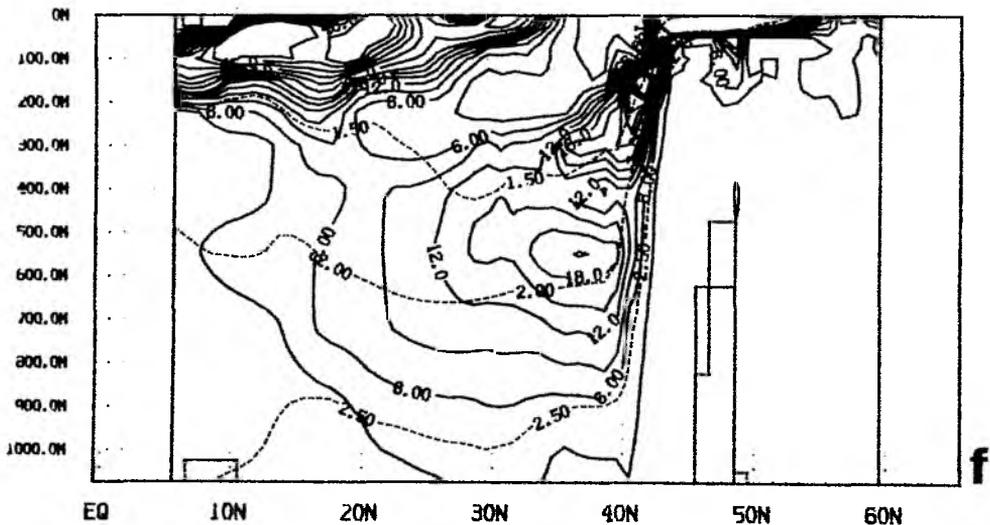
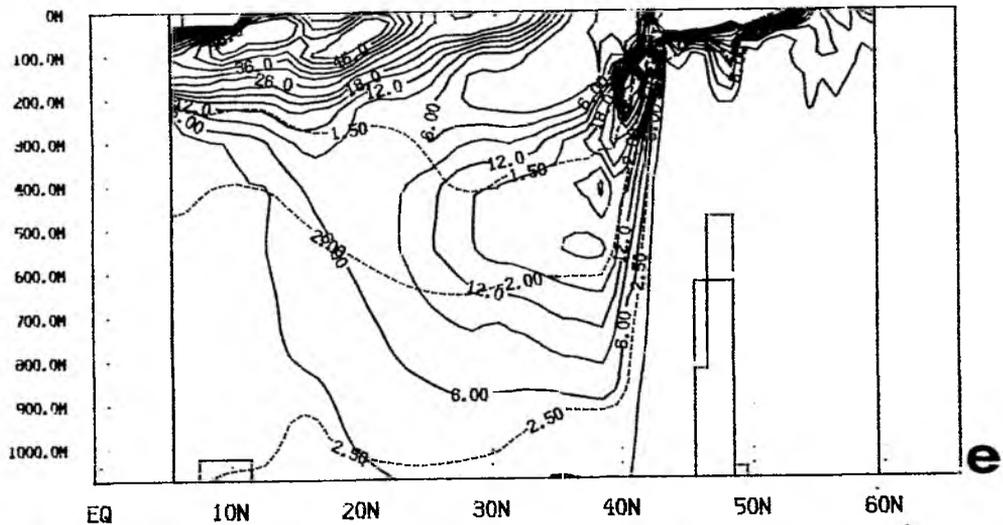
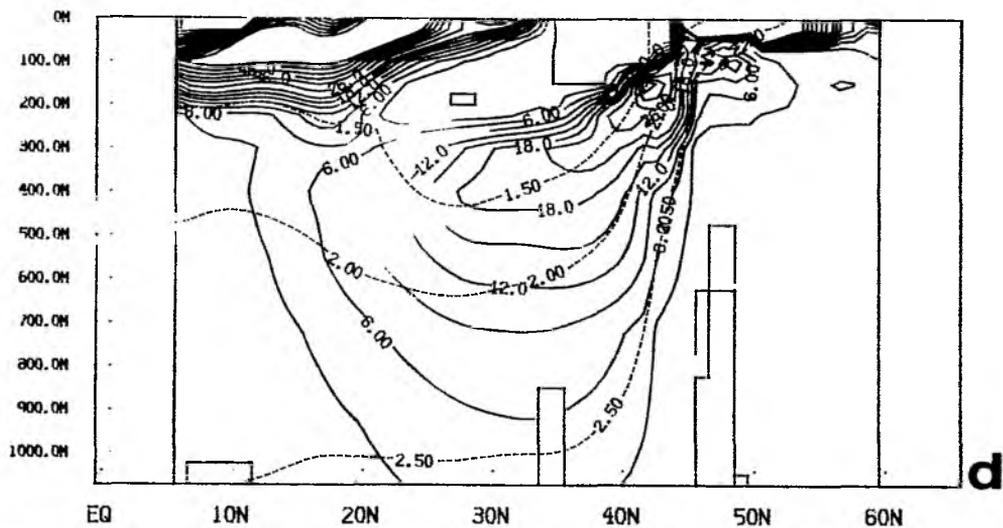


Abb. 4.2 d-f
(siehe Seite 56 unten)

Wird in der Dichtegleichung für die vertikale Richtung eine advective Balance zugrundegelegt, wobei die Vertikalgeschwindigkeit von der Größenordnung der Ekmanengeschwindigkeit, $W = w_E$, anzusetzen ist, so ergibt sich $d = 450$ m für $L = 6 \cdot 10^6$ m, $w_E = 10^{-6}$ m/s und $\Delta\rho/\rho_0 = 10^{-3}$. Bei einer diffusiven Sprungschicht, also $W = A_{\text{VH}}/d$, ergibt sich mit sonst gleichen Skalen eine Sprungschichtdicke von nur 270 m. Die Abnahme der Sprungschichtdicke vom Ausgangszustand über ISO und EXP zu CONST und UPS kann als Ausdruck einer zunehmend diffusiven Sprungschicht interpretiert werden.

Insgesamt bestätigen die Verteilungen der potentiellen Vorticity die beim Temperaturfeld gemachten Feststellungen, namentlich eine zu geringe Tiefe der permanenten Sprungschicht in mittleren Breiten, ein zu geringer Anstieg nach Süden hin, die Abschwächung der tropischen Sprungschicht, die Ausbildung einer starken Schichtung in den obersten Schichten nördlich der subarktischen Front und eine Verstärkung der subarktischen Front in den weniger diffusiven Modellen ISO und FCT.

Die Front läßt sich in diesen beiden Experimenten in 217 m Tiefe sehr weit nach Osten verfolgen (Abb.4.3d). Der ausgesprochen scharfe Temperaturgradient reicht bis 35° W. Dort teilt sich die Front in einen Teil, der weiter zonal verläuft, bei 25° W auffächert und den frontalen Charakter verliert. Der andere, ausgeprägtere Ast verläuft nach Nordosten bis 20° W/ 53° N. Von dort aus schwenkt die Front zurück nach Westen und läßt sich mindestens bis 35° W verfolgen. Auf der rechten Seite der Front befindet sich ein Saum warmen Wassers, die Temperatur liegt bis zu 2K über den Atlaswerten. Auf der linken Seite findet man ein Gebiet mit einer fast konstanten Temperatur zwischen 4 und 5 Grad.

Im Vergleich mit den Ausgangsdaten (Abb.4.3a) stellt man erhebliche Unterschiede fest. Die subarktische Front fächert nahe 45° W in einen südlichen Bereich auf, der im östlichen Atlantik zwischen 30 und 40° N in einen erhöhten meridionalen Temperaturgradienten mündet. Der nördliche Teil schwenkt direkt östlich Neufundlands um etwa 1000 km nach Norden. Die subarktische Front, soweit sie sich im Temperaturfeld niederschlägt, verläuft am nördlichen Rand des Neufundlandbeckens längs etwa 50° N und läßt sich maximal bis 30° W nach Osten verfolgen. In der homogenisierten Region der Modelle liegen nach den Beobachtungen mit die größten meridionalen Temperaturgradienten. Die Abweichungen des Modells von den Ausgangsdaten sind hier maximal, sie betragen bis zu 9K.

Abb. 4.2. Potentielle Vorticity entlang 45° W.

a) REF, b) UPS, c) CONST, d) EXP, e) ISO, f) FCT.

Zahlenangaben sind in $10^{-13}\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$. Der Linienabstand beträgt zwischen 0 und 21 3 Einheiten und darüber 5 Einheiten. Werte größer als 50 sind nicht gezeichnet.

Zur Orientierung sind die Dichtelinien 26.5, 27.0 und 27.5 gestrichelt eingezeichnet.

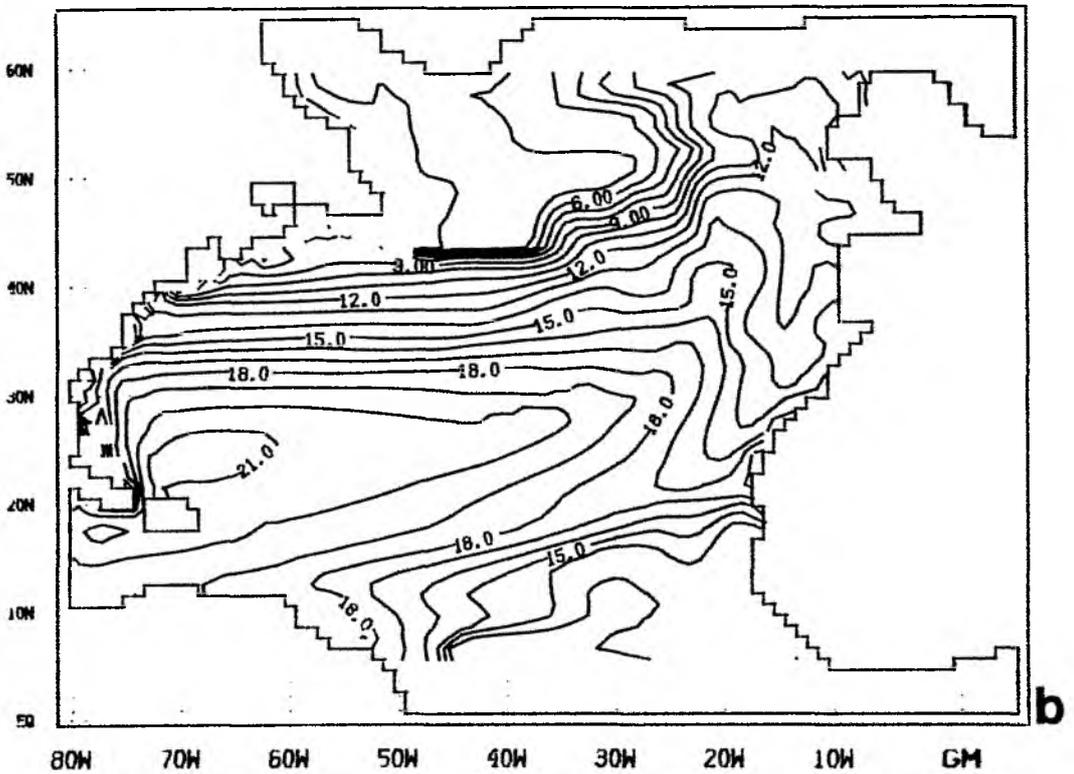
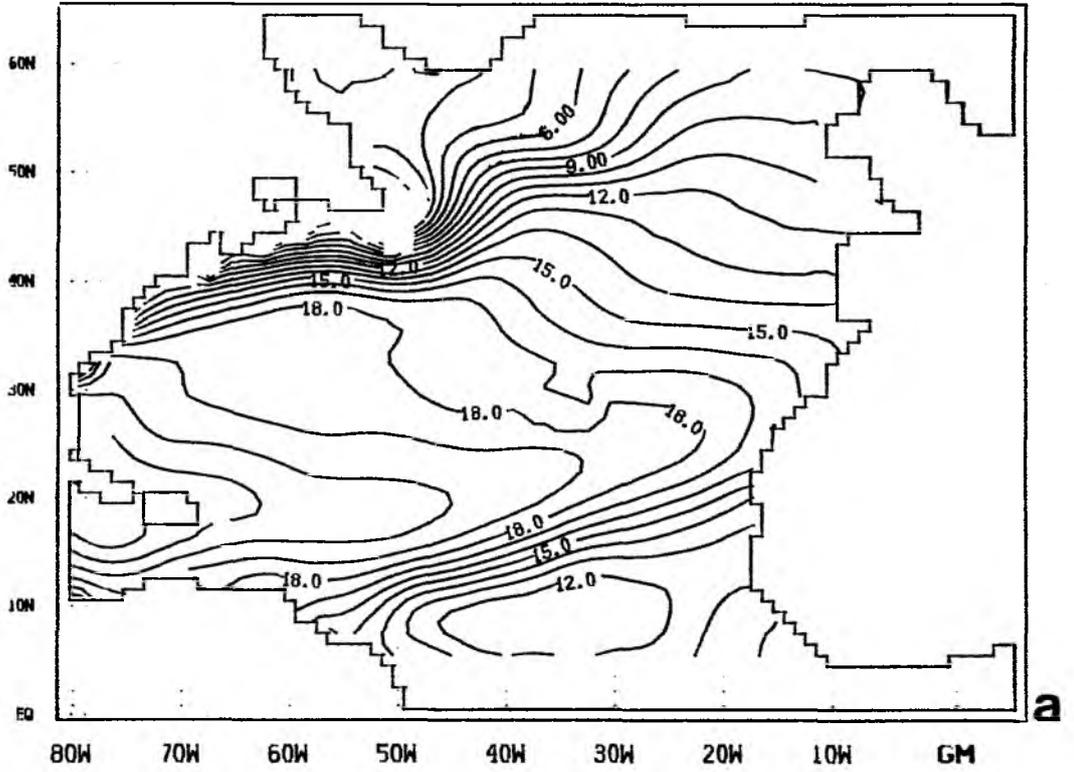


Abb. 4.3 a-b
(siehe Seite 58 unten)

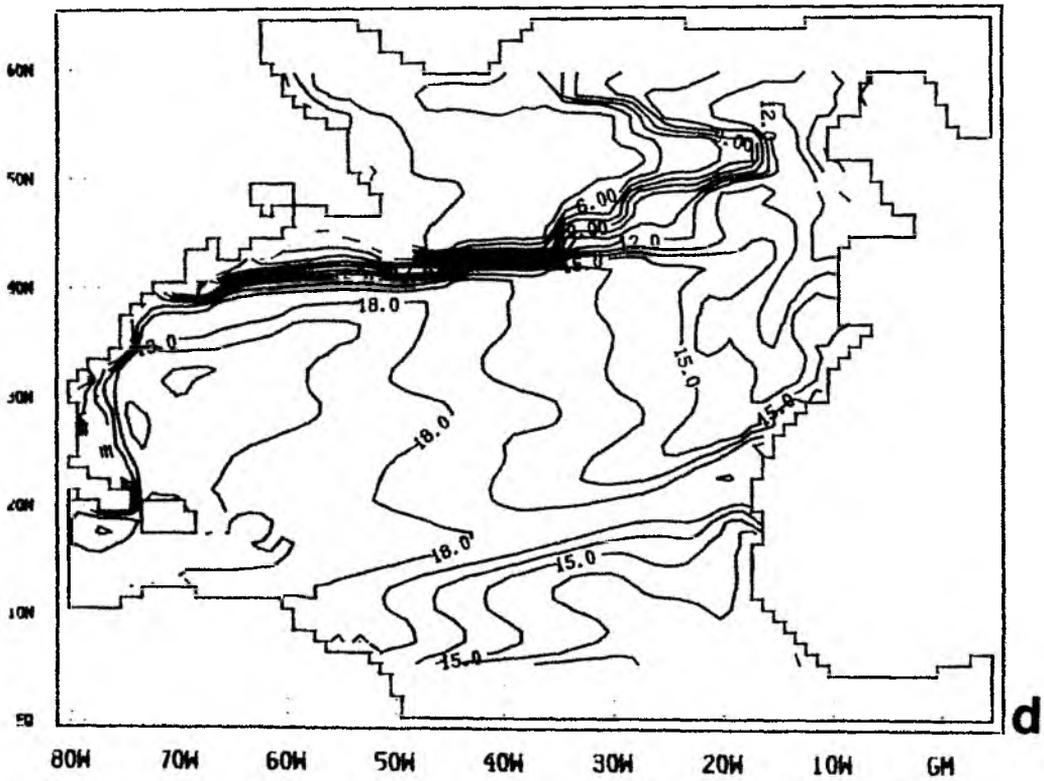
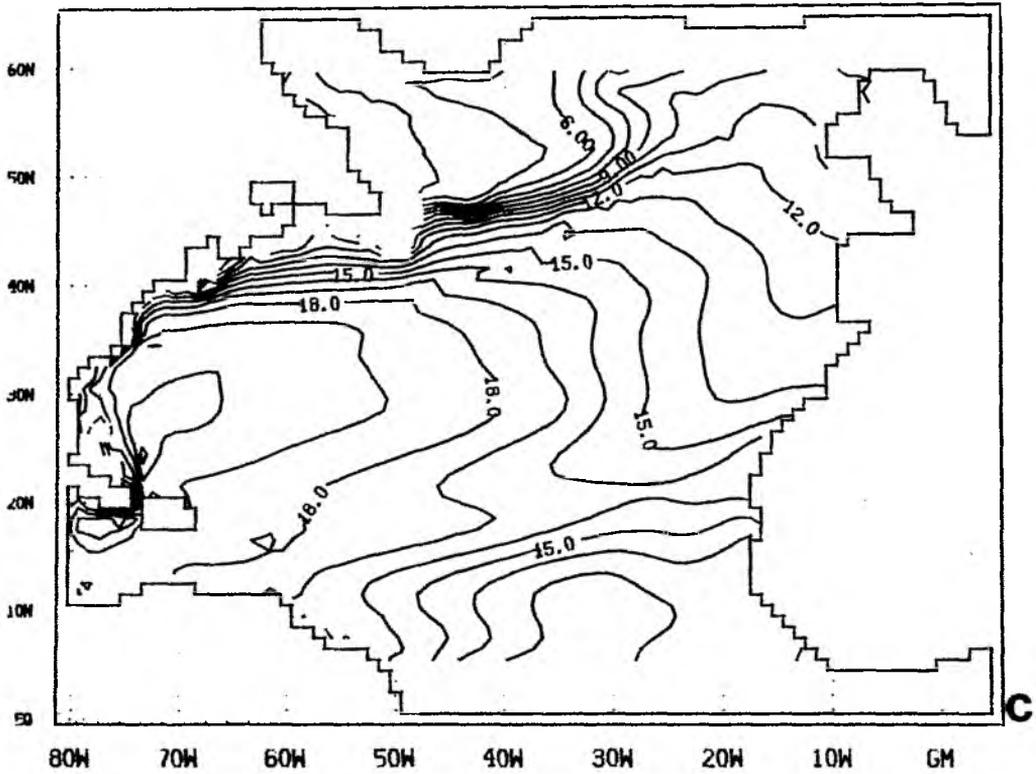


Abb. 4.3 c-d. Potentielle Temperatur in 217m Tiefe für a) REF, b) UPS, c) CONST, d) ISO. Linienabstand 1K.

Die übrigen Experimente, von denen CONST als ein Beispiel in Abb.4.3c herausgegriffen wurde, geben tendenziell ähnliche Ergebnisse wie ISO. Allerdings ist das homogenisierte Gebiet hier von geringerer Ausdehnung, die subarktische Front liegt östlich von Neufundland nördlicher als in ISO und sie reicht nicht so weit nach Osten. Bei 30° W verlagert sie sich um 10° nach Norden und geht weiter im Osten in die Polarfront entlang des Island-Schottland-Rückens über.

Das 'upstream'-Schema, das in den meisten Fällen als am diffusivsten eingestuft werden kann, zeigt im Ostteil des Beckens bemerkenswerte Ähnlichkeiten mit ISO (Abb.4.3b). Es weist dort die relativ schmalen Zonen mit anomal hoher bzw. niedriger Temperatur auf. Eine, wenn auch breitere, Front läßt sich im Nordteil des subarktischen Wirbels bis 35° W zurückverfolgen. Auf der linken Seite der Front erkennt man ein ausgedehntes Gebiet mit einheitlicher Temperatur. Im Westteil und insbesondere in der Golfstromfortsetzung nimmt UPS allerdings eine Sonderstellung ein. Die langsam nach Norden ansteigenden Isothermen des Schnitts manifestieren sich hier in einer mehr als 1000 km breiten Gradientzone. Der Bereich, den man als Inneres des subtropischen Wirbels in dieser Tiefe ansprechen kann, wird auf einen schmalen Bereich südlich von 25° N reduziert. In diesem südlichen Bereich kommt die Temperaturverteilung den Beobachtungen näher als die der übrigen Experimente. Eine pauschale Einordnung und Bewertung der Ergebnisse nach der (vermuteten) Diffusivität scheint nicht ohne weiteres möglich zu sein.

Auf dem Zonalschnitt bei 54° N (Abb.4.4) erscheint der nach Norden gerichtete Teil der Front in ISO als scharfer, tiefreichender Gradient nahe dem Ostrand. Oberhalb 500 m löst sich dieser Gradient in eine relativ flache Temperatursprungschicht auf. Darunter ist der subarktische Modellozean zu kalt. Im östlichen Abschnitt kommt CONST den Beobachtungen wesentlich näher, auch wenn die horizontalen Temperaturgradienten verstärkt sind. Auch in CONST gibt es fast auf dem gesamten Schnitt eine flache Temperatursprungschicht. Die Ausdehnung der flachen Sprungschicht stimmt mit dem oben angesprochenen homogenisierten Bereich überein. Am Westrand werden die Ausgangsdaten von ISO besser wiedergegeben als in den anderen Experimenten, der Bereich niedriger Temperaturen dort reicht in ähnliche Tiefen wie im Ausgangsdatensatz.

Anhand der Temperaturverteilung 4.3 soll noch einmal auf die subtropische Rezirkulation eingegangen werden. Man findet in den Modellen eine südwärtige Auslenkung der Isothermen, die sich auch in den Beobachtungen andeutet, weit im Osten und auf einen relativ kleinen Längenbereich beschränkt. Der in den Beobachtungen trotz der Verlagerung überwiegend meridionale Temperaturgradient weicht in den Modellergebnissen einem zonalen Gradienten. Der

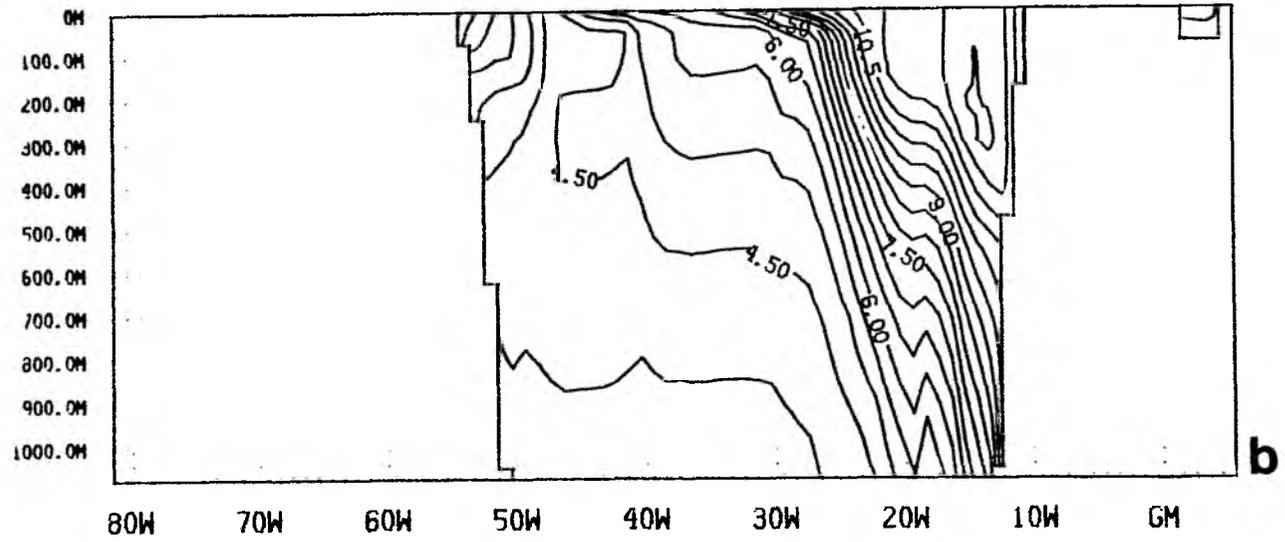
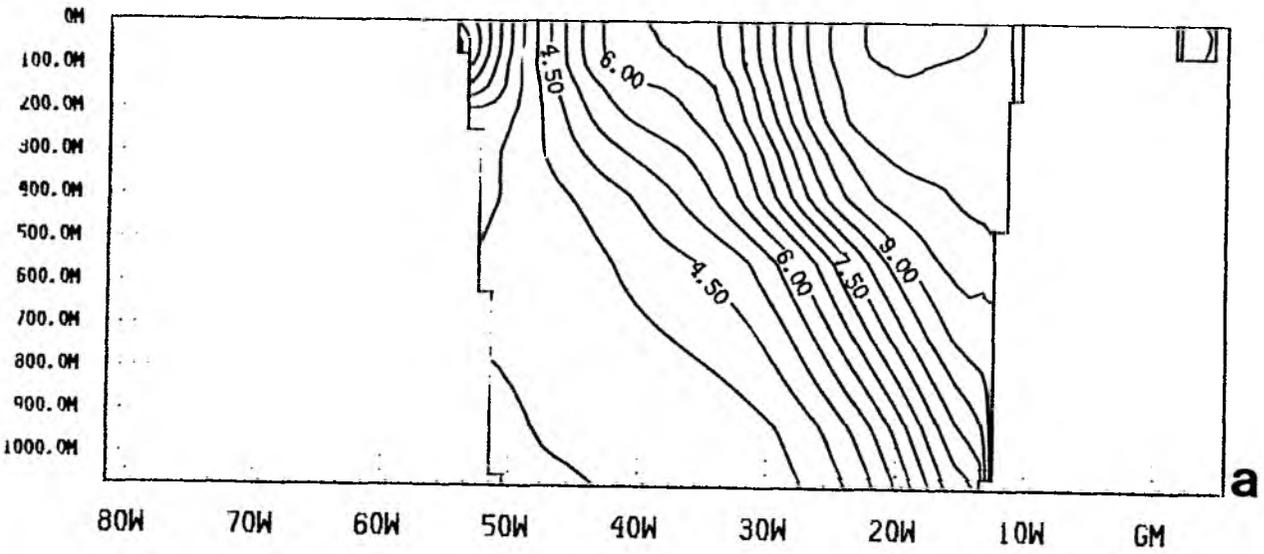


Abb. 4.4 a-b
(siehe Seite 61)

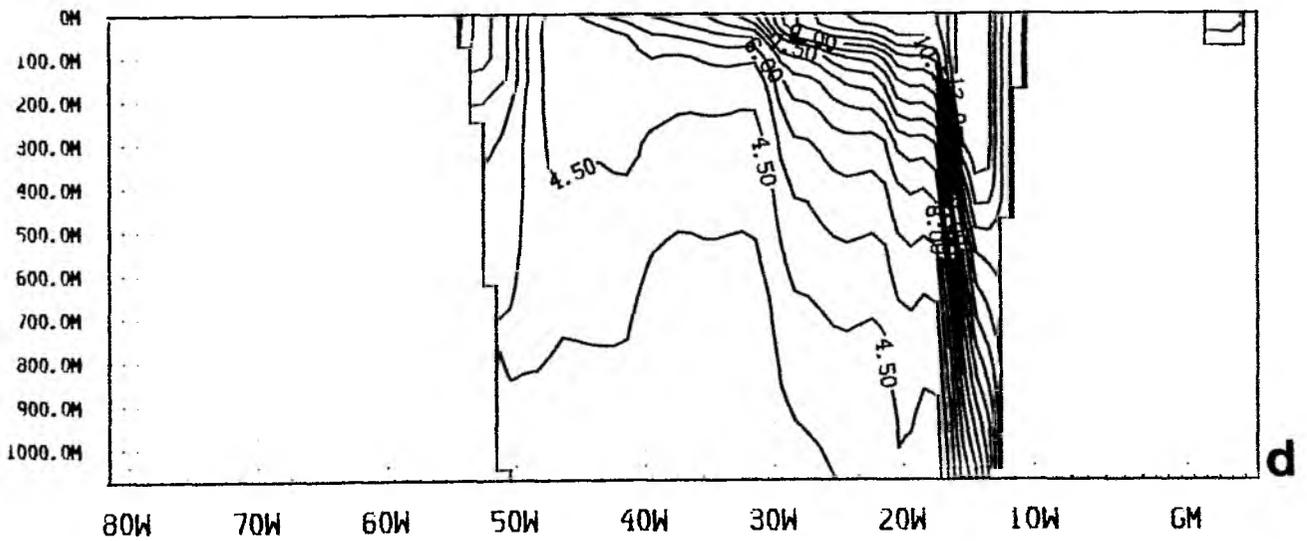
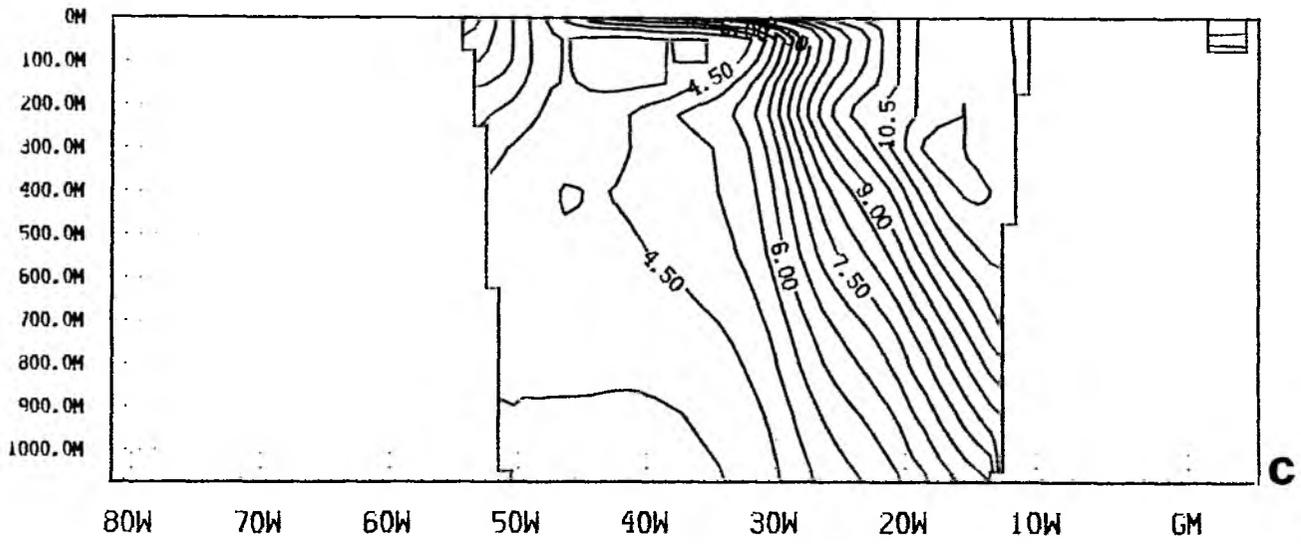


Abb. 4.4 c-d. Potentielle Temperatur entlang 54°N für
a) REF, b) UPS, c) CONST, d) ISO.
Linienabstand 0.5K.

Anstieg der Temperaturen im Südwesten des Wirbels wird von den Modellen (außer UPS) nicht reproduziert. Dagegen ist die Front zwischen Südamerika und Afrika im Breitenbereich von 10 bis 20° N gut wiedergegeben. Wegen des relativ weit nach Süden vordringenden kalten Wassers ist der damit verbundene Gradient aber nur schwach ausgeprägt. Die Temperaturen liegen am südöstlichen Rand des subtropischen Wirbels um bis zu 3K unter den beobachteten mittleren Temperaturen.

4.3 Salzgehaltsverteilung und Dichtefeld

Zu einer näheren Betrachtung der subtropischen Rezirkulation wird die Tiefenverteilung der Dichtefläche $\sigma_{\theta} = 26.7$ (Abb.4.5) und der Salzgehalt darauf (Abb.4.6) herangezogen. CONST und FCT entsprechen weitgehend EXP und ISO, so daß hier auf sie verzichtet werden kann. UPS weicht stark von den Beobachtungen und den anderen Experimenten ab und soll hier nicht weiter betrachtet werden.

Die Dichtefläche der Ausgangsdaten erreicht ihre größte Tiefe von über 700 m bei 70° W, nördlich von 30° N. Der Bereich größter Tiefen verläuft bis auf eine leichte Orientierung nach Nordosten annähernd zonal. Nördlich von diesem Bereich steigt die Dichtefläche in der Front der Golfstromfortsetzung steil auf weniger als 100 m Tiefe an. Nach Süden erfolgt der Anstieg auf einer sehr viel größeren Skala. Lediglich im Bereich der 350 m Tiefenlinien ist zwischen 10 und 20° N eine schwache Dichtefront zu erkennen. Ebenfalls im Bereich der 350 m Linie gibt es eine schwache Dichtefront, die nahe der Übergangslinie zur Deckschicht bei 40° W beginnt und sich nach Südosten bis 25° N und 20° W fast an der afrikanischen Küste fortsetzt. Diese Front kann im Rahmen der gemittelten Daten als Azorenfront angesprochen werden.

Die Modelle präsentieren eine Tiefenverteilung, die größte Werte von etwa 600m südlich von 30° N in unmittelbarer Nähe der Küste aufweist. Die Struktur erinnert an die Rezirkulationszelle der Munkschen Reibungsgrenzschicht. Nach Süden und Südosten hin erfolgt ein Anstieg, der dem der Ausgangsdaten vergleichbar ist. Die Änderungen der Tiefe östlich der Grenzschicht sind relativ klein. Im Norden schließt sich wie in den Beobachtungen eine ausgeprägte Dichtefront an. In EXP erscheint sie als ein zusammenhängendes Band, in ISO lassen sich zwei Gradientzonen erkennen. Die südlichere davon verläßt die Küste bei 35° N, was den Beobachtungen entspricht, die nördlichere entsteht erst bei 40° N. Auch in EXP erfolgt die Ablösung von der Küste relativ spät. Die Dichtefront reicht mindestens 10 Längengrade weiter nach Osten als es den Beobachtungen entspricht. Eine Azorenfront im Nordosten wird von den Modellen nicht erzeugt. Stattdessen findet sich eine scharfe

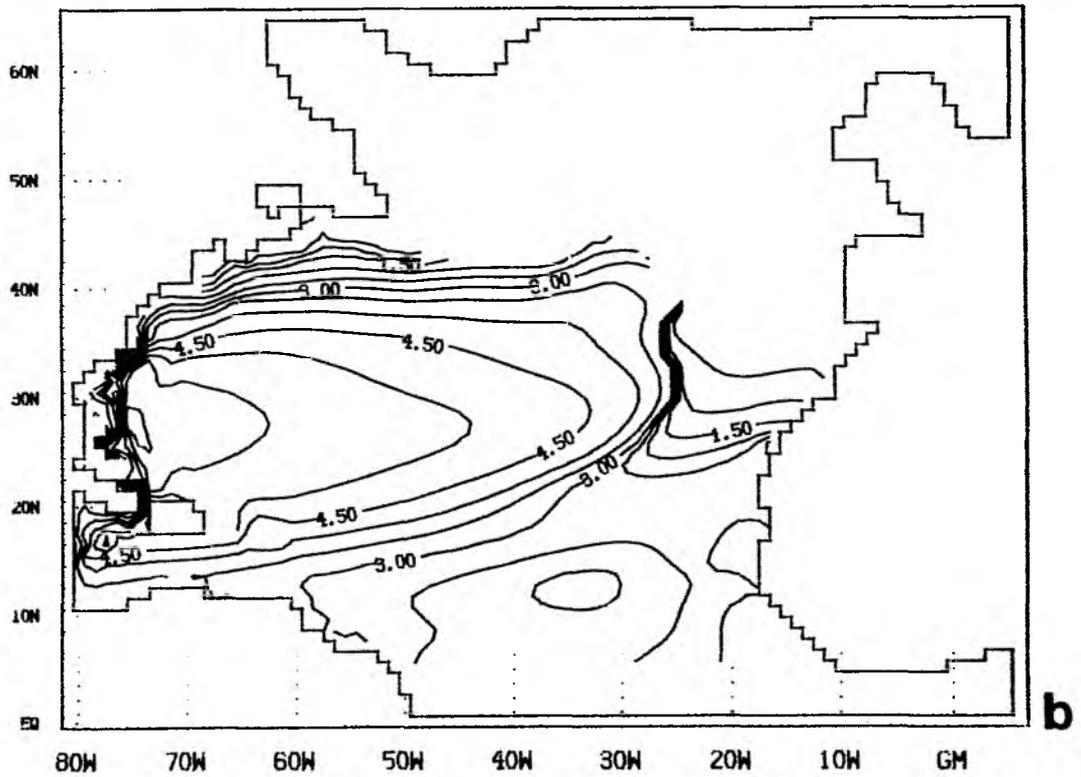
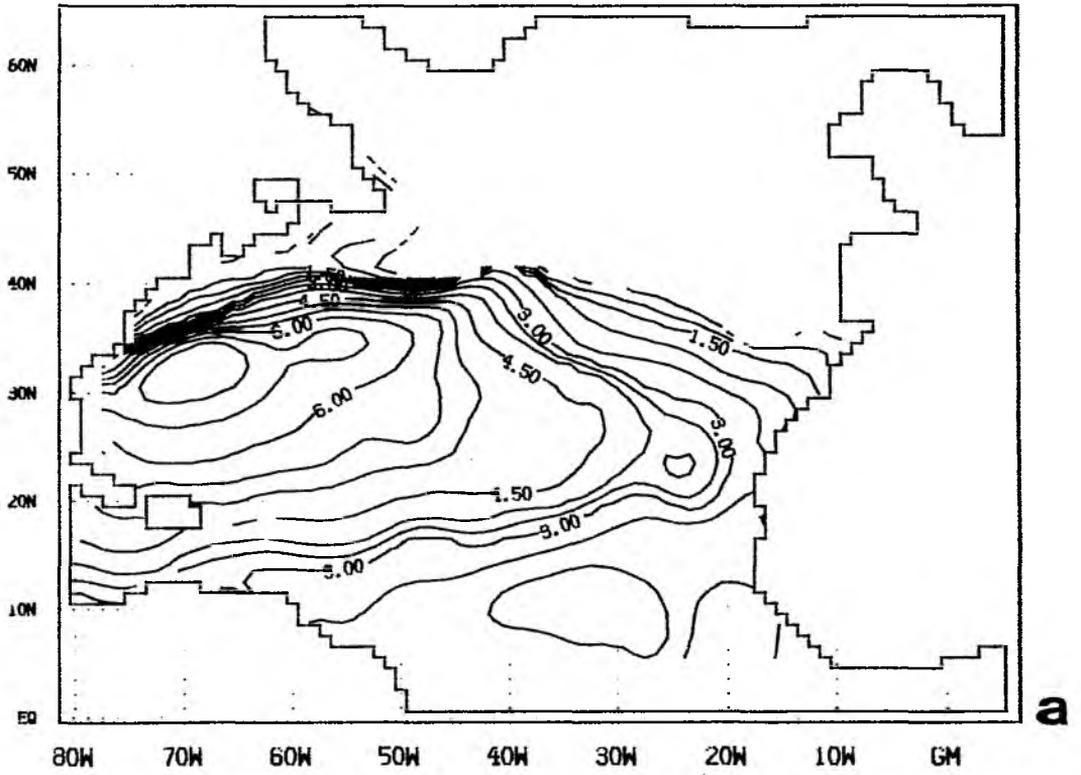


Abb.4.5. Tiefe der Dichtefläche $\sigma_0 = 26.7$ für a) REF, b) EXP, c) ISO.
Zahlenangaben in 100m, Linienabstand 50m.

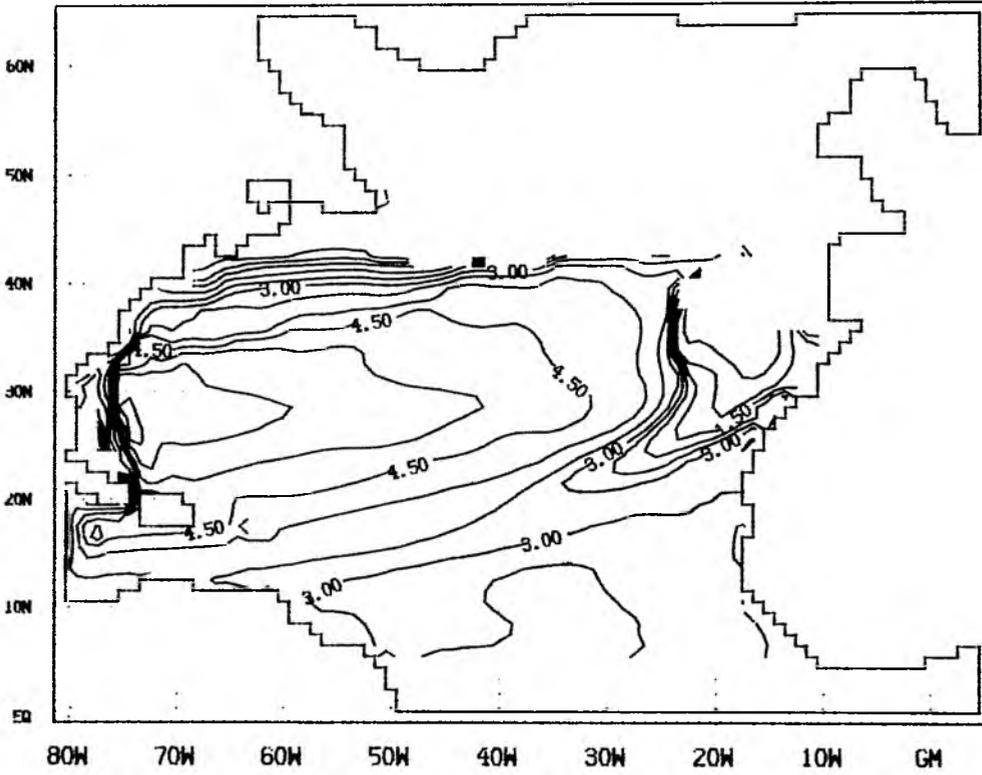


Abb. 4.5 c.

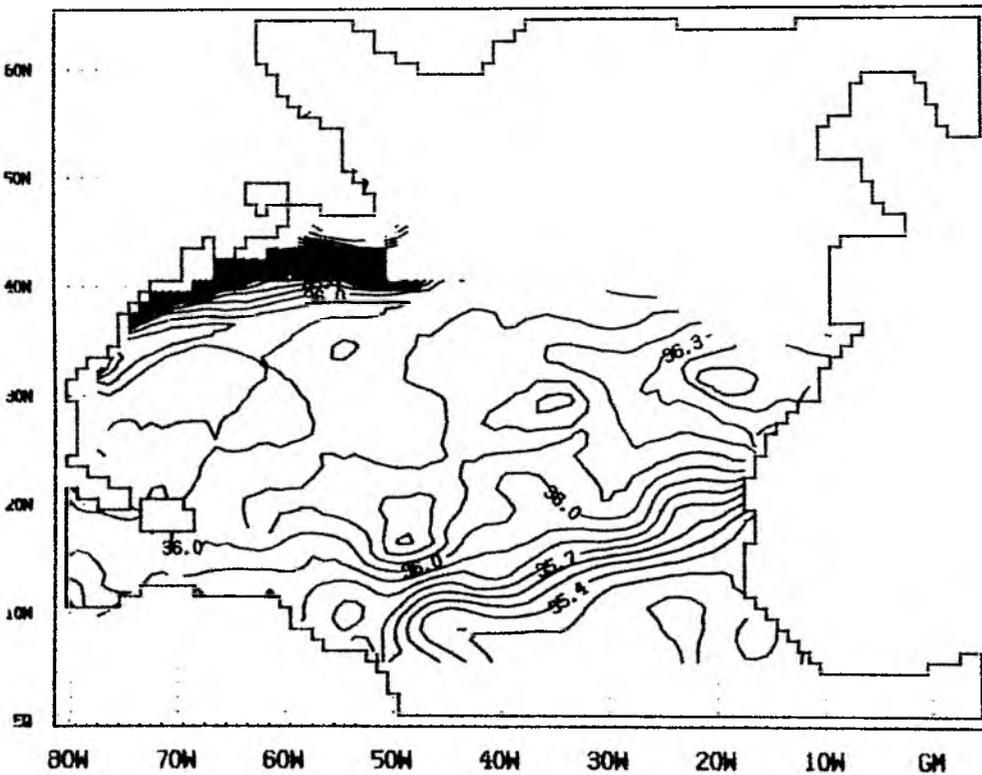


Abb. 4.6 a

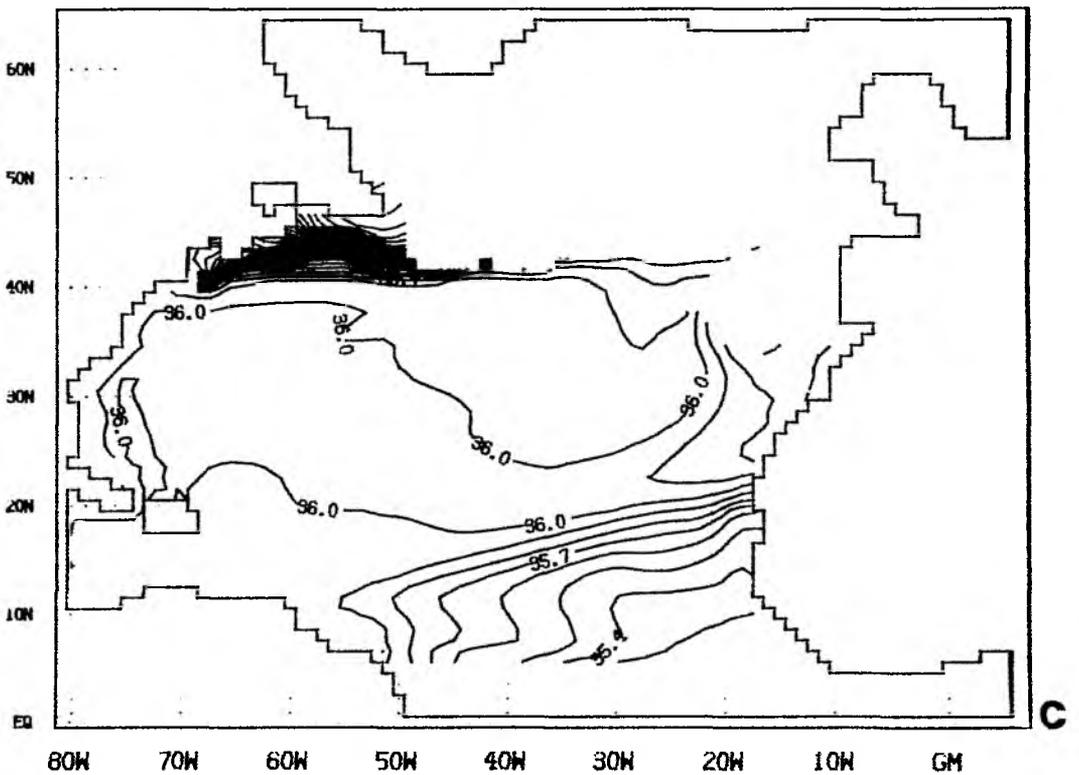
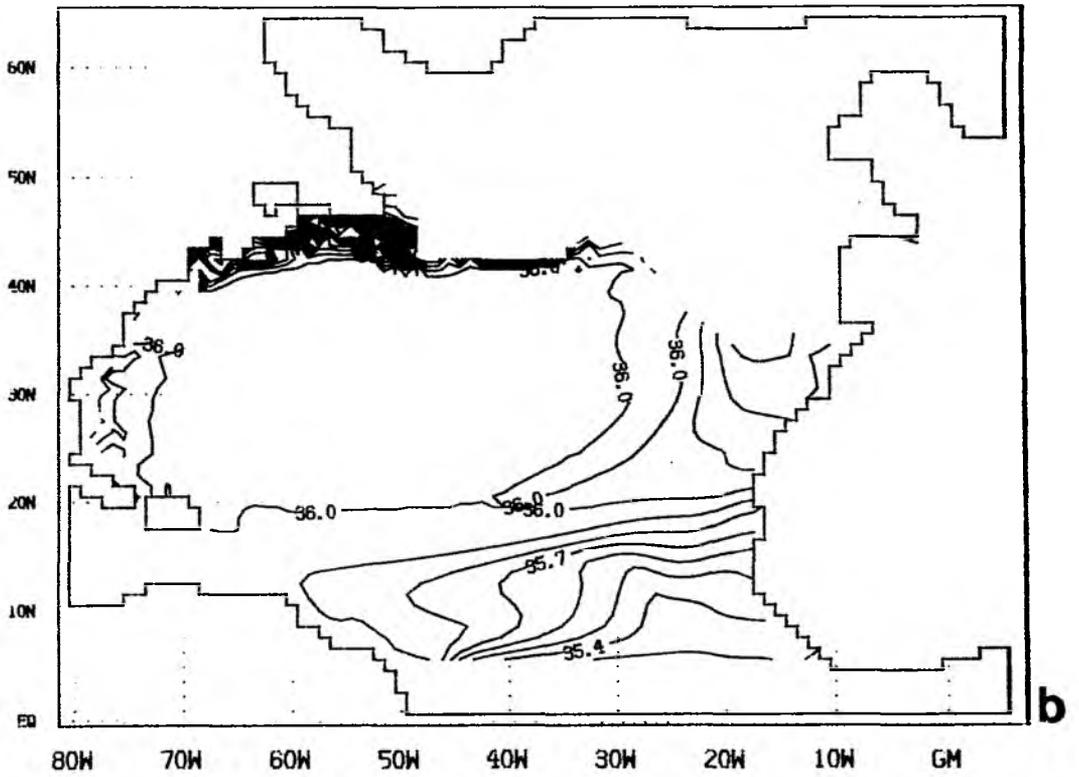


Abb. 4.6 b-c. Salzgehalt auf der Fläche $\sigma_t = 26.7$ für a) REF, b) EXP und c) ISO. Linienabstand 0.1 psu.

Front nahe 25°N , die von der Grenzlinie zur Deckschicht ("outcrop") zunächst meridional nach Süden läuft und südlich von 30°N nach Südwesten abbiegt. In dieser Front steigt die Dichtefläche um bis über 250 m an. In dem Gebiet östlich der Front nimmt die Tiefe der Dichtefläche von 30 m oder weniger auf 270 m an der Südwestspitze des Gebiets zu. In ISO bildet sich dabei eine weitere Front, die das Gebiet nach Südosten hin abschließt.

Darüberliegende Dichteflächen, z.B. $\sigma_{\theta} = 26.5$, weisen eine ähnliche Struktur auf, der steile Anstieg erfolgt aber schon weiter im Westen. Dadurch öffnet sich westlich der Front ein durch die beiden Dichteflächen begrenzter Korridor, in dem Informationen aus der im Norden liegenden Deckschicht nach Süden vordringen können. Dieser Pfad ist in EXP deutlich in der Salzgehaltsverteilung auf $\sigma_{\theta} = 26.7$ östlich von 30°W zu erkennen. Wasser mit relativ niedrigem Salzgehalt wird dort meridional um 10 Breitengrade nach Süden geführt und schließlich in die antizyklonale Zirkulation des Wirbels einbezogen. Ein solcher Weg am Rand des subtropischen Wirbels besteht auch in ISO, hier ist jedoch keine Salzgehaltsanomalie zu erkennen. Der Geschwindigkeitsverteilung auf der Dichtefläche (Abb.4.7) entnimmt man, daß die Isohalinen in EXP sehr gut mit den Stromlinien übereinstimmen, während die Stromlinien in ISO in mehreren Gebieten einen großen Winkel zu den Isohalinen einnehmen. Die Salzgehaltsbalance ist hier im Gegensatz zu EXP nicht überwiegend advektiv, eine erhebliche Vermischung von Salz erfolgt durch die vertikale Komponente

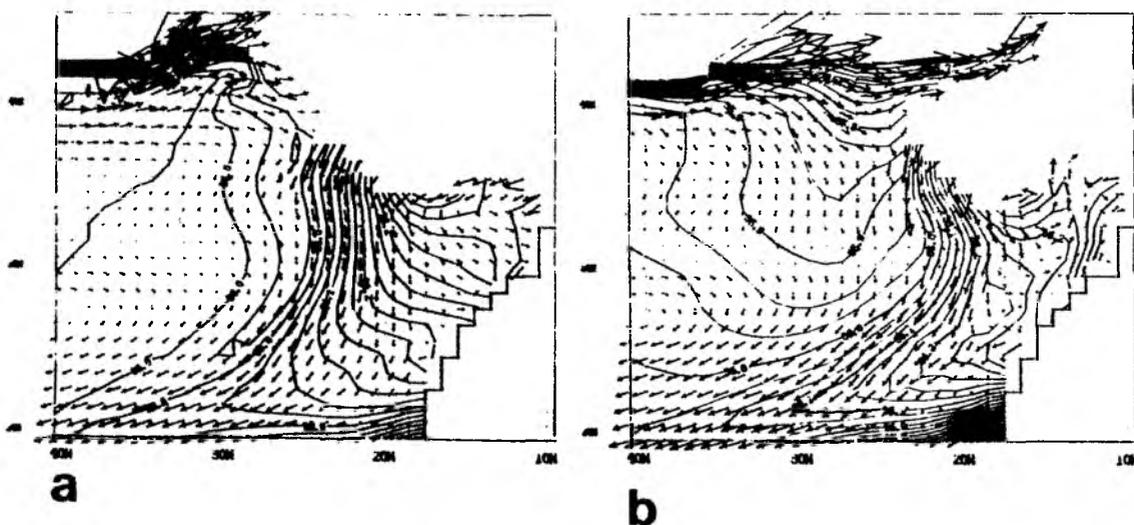


Abb. 4.7. Salzgehalt und Geschwindigkeit auf $\sigma_{\theta} = 26.7$ für
a) EXP und b) ISO zwischen 20°N und 45°N , 40°W und 10°W .
Linienabstand 0.025 psu. Eine Pfeillänge von 1cm entspricht 10cm/s.

der längsisopyknen Vermischung entlang der sehr steilen Dichteflächen. Dies ist eine der Regionen, die die deutlichsten Effekte der verstärkten vertikalen Diffusion durch die isopykne Formulierung des Vermischungstensors aufweisen. In beiden Modellen weichen Stromlinien und Linien konstanten Salzgehalts zwischen der direkt belüfteten Region und dem Ostrand voneinander ab. Diese Region und die Rolle der Vermischung in ihr wird in Kapitel 6 näher untersucht.

Zur Verdeutlichung der Vorgänge an der Grenze zwischen tiefer Deckschicht im Norden und den abgetauchten Dichteflächen zeigt Abb.4.8 Dichte- und Salzgehaltsverteilungen längs 36° N für den Ausgangsdatensatz, EXP und ISO. Die nach Osten hin mächtiger werdende durchmischte Schicht ist in den Modellergebnissen deutlich zwischen westlicher Randzone und etwa 50° W zu sehen. Östlich davon liegt die vertikal homogene Schicht unterhalb einer flachen Sprungschicht. Da hier ein Winterzustand simuliert wird, handelt es sich bei dieser Sprungschicht nicht um einen jahreszeitlichen Effekt. Die homogene Wassermasse ist an dieser Stelle immer von der Oberfläche isoliert. Ihr Ursprung ist die durchmischte Schicht nördlich von diesem Schnitt, woher sie durch eine generell nach Süden gerichtete Strömung hierhin advehiert worden ist. Die homogene Schicht findet sich nach Osten hin auf immer tieferen Dichteflächen. Der Vorgang der Ausbreitung der sogenannten "mode"-Wasser im subtropischen Wirbel, dem diese Konfiguration entspricht, ist von McCARTNEY (1982) anhand von Beobachtungen beschrieben worden. ISO und EXP befinden sich in qualitativer Übereinstimmung. Es bestehen allerdings quantitative Unterschiede im Volumen einzelner Wassermassen. Bei 20° W ist in ISO z.B. eine Auslenkung der Isodensen über den gesamten gezeigten Tiefenbereich von 1000 m vorhanden. Dem entspricht in EXP der homogene Bereich zwischen 20° W und der Küste in den oberen 500 m. Die Deckschicht reicht in ISO generell tiefer als in EXP und kommt damit westlich von 50° W den Ausgangsdaten näher.

Die Unterschiede zu den Ausgangsdaten sind erheblich. Außer einer Separation der Dichtelinien zwischen 26.8 und 27.1 östlich von 30° W ist kein Hinweis auf die "mode"-Wasser der Modellresultate zu erkennen. Ein durchgehender Bereich schwach geschichteter Wasserkörper zwischen der Deckschicht im Westen und der Wassermasse im Osten besteht nicht. Auch sind die Salzgehaltsvariationen auf Dichteflächen in den Modellen kleiner als es den Ausgangsdaten entspricht. Westlich der abrupten Tiefenänderung, die die Dichteflächen durch die eingelagerten homogenen Schichten erfahren, ist der Salzgehalt auf einer Dichtefläche weitgehend konstant (vergl. auch Abb.4.6). Unterhalb der homogenen Wassermassen ist die Neigung der Isohalinen und Isodensen deutlich geringer als im Ausgangsdatensatz, was, ebenso wie der oben anhand des Meridionalschnitts 4.2 beschriebene flache Verlauf der Dichtelinien im Inneren des subtropischen Wirbels, auf eine äußerst schwache Zirkulation im Inneren des Wirbels hindeutet.

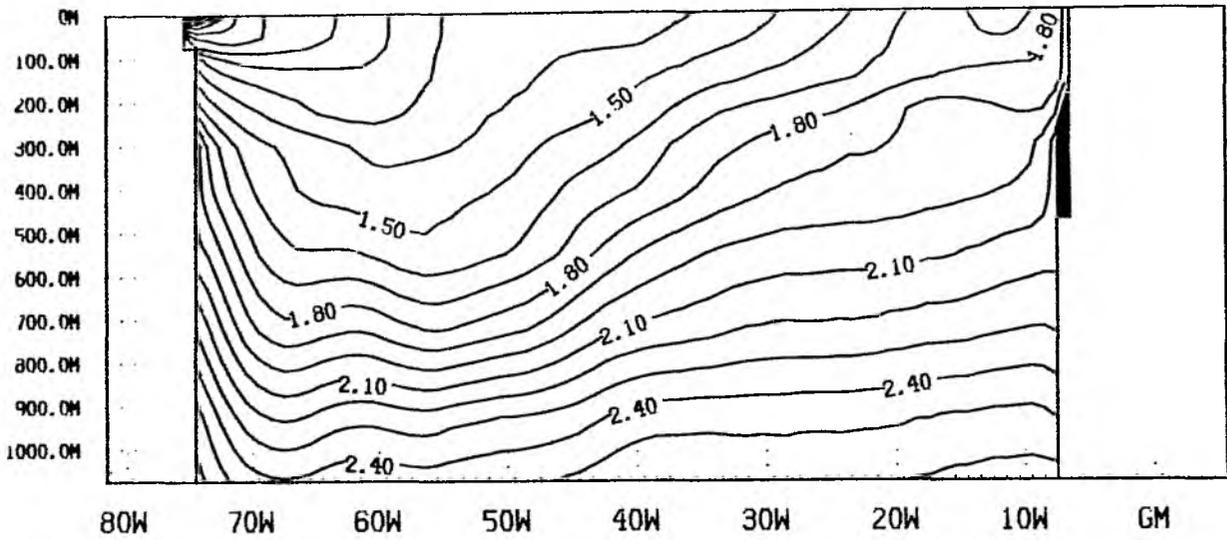


Abb.4.8a. Potentielle Dichte σ_0 entlang 36°N für REF.
Zahlenangaben in Abweichungen von 25, Linienabstand 0.1.

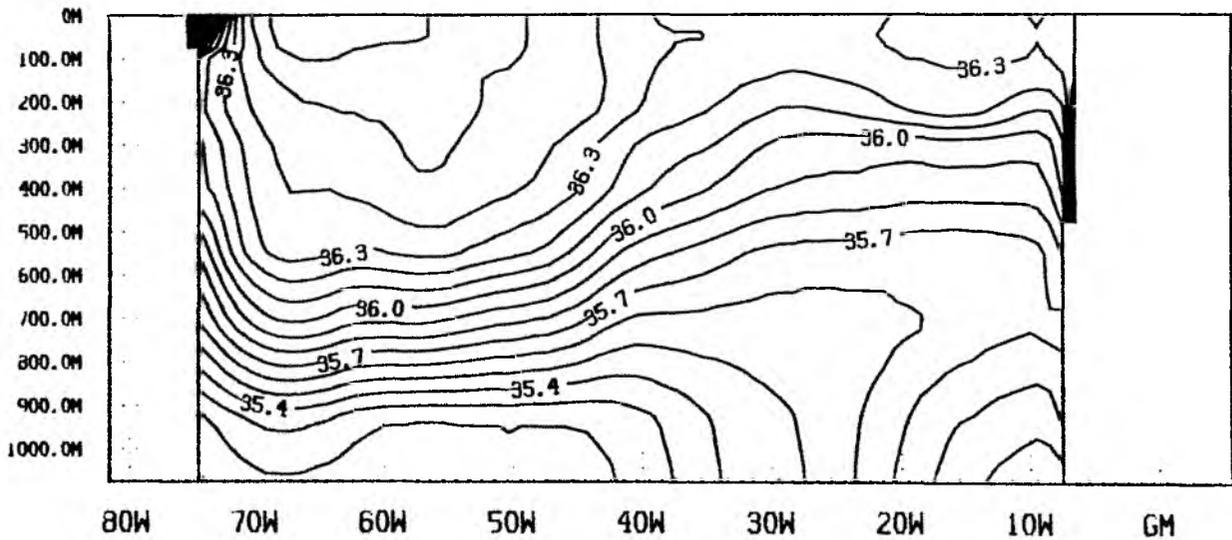


Abb. 4.8 b. Salzgehalt entlang 36°N für REF.
Linienabstand 0.1 psu.

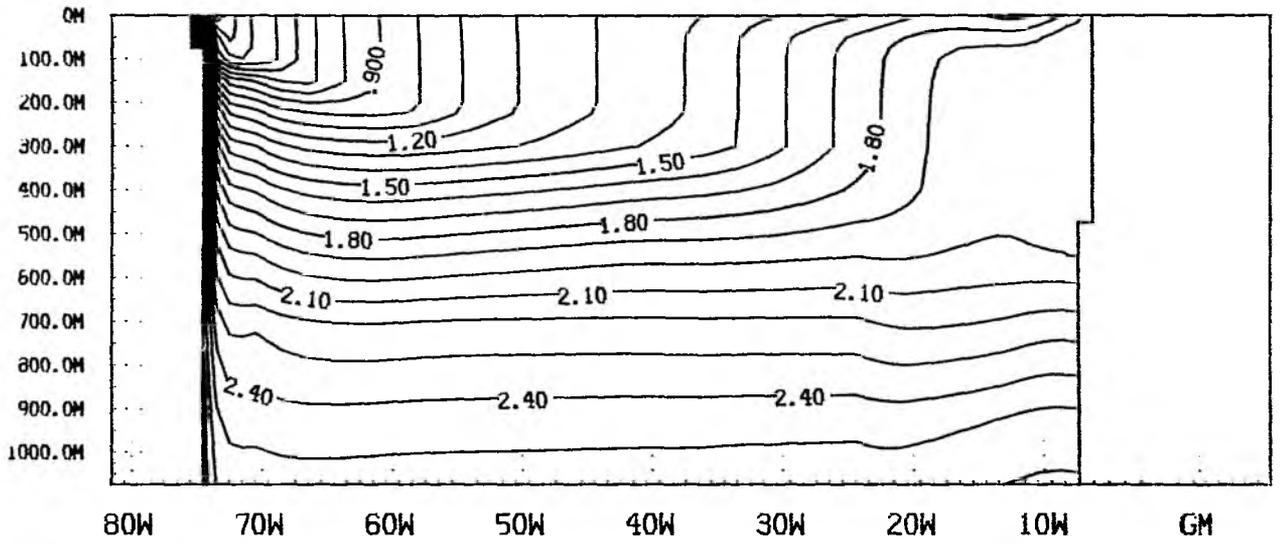


Abb. 4.8c. Potentielle Dichte entlang 36°N für EXP. (Vergl. 4.8a)

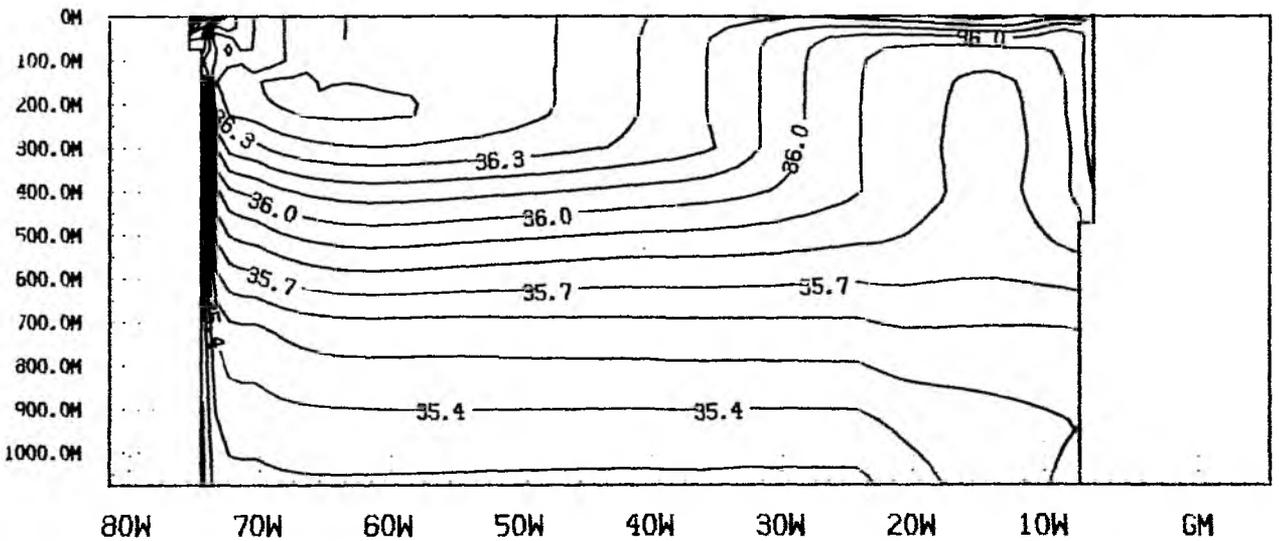


Abb. 4.8d. Salzgehalt entlang 36°N für EXP. (Vergl. 4.8b)

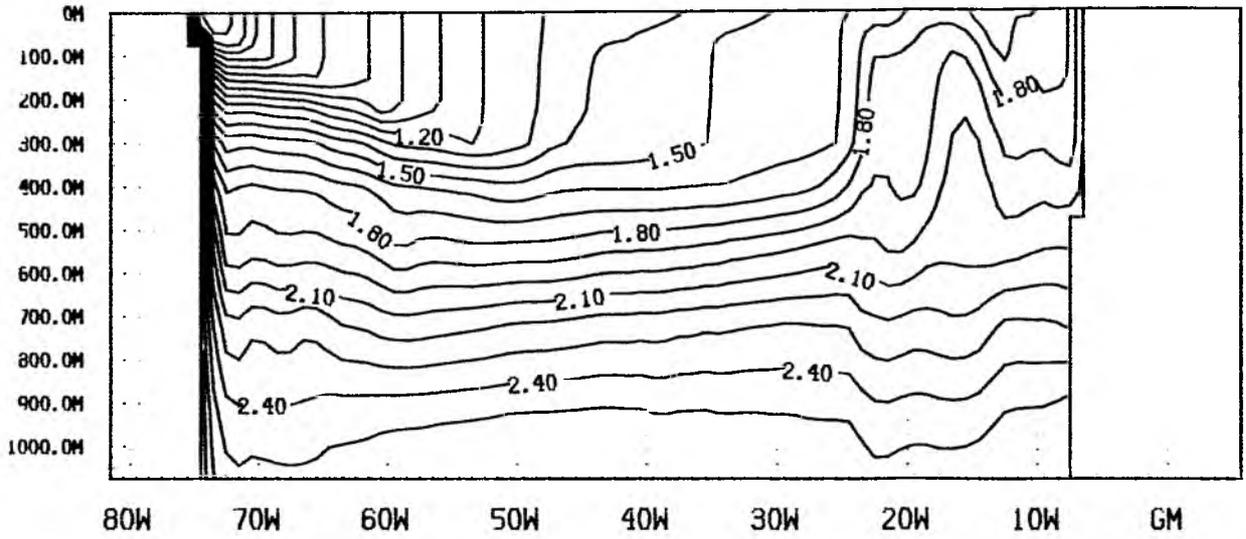


Abb. 4.8e. Potentielle Dichte entlang 36°N für ISO. (Vergl. 4.8a)

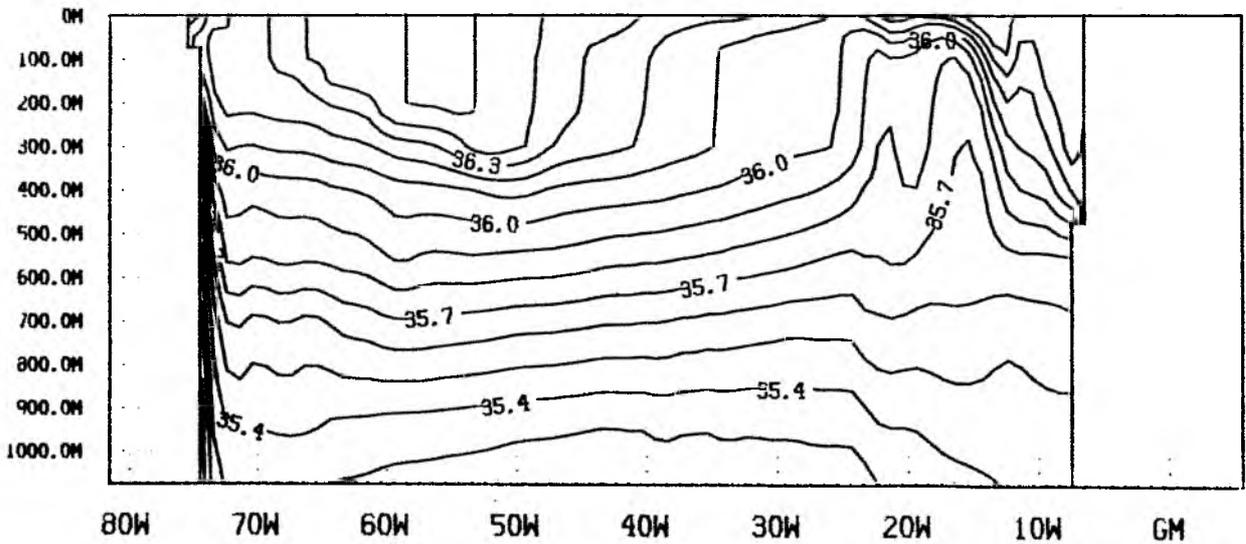


Abb.4.8f. Salzgehalt entlang 36°N für ISO. (Vergl. 4.8b)

Die Konstanz des Salzgehalts und auch der Temperatur auf weiten Teilen der Dichteflächen und die im Vergleich zu Beobachtungen geänderte Form der Dichteflächen im Modell wirken zusammen, um den charakteristischen Verlauf der Isohalinen und Isothermen auf Geopotentialflächen zwischen 20 und 40° N zu erzeugen. Die Verteilungen von θ , S und Dichte in einzelnen Tiefenniveaus des Modells stimmen in weiten Teilen des subtropischen Wirbels annähernd überein. Die geringe Variabilität von Temperatur und Salzgehalt auf Dichteflächen ist auch im Ausgangsdatensatz in einer allerdings kleineren Region im Nordwesten zu finden, so daß der wesentliche Unterschied zwischen Modell und Klimatologie in der Dichteverteilung zu bestehen scheint.

Das Abbild des Wirbels im Dichtefeld reicht im Westen sehr viel tiefer als es die Modelle wiedergeben. Von der Depression im Westen steigen die Dichteflächen relativ steil zum Ostrand hin an. Die Modelldichte ist dagegen durch einen annähernd horizontalen Verlauf bis fast zum Westrand gekennzeichnet. Die verfügbare potentielle Energie ist in den Modellen im wesentlichen auf die oberen 300 m beschränkt, während sie tatsächlich auf einen viel größeren Tiefenbereich verteilt ist. Dagegen sind die scharfe Front, die bei 45° W zumindest in ISO deutlich wurde, und die weite ostwärtige Erstreckung dieser Front Zeichen zu großer verfügbarer potentieller Energie im Modell in dieser Region. Der große Betrag verfügbarer potentieller Energie in der Golfstromfortsetzung und im Nordatlantischen Strom und das damit verbundene weite Vordringen des Stroms nach Osten (siehe Kapitel 5) ist eine Ursache für die Umgestaltung des Dichtefeldes. Die ventilierte Region, die den östlichen Abschluß des subtropischen Wirbels bildet, wird damit ebenfalls nach Osten verlegt, in ISO weiter als in EXP oder CONST. Die mit dem Strom verbundene Dichtefront verläuft weitgehend zonal statt in eine nördliche und südliche (Azoren-) Front aufzufächern. Damit wird die nördliche Grenze des Wirbels - zumindest des Teils, in dem homogene Verteilungen zu finden sind - zu weit nördlich angesetzt, obwohl die 'outcrop'-Linie der Dichtefläche durch die thermohaline Randbedingung (3.21) weitgehend festgelegt ist und mit der des Ausgangsdatensatzes übereinstimmt. Als weitere Ursachen sind Unzulänglichkeiten der Dynamik und Thermodynamik des Modells (Impulsdissipation in Verbindung mit der dynamischen Randbedingung; möglicherweise unrealistische Diffusionsparametrisierung) in der westlichen Randschicht zu erwarten. Die entscheidende Rolle der westlichen Randschicht für die Verteilungen im Inneren ist von IERLEY und YOUNG (1983) für potentielle Vorticity und von YOUNG (1984) sowie MUSGRAVE (1985) für passive Tracer gezeigt worden. Unter den hier vorliegenden Experimenten zeigt UPS am deutlichsten den Einfluß der Diffusion in der westlichen Randschicht. Das Fehlen von wirbelbedingten vertikalen Impulsflüssen ist ebenfalls als Ursache für die Umgestaltung des Dichtefeldes in Betracht zu ziehen.

Mit den vorliegenden Resultaten lassen sich die tatsächlichen Ursachen nicht feststellen, da die grundsätzlichen Modellergebnisse ähnlich sind und die Abweichungen zum Ausgangsdatensatz größer sind als die Unterschiede der Modellresultate untereinander. Es läßt sich aber sagen, daß das Modell, insbesondere die Vermischungsparametrisierung, den unterschiedlichen Regimen des Ozeans offenbar nicht ausreichend Rechnung trägt. Während in der Golfstromfortsetzung und im Nordatlantischen Strom zu viel Energie akkumuliert, kann im Inneren des subtropischen Wirbels das durch die Anfangswerte vorgegebene Energieniveau selbst von den Modellen mit sehr geringer Dichtediffusion nicht aufrecht erhalten werden. In der zweiten Region besteht die Möglichkeit, daß der Antrieb des Modells, sowohl durch Wind als auch der thermohaline Antrieb, der für sich wieder stark von der diapyknen Vermischung abhängt, nicht den realen Verhältnissen entsprechen. Im Norden wird der Abbau von potentieller Energie durch die zu parametrisierenden Wirbel anscheinend unterschätzt.

5. Zirkulation

Das Kapitel fünf wendet sich der Zirkulation im Modell zu. Der Aspekt der Modellverifikation tritt, nicht zuletzt aus Mangel an zuverlässigen Beobachtungen, zurück.

Die Diskussion beginnt mit der Verteilung der verfügbaren potentiellen und der kinetischen Energie und wendet sich dann speziell der Golfstromfortsetzung und dem Nordatlantischen Strom zu. Der vertikal integrierte Transport in den einzelnen Modellen wird verglichen. Um die Zusammensetzung des Transports zu verdeutlichen wird die Geschwindigkeitsverteilung auf der Fläche $\sigma_\theta = 27.75$ und in 500 m Tiefe gezeigt. Erstere bestimmt den Gesamttransport in entscheidendem Maße, weil in großen Tiefenbereichen ähnliche Zirkulationsmuster vorherrschen. Es wird gezeigt, wie die Zirkulation in mittleren Tiefen von der Dichtediffusion abhängt. Weiterhin wird eine Analyse der Dynamik des externen Modes unternommen, um die Rolle des Bodendruckterms zu bestimmen. Dieser Term der vertikal integrierten Vorticitybilanz hängt direkt vom Dichtefeld ab und weist vielleicht am ehesten Effekte der unterschiedlichen Dichtediffusion in den Experimenten auf.

5.1 Verfügbare potentielle und kinetische Energie

Die Verteilungen der zonal und vertikal über die oberen 1000 m integrierten verfügbaren potentiellen Energie,

$$- \frac{g}{2} \langle (\rho')^2 / \bar{\rho}_z \rangle$$

mit $\langle \psi \rangle = F^{-1} \int_{-H}^0 \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \psi \cos \varphi \, d\lambda dz$, $1 = \langle 1 \rangle$, $\bar{\rho}(z)$ das horizontale Mittel der

Dichte, $\rho' = \rho - \bar{\rho}$ und $H=1000\text{m}$,

sind für CONST und ISO in Abb.5.1 zusammen mit der Verteilung für den gemeinsamen Anfangszustand der Experimente aufgetragen. Maximale Energie ist im tropischen Bereich und in hohen Breiten zu finden. Sie ist mit dem Anstieg der Dichteflächen zur flachen äquatorialen Sprungschicht bzw. an die Oberfläche in der Deckschicht verbunden. Die Modellergebnisse reproduzieren diese generelle Verteilung, die Maxima sind aber durchweg flacher. Bis auf ein niedriges Maximum zwischen 25 und 30 N liegt die verfügbare potentielle Energie in beiden Modellen bis 42° N unter der des Anfangszustands. Nördlich von 45° N bis zu einem Maximum bei 50° N hat ISO dagegen im Laufe der Integration die potentielle Energie vermehrt. Hier ist der Einfluß der fehlenden Dichtediffusion spürbar, während die Unterschiede zu CONST im übrigen

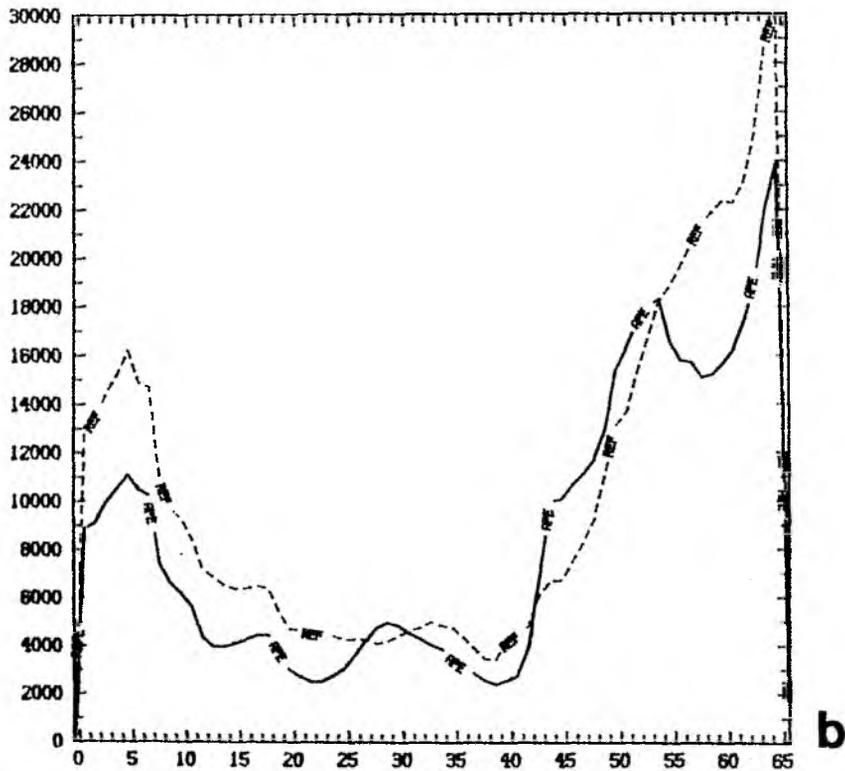
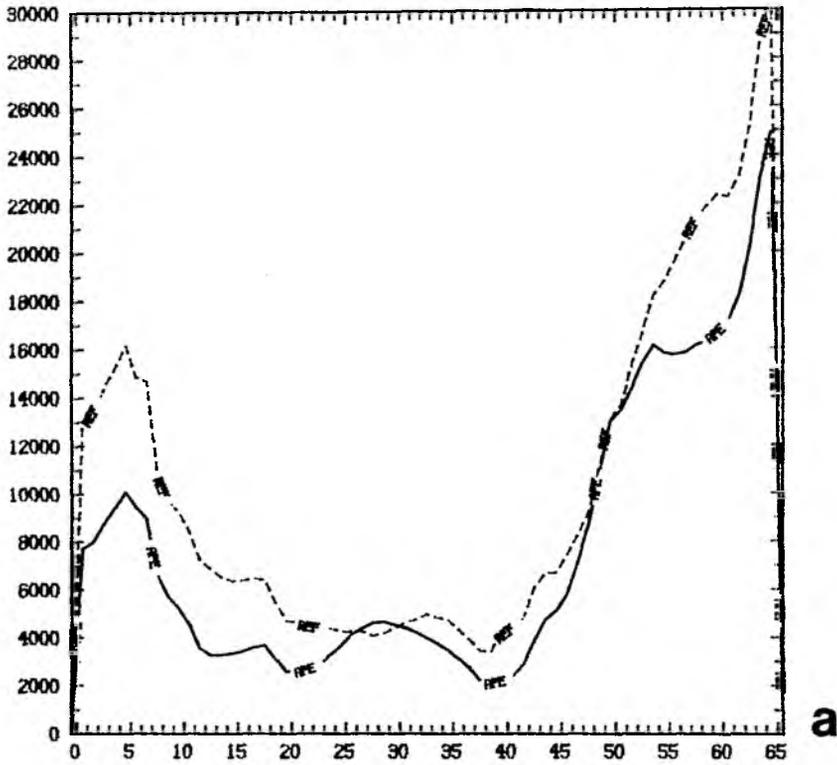


Abb.5.1 Verfügbare potentielle Energie als Funktion der Breite. a) CONST, b) ISO. Zum Vergleich ist die Verteilung von REF gestrichelt eingezeichnet. Zahlenangaben in $(\text{cm}/\text{a})^2$.

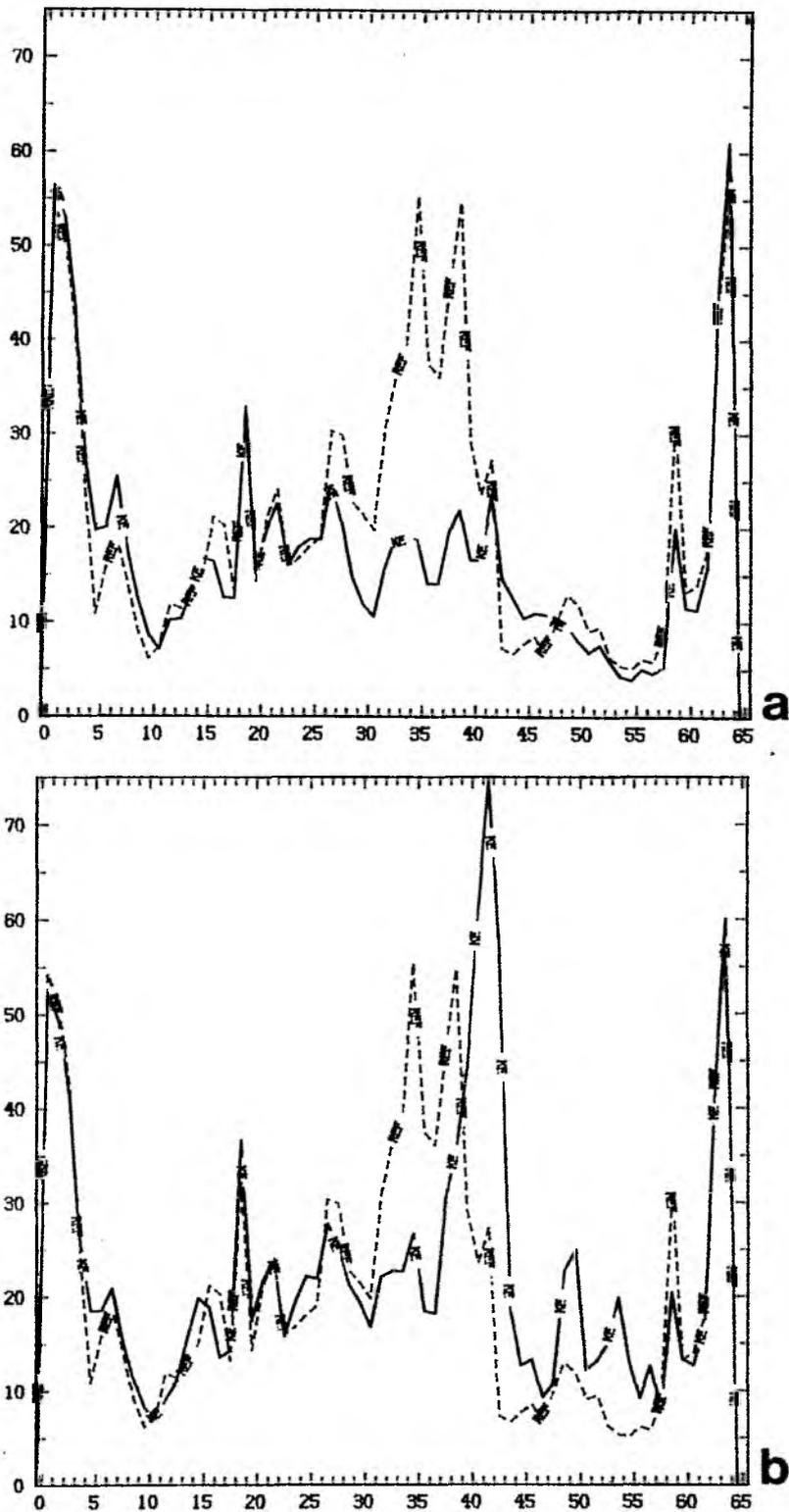


Abb.5.2 Kinetische Energie als Funktion der Breite.
a) CONST, b) ISO. Zum Vergleich ist die Verteilung von REF gestrichelt
eingezeichnet. Zahlenangaben in $(\text{cm/s})^2$.

Gebiet gering sind. Die geringe potentielle Energie in weiten Teilen des subtropischen Wirbels war schon im vorherigen Kapitel beschrieben worden. Das flache Maximum in diesem Bereich ist eine Folge des insgesamt angewachsenen Volumens des 18 Grad Wassers, in Verbindung mit der weiteren Verlagerung der diese Wassermasse teilweise überdeckenden flachen Sprungschicht in Richtung Oberfläche.

Die Unterschiede in der verfügbaren potentiellen Energie sind wegen der geostrophischen Bewegungsgleichungen mit Unterschieden der kinetischen Energie verbunden (BRYAN und LEWIS, 1979). Die zonal und über die oberen 1000 m integrierte kinetische Energie in den beiden Experimenten zeigt Abb.5.2. Wiederum ist die Verteilung des Modells im diagnostischen Modus (REF) mit eingezeichnet. Die Modellergebnisse stimmen südlich von 30° N sehr gut mit der Referenzverteilung überein. Die perfekte Übereinstimmung im äußersten Norden und Süden ergibt sich aus den vorgegebenen Dichte- und Windschubverteilungen. Die Adjustierung des Geschwindigkeitsfeldes an diese Vorgaben ist innerhalb von 2 Monaten, denen der Zustand von REF entspricht, abgeschlossen und unterliegt keinen weiteren Änderungen. Größere Abweichungen finden sich zwischen 30 und 45° N. Das zweigeteilte Maximum des Ausgangszustands, das zur Golfstromfortsetzung und der südlich davon liegenden Rezirkulation gehört, wird in beiden Experimenten durch ein einzelnes, etwas weiter nördlich liegendes Maximum ersetzt. Die kinetische Energie dieses Strombandes ist in ISO mehr als dreimal größer als in CONST.

5.2 Die Golfstromfortsetzung bei 55° W

Die Golfstromfortsetzung und der Nordatlantische Strom erscheinen als das energiereichste Stromsystem im Modell. Ein Schnitt entlang 55° W zeigt die Vertikalstruktur dieses Stroms einige hundert Kilometer stromaufwärts der Neufundlandsschwelle.

In UPS (Abb.5.3b) herrscht nördlich von 25° N ostwärtige Strömung vor. Der Kern des Strombands liegt bei 37°N, in der Tiefe verlagert sich der Kern weiter nach Norden. Die ostwärtige Strömung reicht bis zum Boden, unterhalb 4000 m ist eine schwache Intensivierung zu erkennen. Ein tiefer Gegenstrom findet sich südlich der Golfstromfortsetzung, zwischen 25 und 35° N. Maximale Geschwindigkeiten sind darin im Tiefenbereich zwischen 500 m und 2000 m zu finden. Weitere markante Strömungen sind der Nordäquatorialstrom zwischen 12 und 25N, an den sich vor der Südamerikanischen Küste ein westwärtiger Strom in den oberen 100 m anschließt. Darunter herrschen ostwärtige Strömungen vor, am Kontinentalabhang ist der tiefe westliche Randstrom zu erkennen.

Die übrigen Experimente (Abb.5.3c-f) produzieren das gleiche prinzipielle Strömungsmuster. Große Unterschiede bestehen aber in der Intensität und der genauen Lage einzelner Komponenten dieses Systems. Besonders auffällig sind diese Unterschiede in der Golfstromfortsetzung und den tiefen Strömungen in dieser Region. Von UPS und CONST über EXP bis ISO und FCT ist eine Konzentration sowie eine Zunahme der maximalen Geschwindigkeit in der Golfstromfortsetzung festzustellen. Die maximale Geschwindigkeit wächst in der angegebenen Reihenfolge von 10 auf über 20 cm/sec an. ISO und FCT übertreffen damit die Stromgeschwindigkeit im diagnostischen Modell (REF, Abb.5.3a). Auch ist der Kern des Stroms in diesen beiden Experimenten deutlicher definiert als in REF, während der meridionale Bereich, der von der ostwärtigen Strömung erfaßt wird, größer als im Referenzfall ist. ISO und FCT sind die einzigen Experimente, in denen es in Übereinstimmung mit dem diagnostischen Modell an der Oberfläche eine westwärtige Strömung direkt südlich der Golfstromfortsetzung gibt. In allen Experimenten außer UPS erfaßt der ostwärtige Strom nur den Tiefenbereich bis etwa 1500 m. Darunter findet man einen Gegenstrom, den tiefen westlichen Randstrom. In unterschiedlichem Maß ist der Schwerpunkt des westwärtigen Transports wie in UPS nach Süden verlagert. Bemerkenswerterweise zeigen ISO und FCT neben UPS die größten westwärtigen Geschwindigkeiten des tiefen Stroms in der Mitte des Beckens.

Die Stromgeschwindigkeiten entlang 55°W wurden ausgewählt, weil hier ein Schnitt der mittleren Geschwindigkeit vorliegt, den RICHARDSON (1985) aus Daten von Oberflächendriftern, Floats und tiefen verankerten Strömungsmessern gewonnen hat. Der ostwärtige Strom weist größte Geschwindigkeiten um 39°N auf. Maximale Geschwindigkeiten sind typischerweise um einen Faktor 2 größer als im Modell. Die Halbwertsbreite beträgt etwa 400 km, was mit den Abmessungen der Modellströmung in ISO und auch EXP vergleichbar ist. Der ostwärtige Strom reicht bis in große Tiefen herab, es ist sogar eine Intensivierung in 4000m festzustellen. Beiderseits der Hauptströmung gibt es nach Westen gerichtete Gegenströme, die ebenfalls bis zum Boden reichen und eine Intensivierung mit der Tiefe zeigen. Zu beiden Gegenströmungen gibt es im Modell kein Äquivalent, sie tauchen aber in REF auf, wobei der nördliche Gegenstrom allerdings nur sehr schwach ausgeprägt ist. Auch im diagnostischen Modus ist der Charakter der Strömungen baroklin. Sowohl der Nordatlantische Strom als auch die südliche Rezirkulation zeigen in etwa 2000 m eine Richtungsumkehr. Der tiefe westliche Randstrom liegt direkt unterhalb der ostwärtigen Strömungen der oberen Schichten. Die Geschwindigkeitsverteilung in REF stimmt sehr gut mit der von WENZEL (1986) mit einer modifizierten β -Spiral-Methode aus den gleichen Daten gewonnenen Verteilung überein. Die übereinstimmenden Ergebnisse der diagnostischen Modelle bedeutet nicht eine Verneinung der direkten Beobachtungen. Die Unterschiede zu den Beobachtungen deuten aber möglicherweise darauf hin, daß die Dynamik dieses Stromsystems von den Gleichungssystemen, z.B. (2.7), der Modelle nicht erfaßt wird.

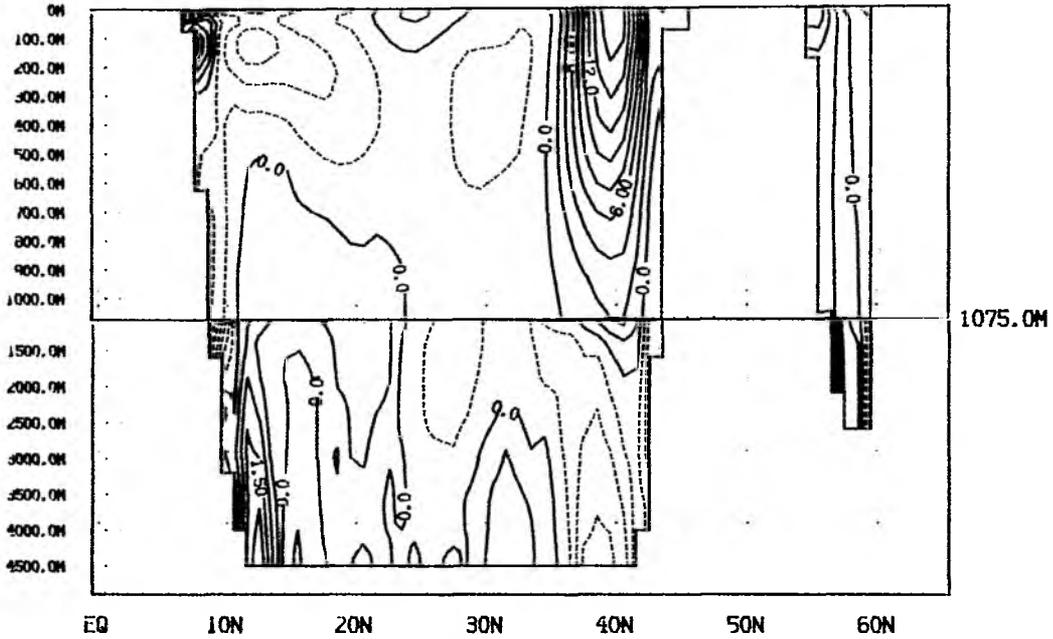


Abb. 5.3 a. Zonale Geschwindigkeitskomponente entlang $55^{\circ}W$ für den Anfangszustand (REF).
Linienabstand oberhalb 1075m 2cm/s, unterhalb 1075m 0.5cm/s.

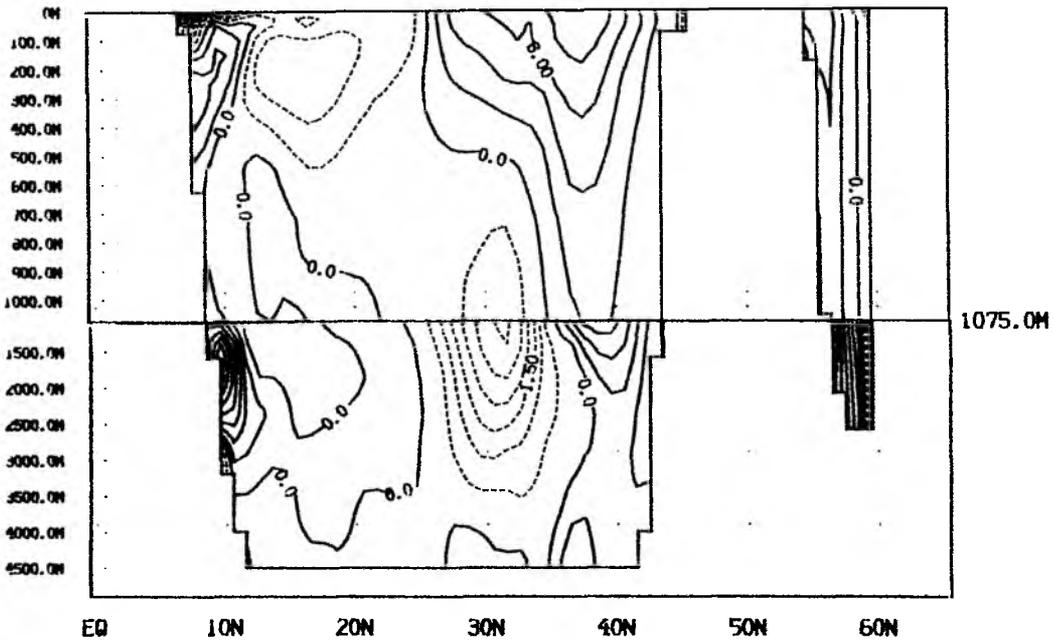


Abb.5.3b. Zonale Geschwindigkeitskomponente entlang $55^{\circ}W$ für UPS. (Vergl. 5.3a)

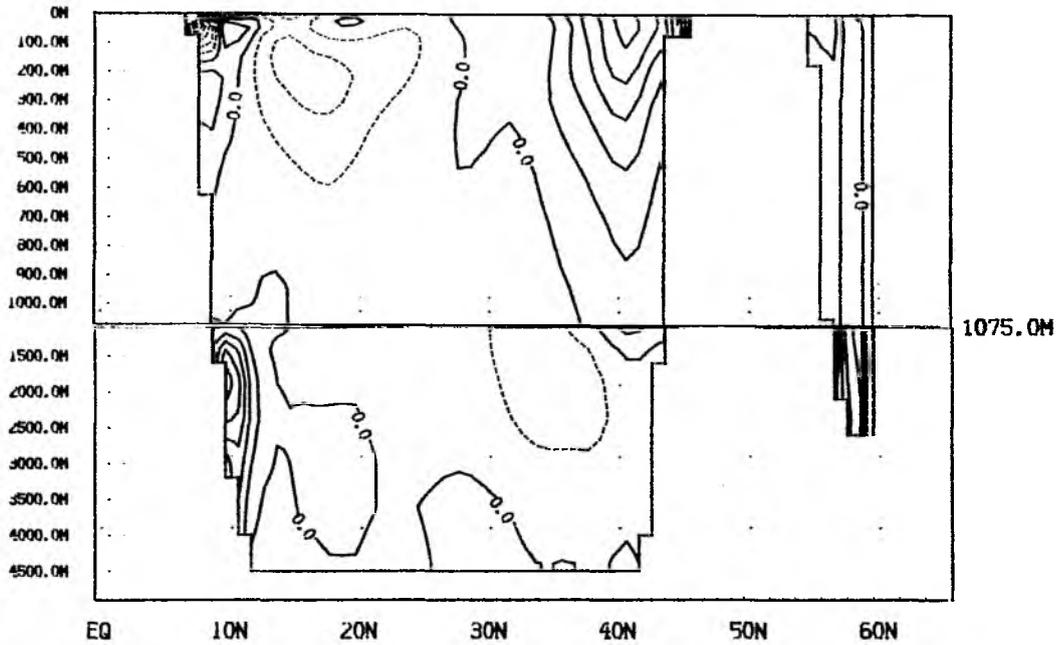


Abb.5.3c. Zonale Geschwindigkeitskomponente entlang 55° W für CONST. (Vergl. 5.3a)

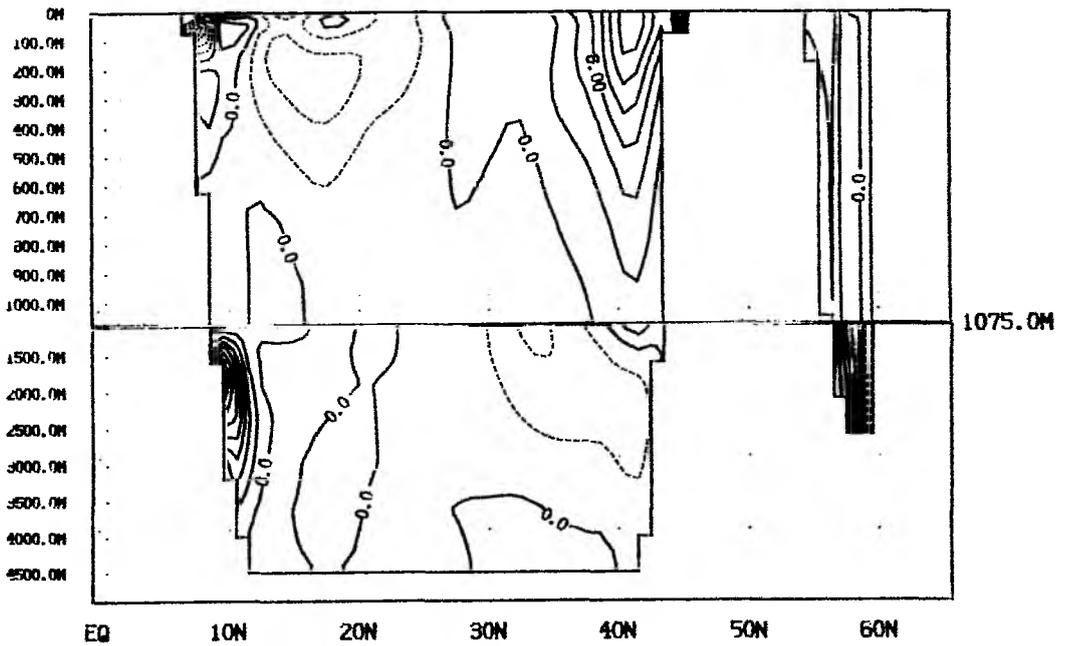


Abb.5.3d. Zonale Geschwindigkeitskomponente entlang 55° W für EXP. (Vergl. 5.3a)

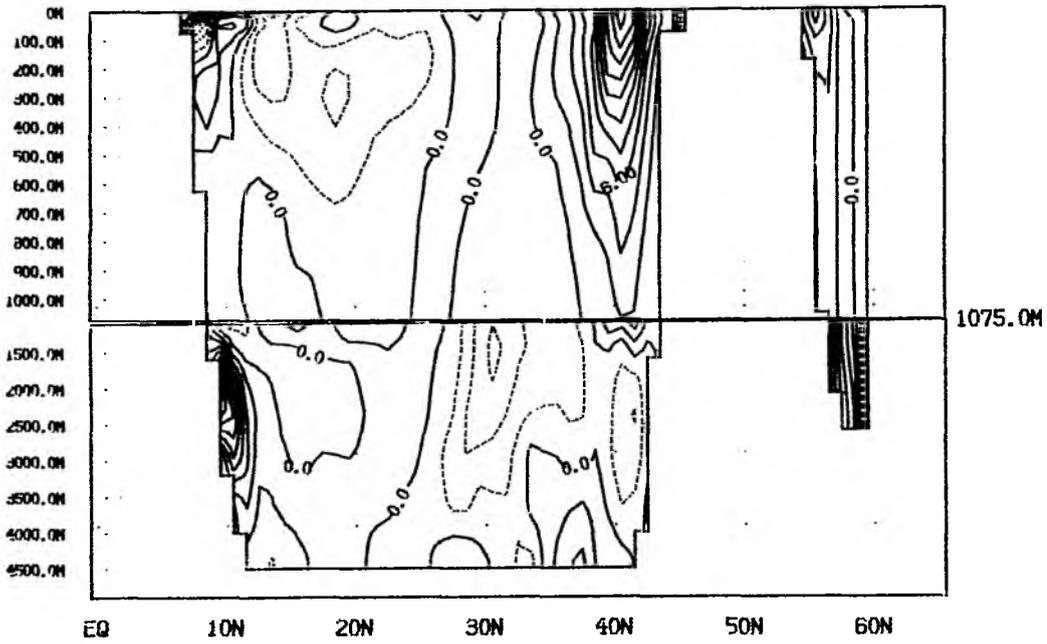


Abb.5.3e. Zonale Geschwindigkeitskomponente entlang 55° W für ISO. (Vergl. 5.3a)

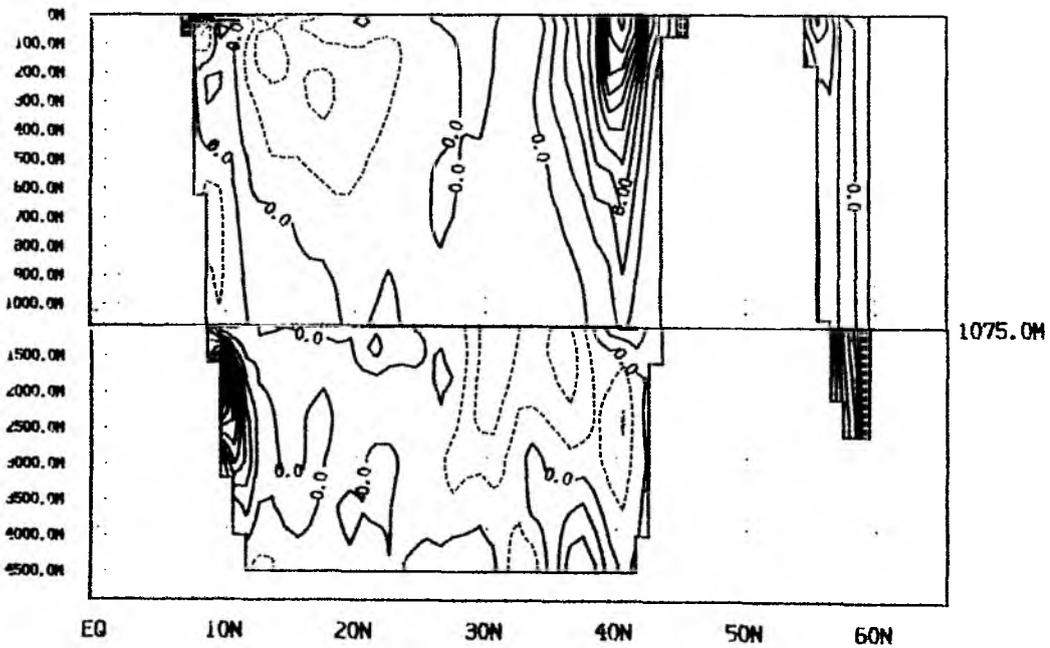


Abb.5.3f. Zonale Geschwindigkeitskomponente entlang 55° W für FCT. (Vergl. 5.3a)

Richardson interpretiert die Geschwindigkeitsverteilung in Analogie zu quasi-geostrophischen wirbelaflösenden Modellen (siehe HOLLAND et al., 1983) als durch mit dem Wirbelfeld verbundene Reynoldsstresse getriebene Rezirkulationen die von einem tiefen westlichen Randstrom nördlich der Achse der Golfstromfortsetzung überlagert sind. Sie könnten von einem nicht-wirbelaflösenden Modell nicht reproduziert werden. Allerdings deuten andere Beobachtungen darauf hin, daß die ostwärtige Strömung nur bis etwa 2000 m Tiefe reicht (CLARKE et al., 1980; SCHMITZ, 1985). Angesichts der starken Variabilität der Strömung dieser Region (FOFONOFF und HENDRY, 1985; KRAUSS et al. 1987), die auch länger andauernde, quasistationäre Grundmuster beinhaltet, sind die Beobachtungen der mittleren Zirkulation mit Vorbehalten zu sehen.

Wenn aber tatsächlich derart starke barotrope Anteile enthalten sein sollten, dann wäre eine stärkere Kopplung des Stromsystems an die Topographie wahrscheinlich, als es in den Modellergebnissen zum Ausdruck kommt. Dies kann für den weiteren Verlauf des Nordatlantischen Stroms von großer Bedeutung sein, der den Beobachtungen nach im Bereich des Neufundlandschelfs weitgehend den Strukturen der Bodentopographie folgt.

5.3 Externer Mode

Die Stromfunktion ψ des vertikal integrierten Transport ist in Abb.5.4 für UPS, EXP und ISO gezeigt. Der Golfstromtransport beträgt in UPS und ISO maximal 50 Sv, in EXP ist er mit knapp über 40 Sv etwas geringer. Die Golfstromfortsetzung transportiert zwischen 25 (EXP) und 40 Sv (ISO) bis zur Neufundlandschwelle nach Osten. Im Gegensatz zu den beiden anderen Experimenten verfügt EXP über eine enge Rezirkulation entlang des Westrandes. In UPS und ISO setzt die südwärtige Rezirkulation erst weit im Osten ein. Ein Teil kehrt dabei westlich des Mittelatlantischen Rückens (MAR) zurück, ein anderer Teil bildet einen östlich der Azoren stark konzentrierten südwärtigen Transport. Östlich von 25°W sagen alle Modelle einen Transport von weniger als 5 Sv nach Süden voraus. Diese Zahl ist mit Abschätzungen von SAUNDERS (1982) und KRAUSS (1986) konsistent.

Der gesamte ostwärtige Transport beträgt bei 40°W 50 (UPS), 55 (EXP) bzw. 65 Sv (ISO), er gehört zu etwa gleichen Teilen zum subtropischen und subarktischen Wirbel, wenn die Linie $\psi = 0$ als Trennungslinie gewertet wird. Die Abschätzungen aus hydrographischen Daten von MAILLARD (1984) liefern 46.5 Sv in den oberen 2500 m, wobei eine Hälfte zum Nordatlantischen Strom gezählt wird und die andere Hälfte in die subtropische Rezirkulation, vornehmlich südlich der Azoren eingeht (vergl. KRAUSS, 1986).

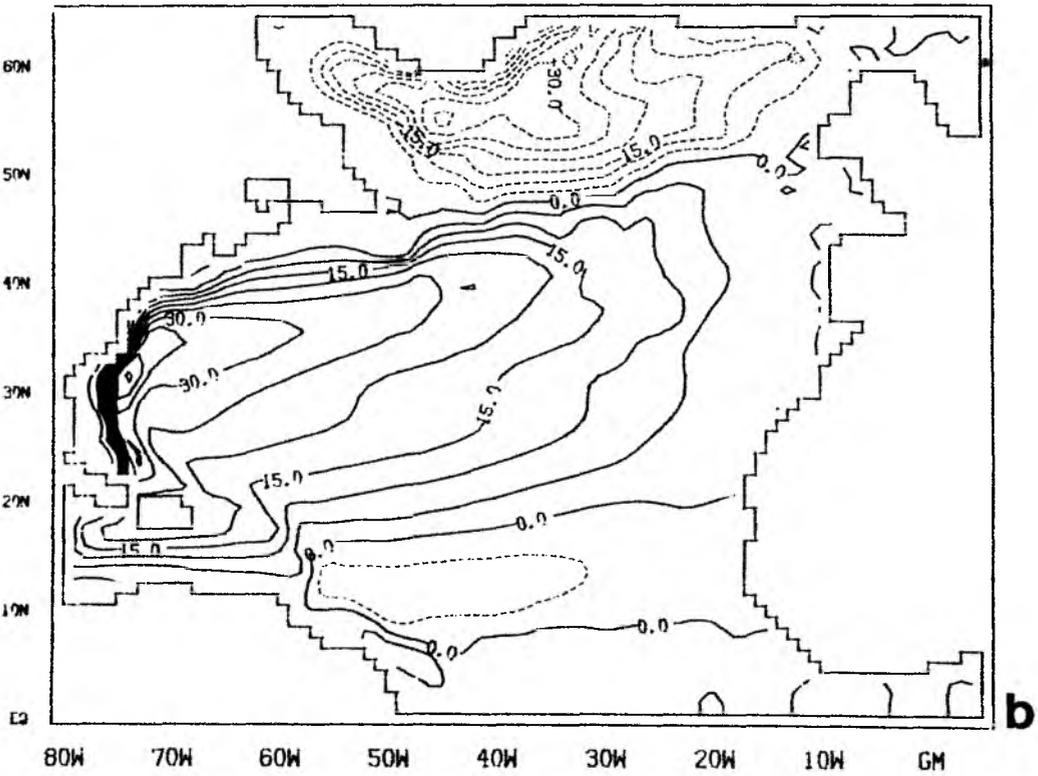
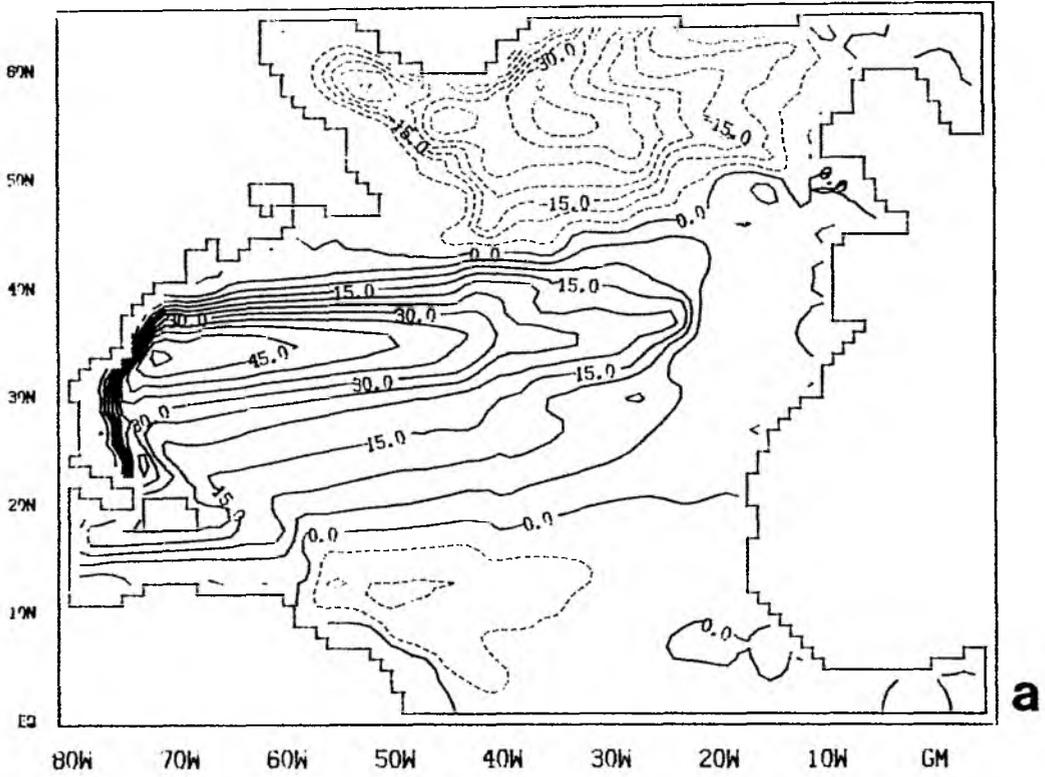


Abb.5.4 a-b. Stromfunktion des externen Modes für UPS und CONST. Zahlenangaben in Sv, Linienabstand 5 Sv.

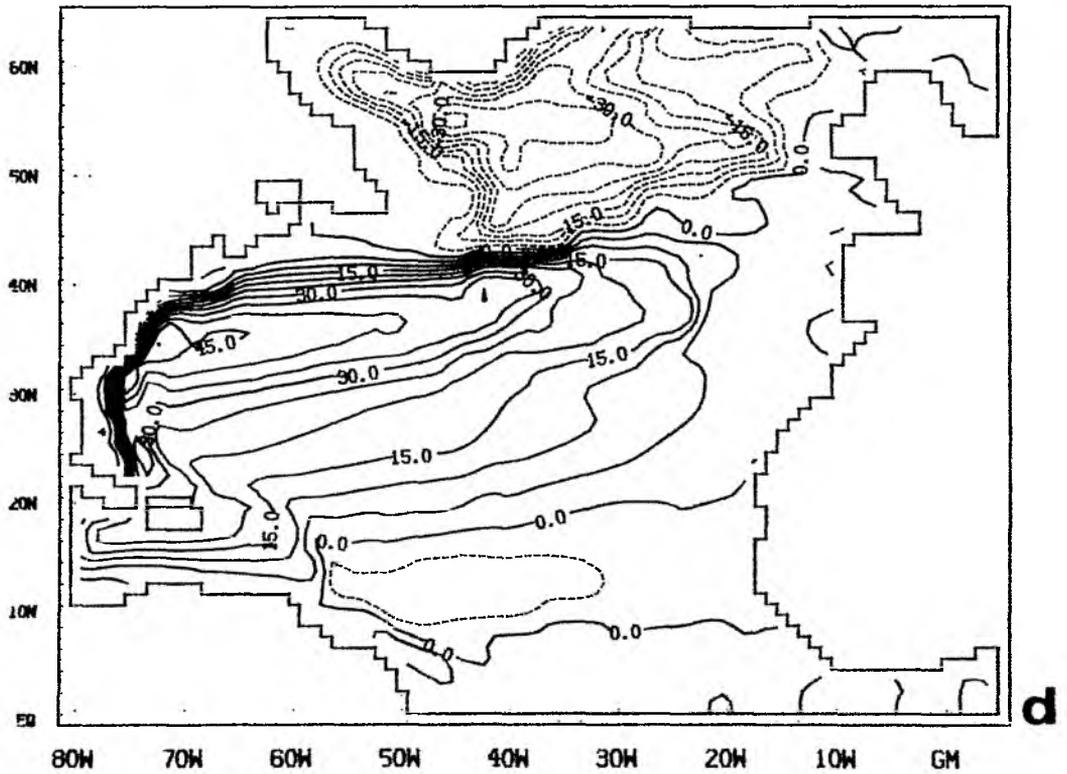
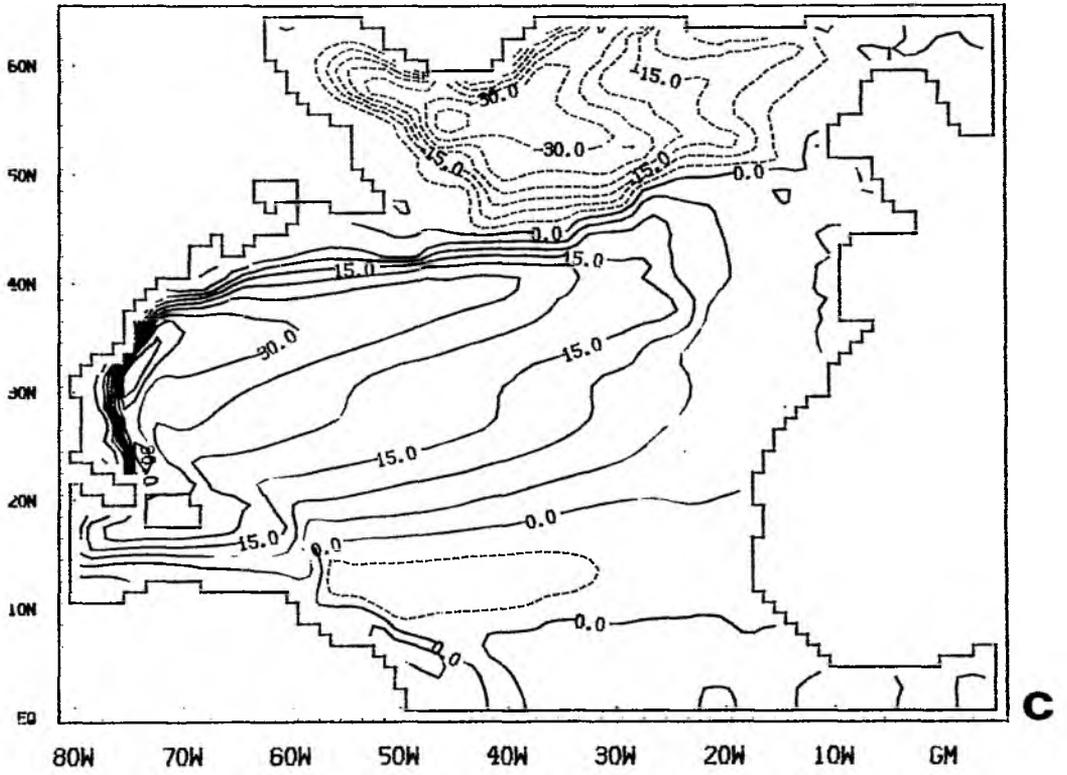


Abb.5.4 c-d. Stromfunktion des externen Modes für EXP und ISO (vergl. 5.4a).

Der ostwärtige Transport in den Modellen überschreitet diese Abschätzungen durchweg. Ein Beitrag zum ostwärtigen Transport unterhalb 2500 m ist aber nicht auszuschließen und findet in den Modellen auch tatsächlich statt. Die subtropische Rezirkulation erfolgt im Modell nicht südlich der Azoren, sondern nimmt einen Weg nördlich und östlich der Azoren. Der Großteil des von ISO und UPS gegenüber EXP zusätzlich nach Osten gebrachten Transports kehrt um 30°N nach Westen zurück. Am Westrand teilt sich dieser Rückstrom weiter auf, in einen Teil, der zunächst nach Süden schwenkt, teilweise Haiti umrundet und erst dann in den nordwärtigen westlichen Randstrom einmündet. Der andere Teil geht bei 30°N sofort in den Randstrom über.

Der Transport des subarktischen Wirbels beträgt in den betrachteten Modellen etwa 35 Sv. Er erfolgt in einer Reihe von intensiven Randströmen, dem Ostgrönlandstrom, Westgrönlandstrom, Labradorstrom und Nordatlantischem Strom als "internem" Randstrom (HUANG und FLIERL, 1987). Lediglich im Osten ist der Transport etwas diffuser verteilt. Zyklonale Zirkulationsschleifen sind im Westeuropäischen Becken, Islandbecken, Irmingersee und Labradorsee vorhanden. ISO und UPS lassen darüber hinaus eine Schleife östlich Neufundlands erkennen, die auf eine realistische Darstellung von Labradorstrom und Nordatlantischem Strom hinzudeuten scheinen. ISO und EXP weisen eine stärkere Konzentration des Transports in Bändern im Süden und Osten des Wirbels auf.

Es gibt nur wenige Aussagen zur vertikal integrierten Zirkulation im subarktischen Wirbel, die sich auf Beobachtungen stützen, z.T. widersprechen sich die vorhandenen. Den rein windbedingten Transport schätzen HELLERMAN und ROSENSTEIN (1983) auf 20 (Juli) bis 50 Sv (Januar), wobei eine Unsicherheit von 40 Sv angegeben wird. Auf Werte zwischen 10 und 20 Sv kommen LEETMAA und BUNKER (1978) für das Jahresmittel. Dagegen erhält KRAUSS (1986) aus dem Erika Dan Schnitt entlang 53.5°N einen Nettotransport von etwa 7 Sv für die zyklonale Zirkulation im subarktischen Wirbel. Dieser Zirkulation sind nach Krauß allein im östlichen Becken über 14 Sv eines quasi-baroklinen Modes überlagert, der sich aus einem Einstrom vornehmlich auf der Ostseite des Beckens und einem tiefen Rückstrom entlang der Ostflanke des Mittelatlantischen Rückens zusammensetzt. McCARTNEY und TALLEY (1984) schreiben in einem Box-Modell des nördlichen Nordatlantik 4 Sv Transport des Labradorstroms vor und erhalten einen zusätzlichen Transport von 11 Sv im tiefen westlichen Randstrom, insgesamt also einen Transport von 15 Sv auf der Westseite des subarktischen Wirbels. Insgesamt scheinen die Modelltransporte eher mit den rein windbedingten Transporten als mit den Abschätzungen übereinzustimmen, in denen Hydrographie und Wärme- sowie Salzbilanzen eingehen. Für weitere Analysen des vertikal integrierten Transports sei auf den Abschnitt 5.6 verwiesen, wo der Windantrieb mit dem Antrieb durch den Bodendruckterm der integrierten Vorticitybalance verglichen wird.

5.4 Zirkulation in mittleren Tiefen

Die Strömungen der mittleren Tiefen zeigen über große vertikale Distanzen einheitliche Richtung und geringe Scherung (vergl. Abb.5.3). Sie leisten damit einen wesentlichen Beitrag zum vertikal integrierten Transport. Als repräsentativ für die Zirkulation in mittleren Tiefen kann die Geschwindigkeitsverteilung auf der Fläche $\sigma_{\rho} = 27.75$ angesehen werden (Abb.5.5). Die Dichtefläche liegt zwischen 800 m Tiefe im Labradorbecken und typischerweise 1600 bis 1700 m südlich von 40°N.

Alle Modelle zeigen eine intensive zyklonale Zirkulation in Labrador- und Irmingersee, die nach Süden ins Neufundlandbecken ausläuft. Diese Strömung setzt sich nicht direkt in den tiefen westlichen Randstrom fort, sondern verläuft zunächst nach Osten. In ISO und UPS erfolgt der ostwärtige Transport weiter im Süden als in EXP. Die zonale Strömung trifft auf den Mittelatlantischen Rücken (MAR) und spaltet sich im Bereich der Atair-Kuppe in einen südwestwärtigen und einen nordwestwärtigen Ast auf. Der südwestwärtige Ast folgt dem MAR bis etwa 30°N, wo der MAR von einer von Nordosten nach Südwesten verlaufenden Linie in eine meridionale Orientierung übergeht. Der nordostwärtige Stromast folgt dem MAR bis zur Gibbschen Bruchzone, wo ein Teil ins östliche Becken übertritt und sich auf der Ostseite des MAR nach Süden ausbreitet. Südlich des Azorenplateaus schwenkt dieser Strom nach Westen und vereinigt sich schließlich mit dem Strom entlang der Westseite des MAR zu einem zonalen westwärtigen Strom entlang etwa 30°N. Der restliche Teil des nordostwärtigen Astes folgt dem MAR und dem Reykjanes-Rücken in die Irmingersee. Die nördliche Randzone in der Irmingersee ist in den Modellen der Produktionsort des Wassers in diesem Dichtebereich. Ins Labradorbecken tritt ein um diese Produktion verstärkter Transport in die zyklonale Zirkulation des subarktischen Wirbels ein. Dieser zusätzliche Transport gleicht die Verluste durch den Ausstrom in den subtropischen Bereich und den tiefen westlichen Randstrom aus.

Für eine Ausbreitung von Wassermassen subarktischen Ursprungs entlang der Ostseite des MAR und südlich der Azoren nach Westen gibt es Hinweise sowohl aus neueren hydrographischen als auch Driftbeobachtungen (KRAUSS, 1986; ARHAN, 1986, pers. Mitteilung; KÄSE, 1987, pers. Mitteilung). Neben einem südwärtigen Strom entlang der westlichen Berandung mit wenig modifiziertem Labradorsee- Wasser gibt es nach WÜST (1935) eine "Abzweigung" des mittleren Nordatlantischen Tiefenwassers entlang der Ostseite des MAR

bis zu den Azoren. Auf diesem Weg vermischt sich Labradorsee-Wasser mit dem seitlich und vertikal benachbarten Mittelmeerwasser. Wüsts Verteilung des Sauerstoffgehalts in der Kernschicht dieser Wassermasse (siehe REID, 1981) weist große Ähnlichkeit mit den unten zu zeigenden Salzgehaltsverteilungen auf der Fläche $\sigma_{\theta} = 27.75$ auf. TALLEY und McCARTNEY (1982) beschreiben die Ausbreitung von Labradorsee-Wasser anhand der Verteilungen von potentieller Vorticity und des Salzgehalts in der Tiefe des lokalen (vertikalen) Minimums der potentiellen Vorticity bzw. auf der Fläche $\sigma_{1500} = 34.72$. Als Hauptausbreitungsrichtungen aus der zyklonalen Zirkulation in der Labradorsee identifizieren sie den südwärtigen Labradorstrom und den ostwärtigen Nordatlantischen Strom. Der Nordatlantische Strom spaltet sich auf dieser Fläche weiter auf, der Transport von Labradorsee-Wasser erfolgt zum Teil nach Norden in die Irmingersee, zu einem anderen Teil weiter nach Osten über den Mittelatlantischen Rücken hinweg. Eine Ausbreitung südlich der Azoren nach Westen wird ebenfalls in dieser Studie gefunden.

Die wesentlichen Merkmale der Modellzirkulation in mittleren Tiefen befinden sich in guter Übereinstimmung mit dem Beobachtungsmaterial. Es fehlt allerdings ein direkter Transport aus der Labradorsee entlang der westlichen Berandung nach Süden, wie er in den großskaligen Verteilungen verschiedener Tracer (TALLEY und McCARTNEY, 1982) sowie aus detaillierten dynamischen Topographien der Region (CLARKE et al., 1980) zum Ausdruck kommt. Er wird in den Modellen durch eine westwärtige Strömung ersetzt, die sich am Mittelatlantischen Rücken vom Nordatlantischen Strom abgespalten hat. Auch diese Modellströmung transportiert relativ wenig modifiziertes Labradorsee-Wasser, wie weiter unten gezeigt wird.

Eine quantitative Abschätzung der Intensität der einzelnen Transportwege lassen die Beobachtungen beim derzeitigen Stand nicht zu, so daß z.B. eine Entscheidung über die Relevanz der intensiven zonalen Strömung bei 30°N anhand von Beobachtungen nicht möglich ist. Der Vergleich der Modelle untereinander ermöglicht es nun festzustellen, welchen Einfluß unterschiedliche Vermischungsansätze auf die Dynamik der Zirkulation und auf die Verteilung von Tracern haben.

Ein wesentlicher Modellunterschied ist die antizyklonale Zirkulationszelle im westlichen Becken nördlich von 30°N , die nur in UPS auftritt. Der intensive zonale Strom, der die südliche Grenze dieser Zirkulationszelle bildet, tritt auch in ISO auf, während in EXP der gesamte Bereich nördlich von 30°N durch eine gleichmäßig verteilte westwärtige Strömung erfaßt wird. Auf die unterschiedliche Position des ostwärtigen Ausstroms aus der Labradorsee ist schon oben hingewiesen worden.

Stromlinien und Linien gleicher potentieller Vorticity (Abb.5.6) stimmen in den meisten Gebieten sehr gut überein. Eine Kommunikation der einzelnen Stromäste mit ihrer Umgebung findet verglichen mit den Gesamttransporten in keinem nennenswerten Umfang statt. Die Strömungen haben den Charakter einer Verbindung der Quellen und Senken einer Wassermasse. Rezirkulationen und diapykner Austausch sind in der Regel von untergeordneter Bedeutung. Eine Ausnahme davon stellt die oben erwähnte Rezirkulationszelle in UPS dar. Es gibt Hinweise darauf, daß diese Rezirkulation, die die Golfstromfortsetzung bis über 2000 m vertieft und den zonalen Strom entlang 30N verstärkt, thermohalin getrieben ist. Die diapykne Geschwindigkeitsdifferenz (vergl. Kapitel 6) in den entsprechenden Tiefen impliziert für ISO und UPS nördlich von 30°N nordwärtigen thermohalin getriebenen Transport. In EXP hat diese Differenz umgekehrtes Vorzeichen, die Beträge sind deutlich kleiner. Der nordwärtige Sverdruptransport schließt sich in einem ostwärtigen Transport im Norden und einem südwärtigen Transport längs der Westflanke des MAR.

In größeren Tiefen gibt es ähnliche Rezirkulationen auch in ISO und FCT, so daß die Vermutung nahe liegt, daß hierfür die große implizite Diffusion in größeren Tiefen eine Rolle spielt. Abschließendes kann hierzu allerdings nicht gesagt werden, da die langsame zeitliche Änderung des Dichtefeldes hierfür nicht vernachlässigbar ist.

Überwiegend ist es aber so, daß für die tiefe Zirkulation die Verteilung der Quellen und Senken und die Topographie von Boden und Dichteflächen, d.h. die Verteilung der potentiellen Vorticity, von entscheidender Bedeutung sind. Die Topographie der Dichteflächen ist dabei von der Zirkulation in der Hauptsprungschicht bzw. in der Deckschicht mitbestimmt.

Letzteres wird besonders am unterschiedlichen Ausstromverhalten aus der Labradorsee deutlich. Während der Ausstrom in EXP zwischen 45 und 50N stattfindet, erfolgt er in UPS und ISO zu einem großen Teil zwischen 40 und 45N, nachdem der Strom dem Neufundlandschelf und der Neufundlandschwelle so weit gefolgt ist. Hier besteht offenbar eine Kopplung der tiefen Zirkulation an die der oberen Schichten, die in ISO und UPS ebenfalls südlicher verläuft als in EXP. Die Kopplung erfolgt nicht über den vernachlässigbaren vertikalen Impulsfluß, sondern über die Topographie der Grenzfläche zwischen Nordatlantischen Strom und tiefem ostwärtigen Strom. Der Ausstrom erfolgt in allen Experimenten soweit nach Süden, bis er in den Bereich der stark ansteigenden Grenzfläche in der mit dem Nordatlantischen Strom der höheren Schichten assoziierten Dichtefront gerät. Nebenbei sei bemerkt, daß tiefere Schichten diese Grenzfläche nicht mehr spüren und es somit in ISO und EXP neben dem zonalen westwärtigen Strom bei 30°N auch einen tiefen westlichen Randstrom direkt am Kontinentalabhang gibt.

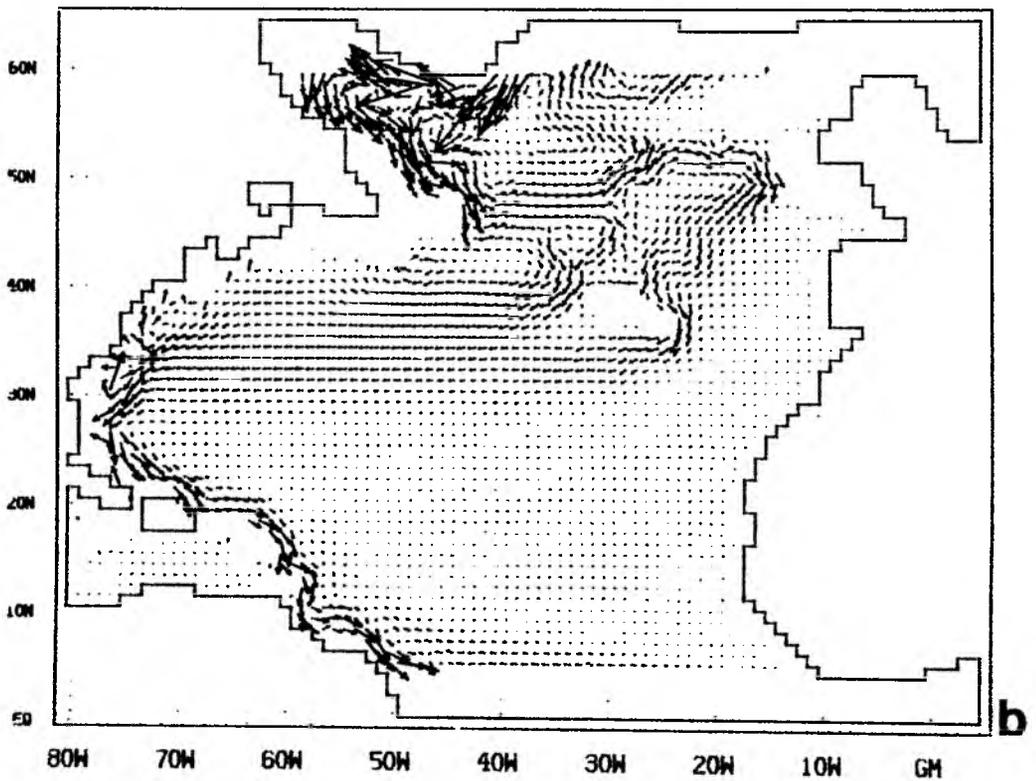
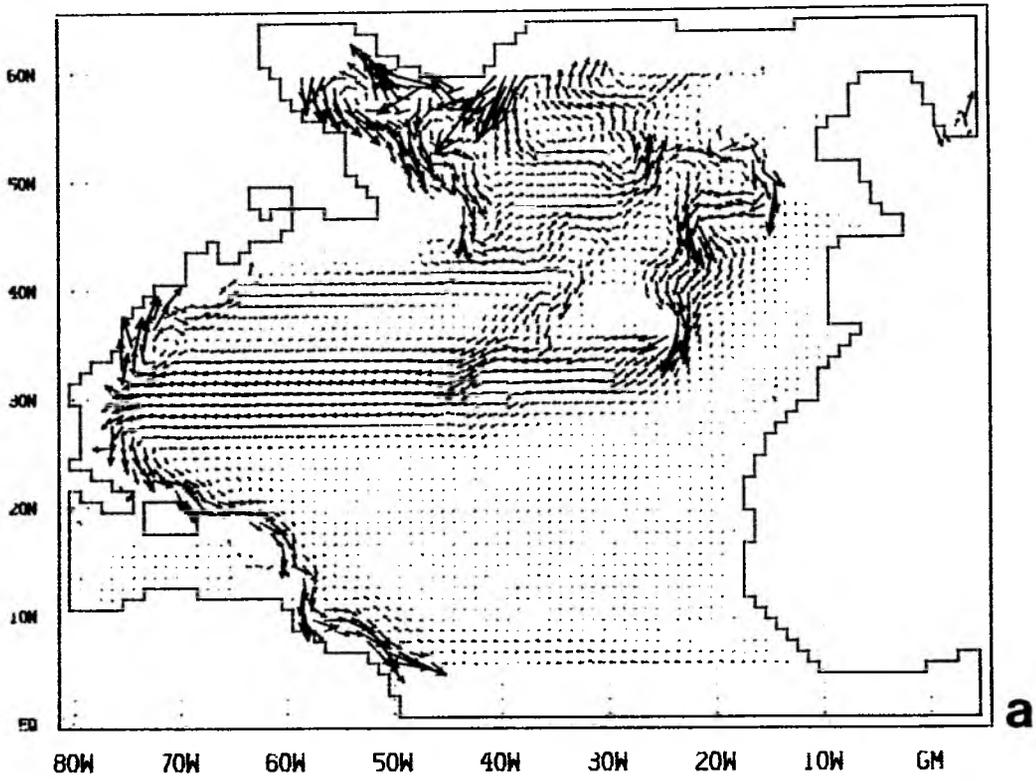


Abb. 5.5. Horizontale Stromgeschwindigkeit auf $\sigma_{\tau} = 27.75$ für a) UPS, b) EXP, c) ISO. Eine Pfeillänge von 1cm entspricht 10cm/s.

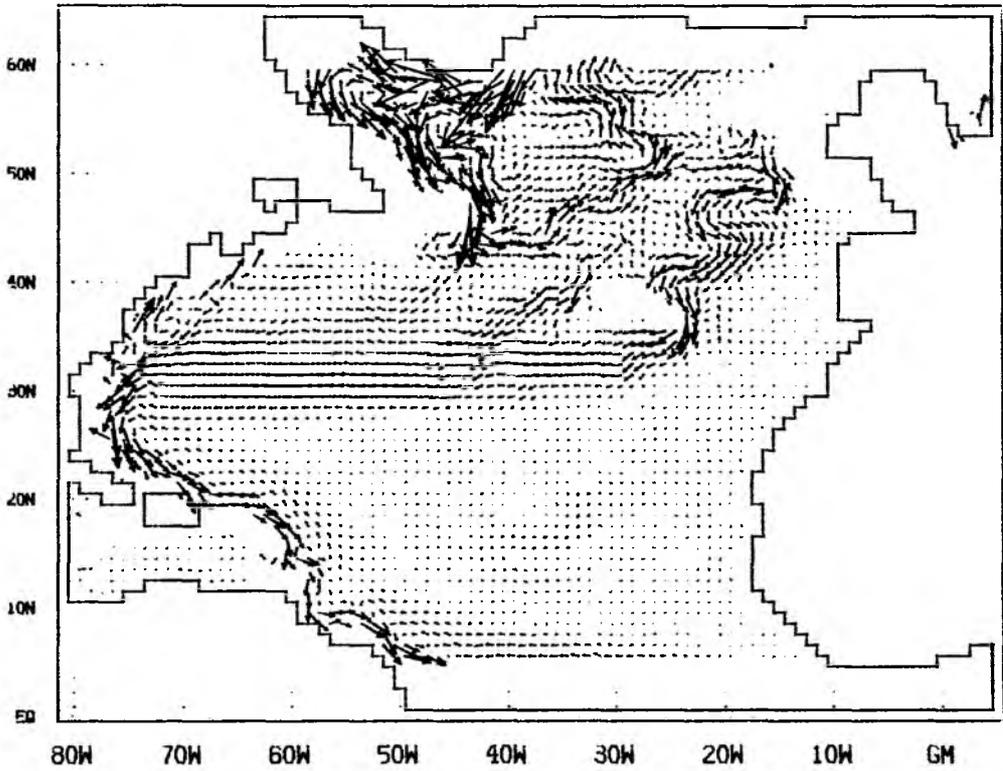


Abb. 5.5c. Vergl. Seite 88.

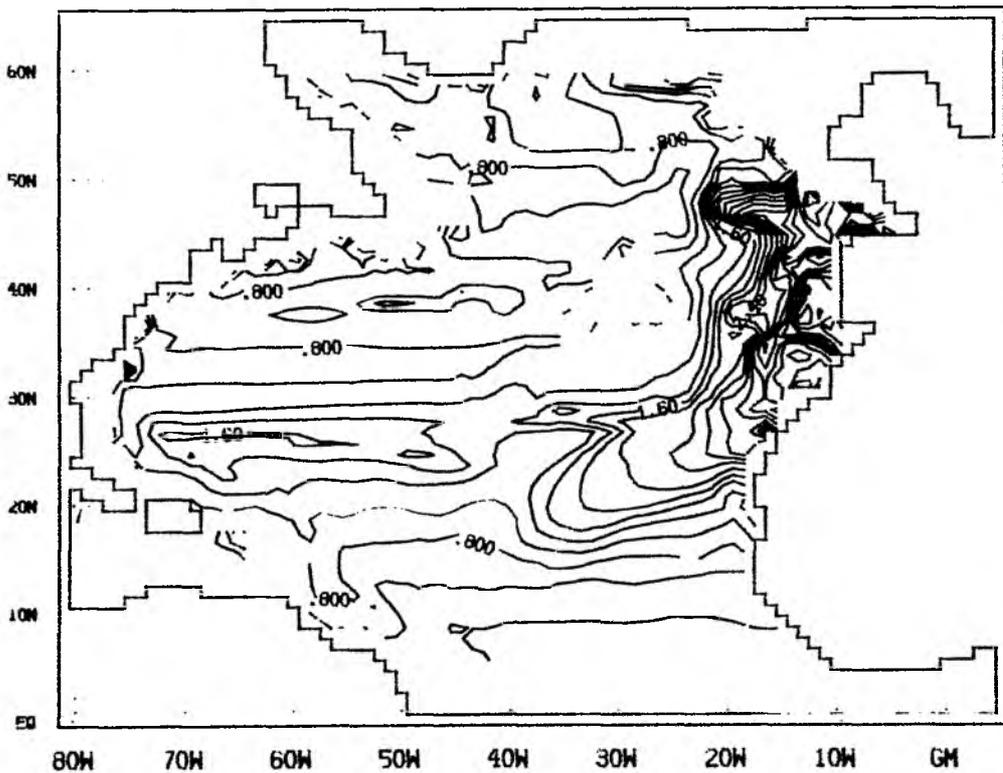


Abb.5.6. Potentielle Vorticity auf $\sigma_\sigma = 27.75$ für a) UPS, b) EXP, c) ISO. Linienabstand $0.2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

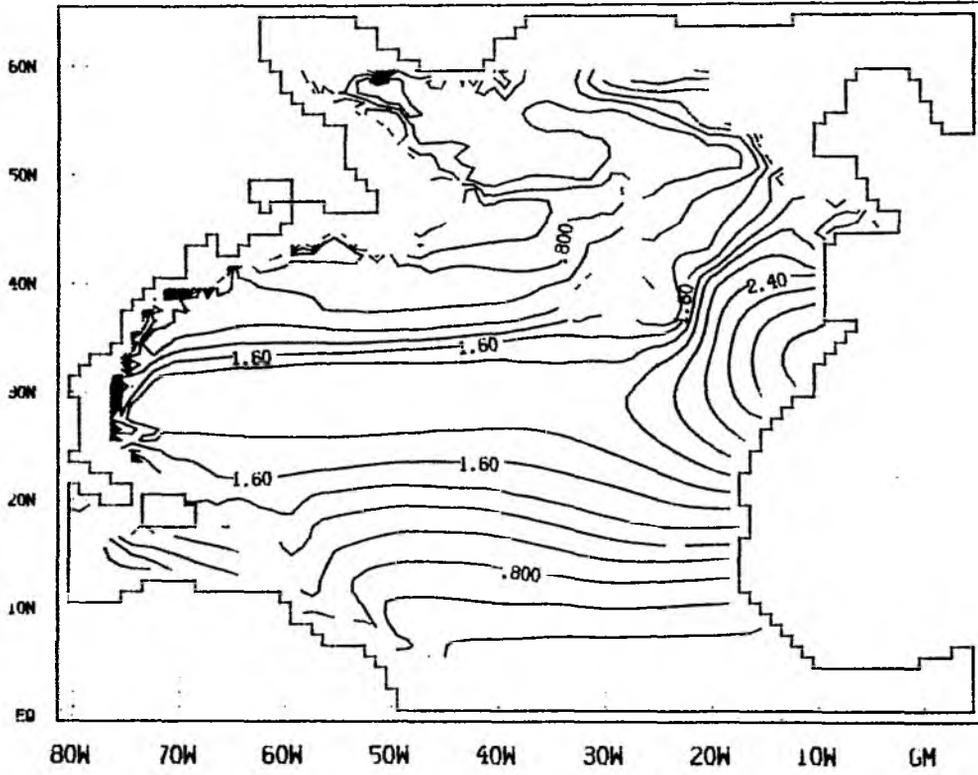


Abb. 5.6b. Vergl. Seite 89.

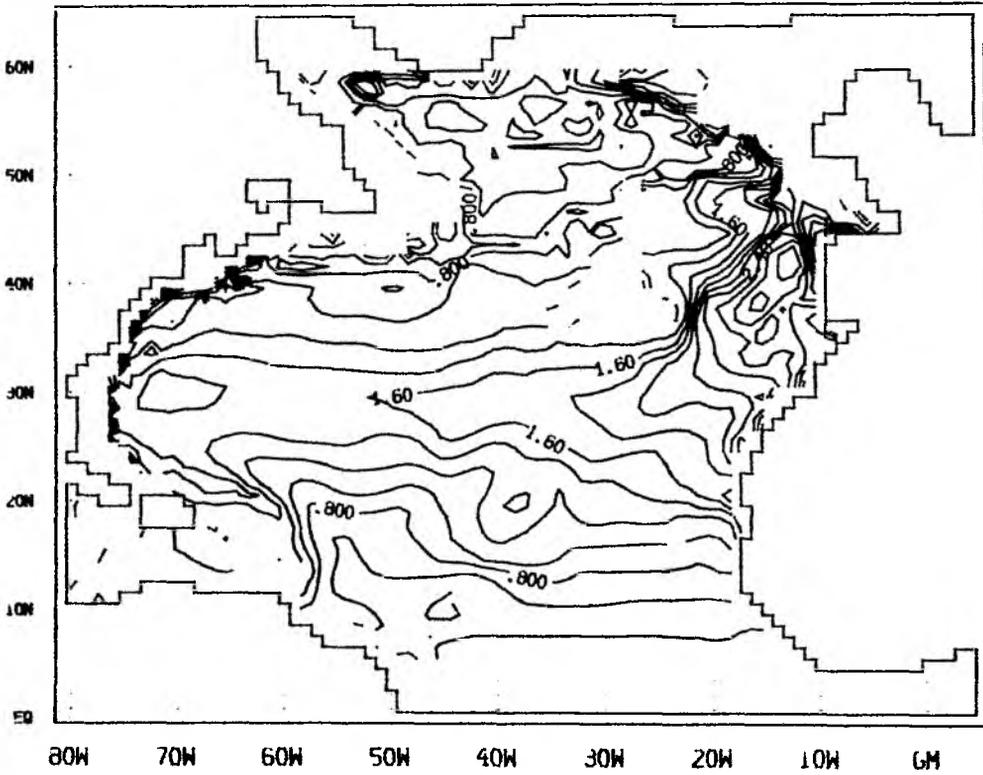


Abb. 5.6c. Vergl. Seite 89.

Das Labradorsee-Wasser, das im westlichen Becken verbleibt und dort nach Westen und Süden verfrachtet wird, zeichnet sich durch geringe potentielle Vorticity aus, die in ISO und UPS nördlich von 30°N und in EXP nördlich von 35°N zu finden ist. Die geringe potentielle Vorticity ist nicht nur im westlichen Becken zu finden, sondern läßt sich auf der Ostseite des MAR nach Norden zurückverfolgen. In ISO und UPS besteht eine scharfe Front zum Mittelmeerwasser, das nach Osten und Süden verdrängt worden ist. Diese Front ist in EXP sehr viel diffuser. Ein Vergleich mit FCT (hier nicht gezeigt) macht klar, daß die implizite Diffusion des 'upstream'-Schemas in dieser Tiefe, bei absolut gesehen geringen horizontalen Geschwindigkeitskomponenten, so gering ist, daß eine weitere Reduktion durch das FCT-Schema nur noch einen geringfügigen Einfluß hat. Die Dichtevermischung in UPS, ISO und FCT ist in diesem Bereich geringer als die explizite Vermischung von Dichte in EXP, die bei einer Neigung der Dichtefläche gegen die Horizontale wirksam wird.

Ähnliche Verhältnisse wie bei der potentiellen Vorticity sind im Salzgehalt (Abb.5.7) zu beobachten. Es bestehen aber offensichtliche Unterschiede zwischen den Modellresultaten. Während in UPS der gesamte Bereich östlich des MAR und nördlich von 30°N von Wasser mit einem einheitlichen, niedrigen Salzgehalt aufgefüllt ist, zeigen EXP und in abgeschwächter Form auch ISO einen deutlichen meridionalen Salzgehaltsgradienten. Der geringe Salzgehalt läßt sich in UPS wiederum auf der Ostseite des MAR weit nach Norden verfolgen. Es besteht eine scharfe Salzgehaltsfront zum Mittelmeerwasser im Osten und Süden. Im Gegensatz zur potentiellen Vorticity ist diese Front sowohl in EXP als auch in ISO sehr viel diffuser und das Salzgehaltsmaximum ist nicht so stark in südwestlicher Richtung verdrängt worden wie in UPS.

Die mittleren Änderungen des Salzgehalts innerhalb eines Zeitschritts sind in 1954 m ausgewertet worden und in Abb.5.8 als meridionales Mittel zwischen 43 und 45°N im Grenzbereich zwischen Labradorsee- und Mittelmeerwasser dargestellt. Die advektiven Beiträge in UPS und ISO sind mit einem diffusionsfreien Zentrale-Differenzen Schema berechnet worden, die implizite Diffusion des Advektionsschemas ist gesondert ausgewiesen. Die Balance in EXP und ISO besteht westlich von 25°W zwischen vertikaler und horizontaler Advektion auf der einen Seite und horizontaler bzw. isopykner Diffusion andererseits. Die Balance in UPS ist komplizierter. Zur negativen Salzgehaltsbalance trägt hier nur die horizontale Advektion bei. Sie wird teilweise durch vertikale Advektion kompensiert. Neben die vertikale Advektion treten die mit dem Advektionsschema verbundene horizontale und vertikale Diffusion. Im Vergleich zur horizontalen Advektion und zur Vermischung in EXP und ISO bleibt die horizontale Vermischung in UPS klein.

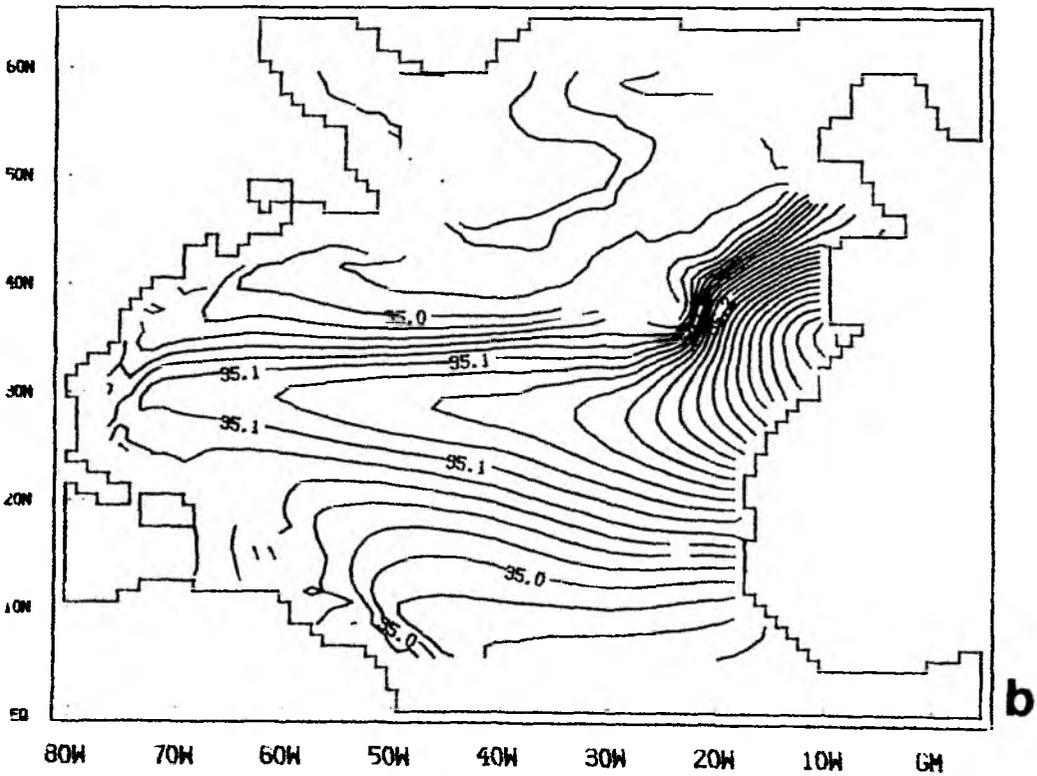
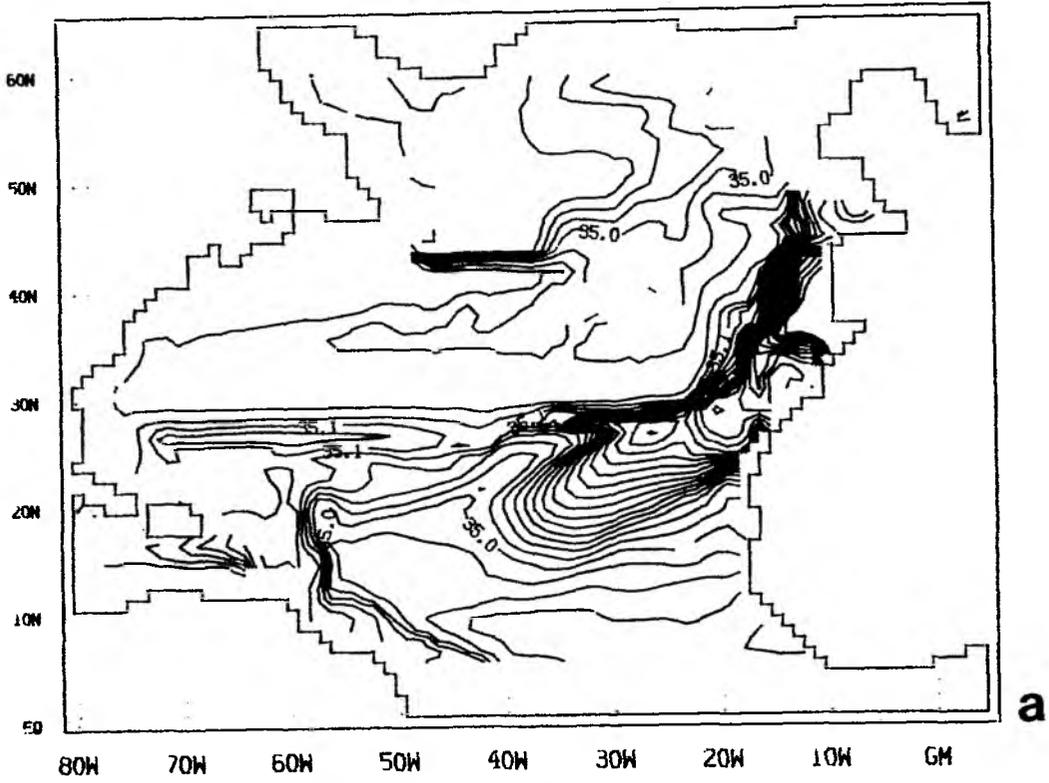


Abb.5.7. Salzgehalt auf $\sigma_0=27.75$ für a) UPS, b) EXP, c) ISO. Linienabstand 0.02 psu.

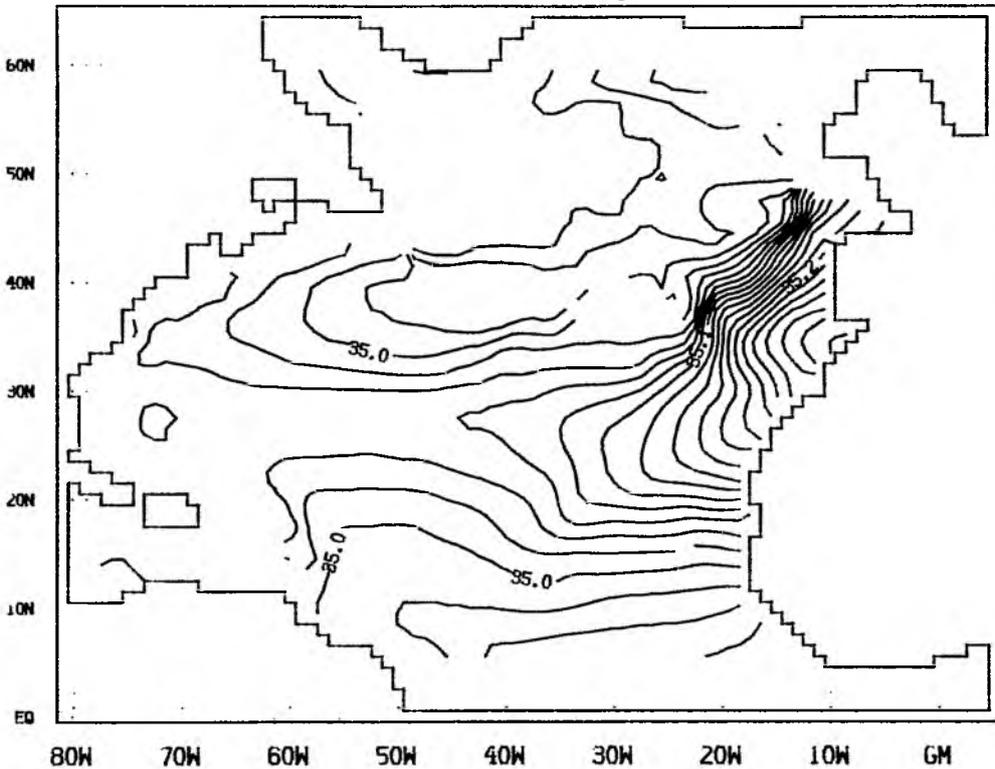


Abb.5.7c. Vergl. Seite 92.

Sowohl in EXP als auch in ISO transportiert die zonale Strömung, die vom östlichen Becken südlich der Azoren ins westliche Becken übertritt, eine Wassermasse, deren Salzgehalt durch die stromaufwärts stattfindende Vermischung von Labradorsee-Wasser und Mittelmeerwasser bestimmt ist. Im westlichen Becken sind die diffusiven Prozesse gegenüber den advektiven Prozessen von eher untergeordneter Bedeutung. Der Salzgehaltsgradient dort kommt durch die Zusammenführung von Wassermassen zustande, von denen eine im westlichen Becken verblieben ist und die Eigenschaften des Labradorsee-Wassers gut konserviert hat, während die andere bei ihrem Weg durch das östliche Becken durch das Mittelmeerwasser modifiziert worden ist.

Während aber die Vermischung in ISO im wesentlichen auf Dichteflächen erfolgt und damit die Dichte unverändert läßt, erfolgt die Vermischung in EXP horizontal und verändert bei nicht horizontal verlaufenden Dichteflächen das Dichtefeld. Dies läßt sich an der Verteilung der potentiellen Vorticity ablesen. Ebenso wie beim Salzgehalt wird eine potentielle Vorticity nach Westen transportiert, die durch die Vermischung der Eigenschaften von Labradorsee-Wasser und Mittelmeerwasser zustande kommt. In der unterschiedlichen Vermischung von potentieller Vorticity zwischen EXP (und CONST)

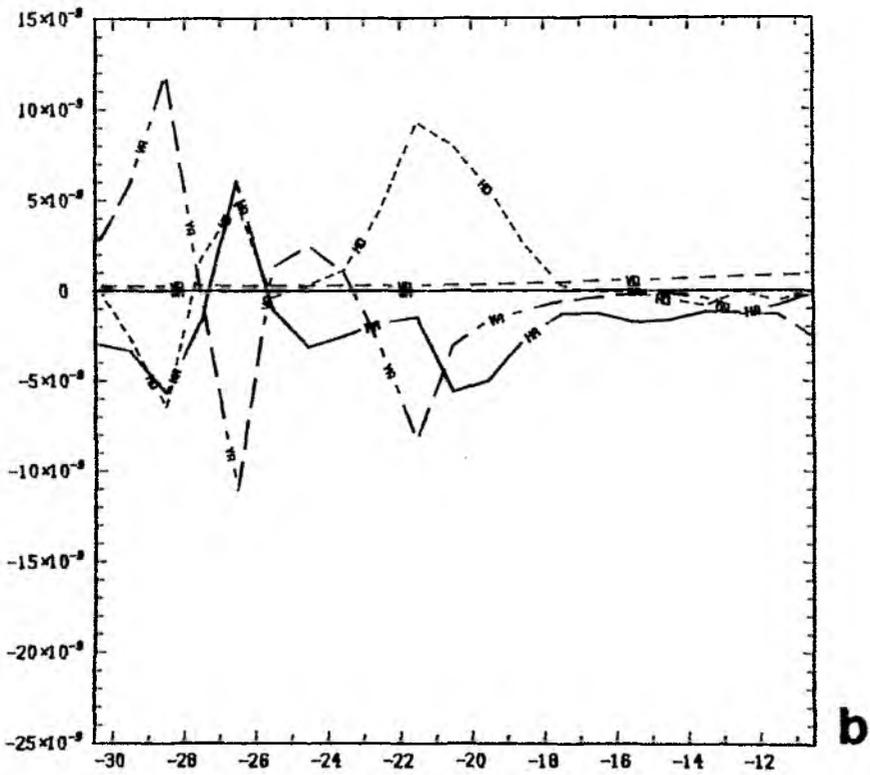
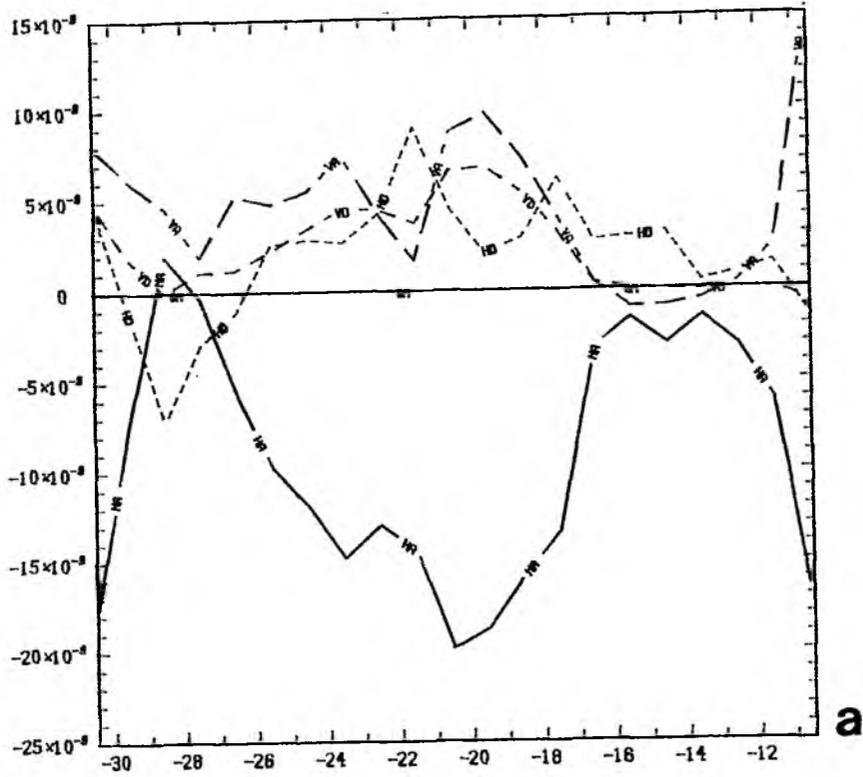


Abb. 5.8 a-b. Salzgehaltsänderung in einem Zeitschritt für UPS und EXP. Siehe nächste Seite.

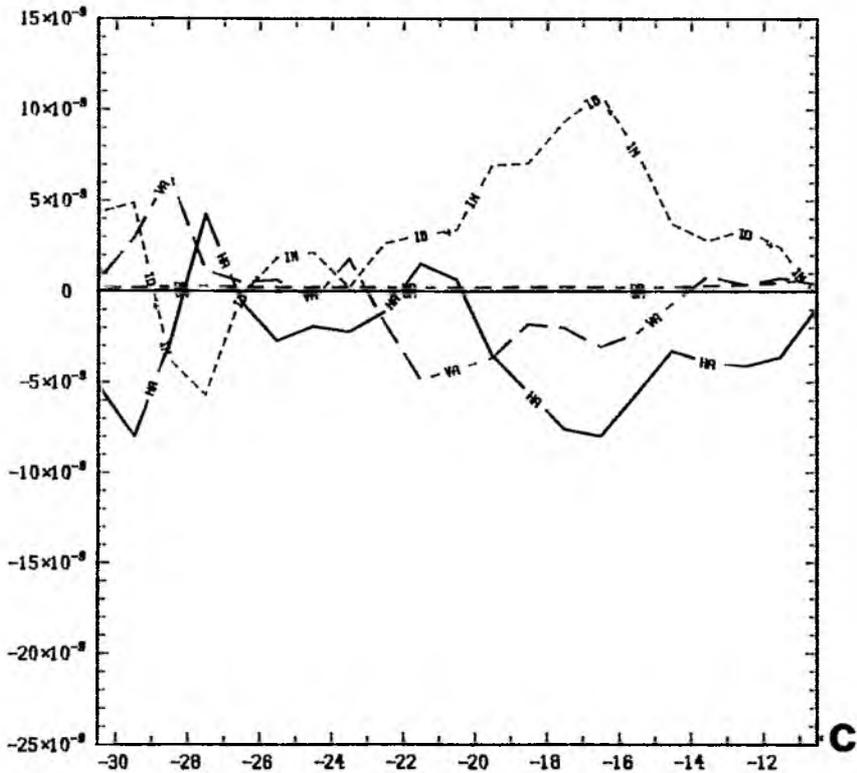


Abb. 5.8. Änderung des Salzgehalts pro Zeitschritt für a) UPS, b) EXP, c) ISO in 1954m zwischen 30 und 10°W Zahlenangaben in psu/s. HA: Horizontale Advektion, VA: Vertikale Advektion, HD: Horizontale Diffusion VD: Vertikale Diffusion. ID+IM: Isopykne und implizite Diffusion in ISO.

einerseits und UPS, ISO (und FCT) andererseits ist die Ursache für die Unterschiede in der mittleren Zirkulation und im vertikal integrierten Transport zwischen den Modellresultaten zu sehen.

In ISO und UPS kann das Mittelmeerwasser wegen fehlender diabatischer Prozesse nicht effektiv abgebaut, sondern nur nach Osten und Süden verschoben werden. Das Mittelmeerwasser stellt in dieser Tiefe entsprechend den Vorstellungen von WORTHINGTON (1976) eine Barriere für die antizyklonale Zirkulation dar. Da der vertikal integrierte Transport östlich des MAR durch die Zirkulation in mittleren Tiefen bestimmt ist, trifft diese Blockierung auch für den externen Mode zu. Die Reduktion dieser blockierenden Wirkung durch vermehrte Dichtediffusion läßt sich durch einen Vergleich der Stromfunktion des externen Modes (Abb.5.4) belegen. Während EXP und insbesondere CONST eine klassische Sverdrupzelle im östlichen Atlantik aufweisen, konzentriert sich der Transport in UPS, ISO und FCT auf ein schmales Band unmittelbar östlich des Azorenplateaus.

Der große Einfluß des Mittelmeerwassers und der Vermischung von Labradorsee-Wasser und Mittelmeerwasser auf die Gesamtzirkulation im Modell wirft unter anderen die Frage auf, wie sich der Einfluß der Mittelmeerwasserzunge verändert, wenn sie beispielsweise durch einen von Doppeldiffusion hervorgerufenen thermohalinen Antrieb in Bewegung gesetzt wird und damit einen konkurrierenden advektiven Prozeß zur ostwärtigen Ausbreitung des Labradorsee-Wassers enthält. Eine Diskussion des Einflusses der Mittelmeerwasserzunge auf die Zirkulation in mittleren Tiefen sowie möglicher Effekte der Doppeldiffusion findet man in KAWASE und SARMIENTO (1986).

5.5 Zirkulation in 500 m

In 500 m reproduziert das diagnostische Modell (Abb.5.9a) mehr oder weniger das klassische Bild der Zirkulation im nördlichen Nordatlantik. Der Golfstrom verläßt die Küste bei etwa 37°N schon etwas weit im Norden und bildet die Golfstromfortsetzung bis 45°W . Dort erfolgt die Aufspaltung in einen nach Norden und dann nach Osten setzenden Nordatlantischen Strom und die Rezirkulation. Ein weit nach Osten reichender Ast der Rezirkulation ist nur sehr vage angedeutet (siehe jedoch Abb.6.8a in Kapitel 6). Der Nordatlantische Strom geht östlich von 30°W in eine breite nordwärtige Strömung über. Im Gegensatz zum Modell von OLBERS et al. (1985) und zur Konzeption von KRAUSS (1986) wird das nach Norden transportierte Wasser aber nicht fast ausschließlich in Tiefenwasser transformiert. Ein erheblicher Teil rezirkuliert im Westteil des subarktischen Wirbels. Insbesondere gibt es in diesem diagnostischen Resultat einen intensiven Labradorstrom, der zum ostwärtigen Nordatlantischen Strom beiträgt.

Die Modellresultate in dieser Tiefe unterscheiden sich von REF vornehmlich im Fehlen einer Rezirkulationszelle südlich der Golfstromfortsetzung und in der Simulation des Nordatlantischen Stroms. Außerdem gibt es in diesem Niveau keine Andeutung eines Rezirkulationsastes südlich der Azoren. Der Nordatlantische Strom verläuft in EXP einige hundert Kilometer weiter südlich als im diagnostischen Fall, die typische nordwärtige antizyklonale Schleife des Stroms fehlt im Modell. Die Stromrichtung ist weniger zonal als vielmehr nach Nordosten orientiert. Bei 30°W spaltet sich ein nordwärtiger Irmingerstrom ab, nahe 20°W schwenkt der verbleibende Strom nach Norden. Das unterhalb 500 m diffusivere Modell CONST zeigt einen etwas weiter nördlich verlaufenden Strom östlich von Neufundland, während der Nordatlantische Strom in ISO (und FCT) entlang etwa 43°N zonal weiter nach Osten verläuft. Erst bei 30°W findet eine Aufspaltung statt, beide Teile vereinigen sich jedoch wieder in einen bei 20°W nach Norden setzenden Gesamtstrom. Der Nordatlantische Strom dieses Tiefenbereichs liefert in den Modellen in Übereinstimmung mit jüngeren aus Beobachtungen abgeleiteten Konzepten der Nord-

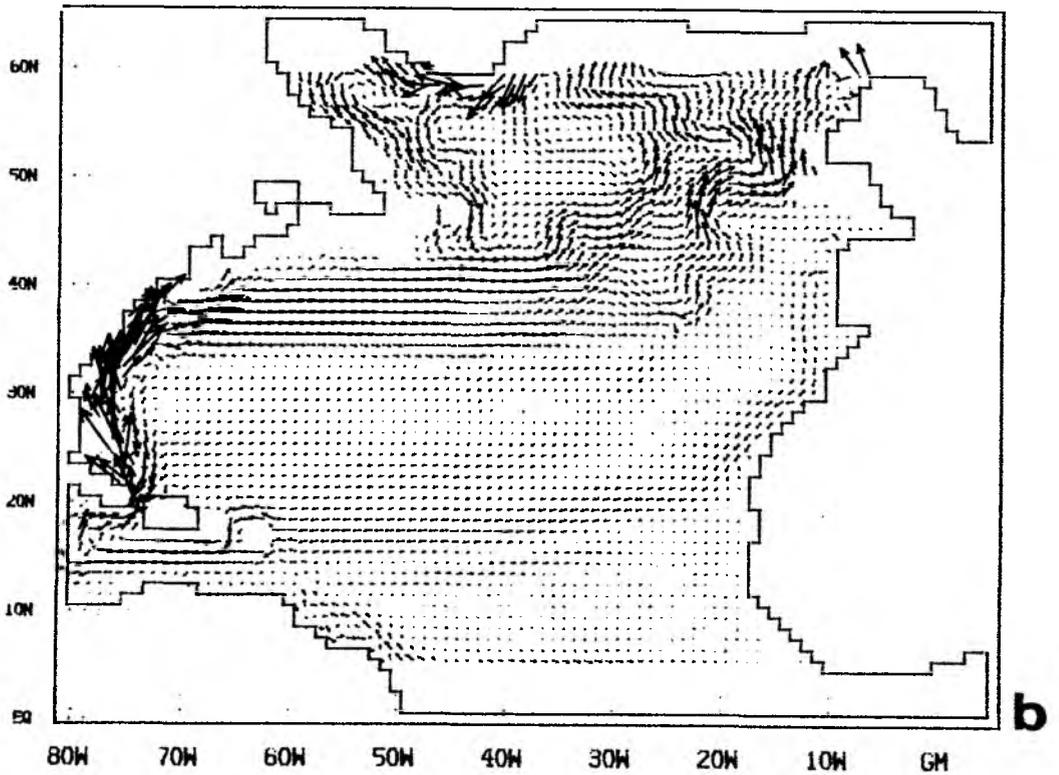
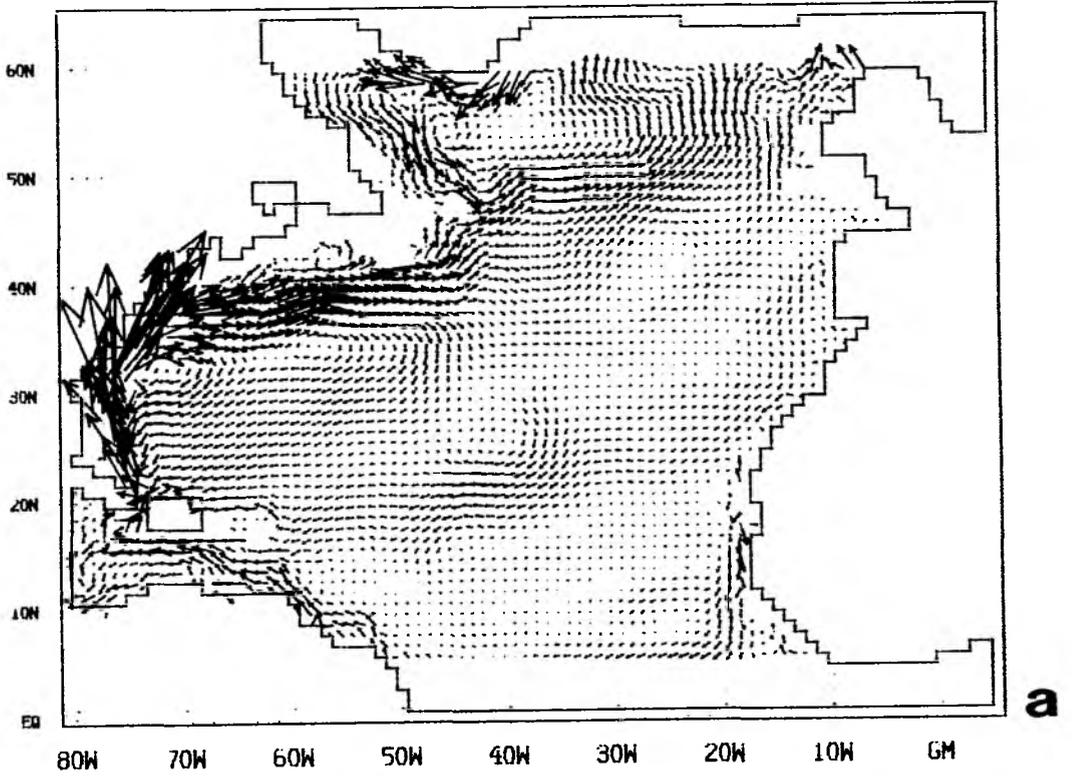


Abb. 5.9 a-b. Geschwindigkeit in 544m Tiefe für a)REF, b)UPS. Eine Pfeillänge von 1cm entspricht 20cm/s.

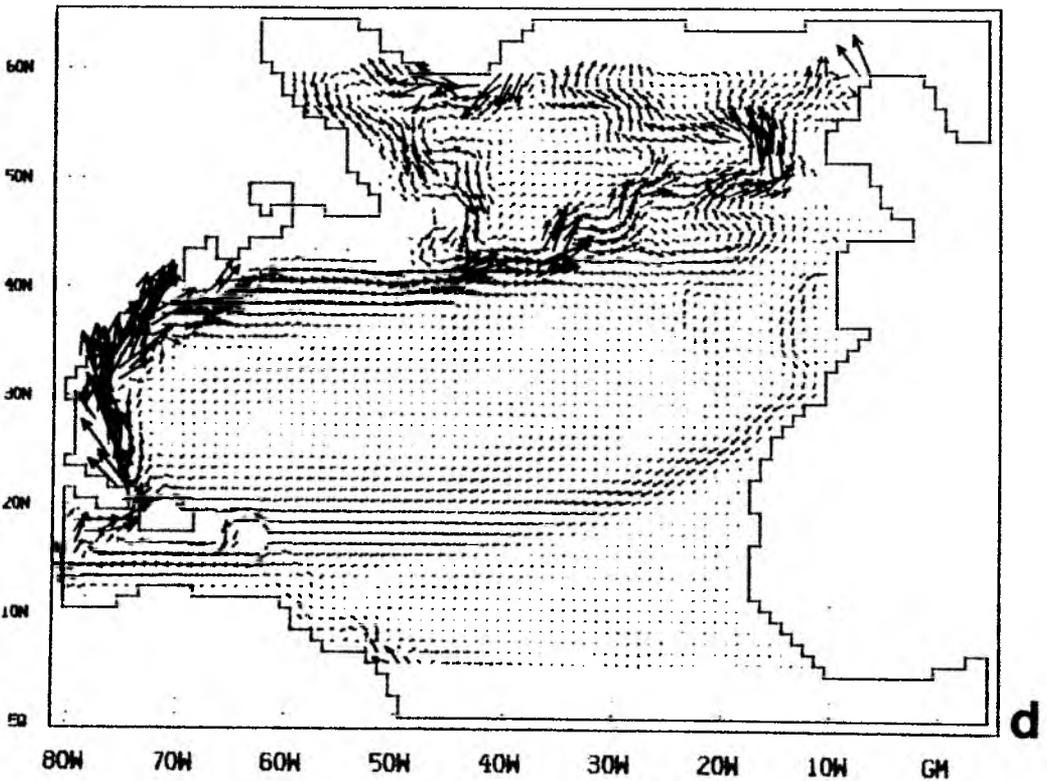
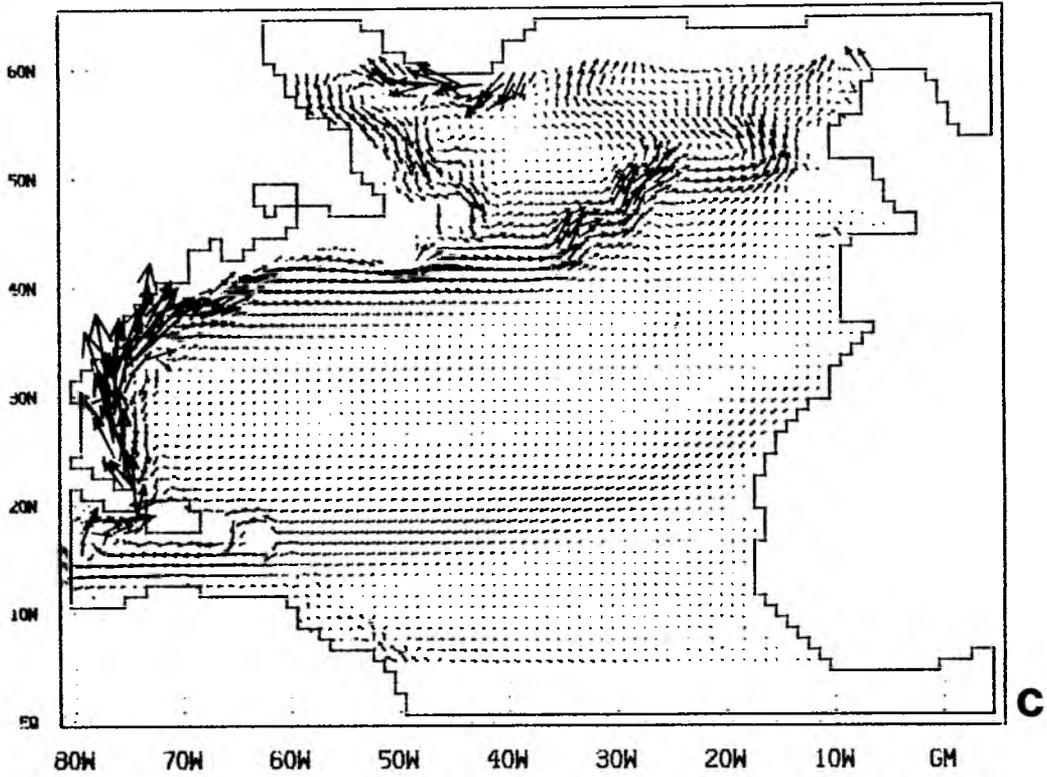


Abb. 5.9 c-d. Geschwindigkeit in 544m Tiefe für c) CONST, d) ISO. Eine Pfeillänge von 1cm entspricht 20cm/s.

atlantischen Zirkulation (siehe KRAUSS, 1986 für einen Überblick) keinen Beitrag zur subtropischen Rezirkulation.

Zusammen mit den Ergebnissen aus 5.4 stellt sich die Zirkulation im Norden insgesamt als eine weitgehend barotrope zyklonale Zirkulation dar, die den ganzen subarktischen Bereich umfaßt. Ihr überlagert ist ein Einstrom subtropischen Wassers vornehmlich im östlichen Teil, ein Absinken von 12 bis 15 Sv und ein Ausstrom von Tiefenwasser vornehmlich an den Flanken des MAR.

Die Zirkulation nördlich von 40°N hat bei OLBERS et al. (1985) dagegen einen ausgeprägt baroklinen Charakter. Der Einstrom durch das System des Nordatlantischen Stroms in den oberen Schichten wird durch eine entgegengesetzte Strömung in den unteren Schichten kompensiert, die schließlich in den tiefen westlichen Randstrom mündet. Ein zyklonaler Wirbel ist weder in 500 noch in 2000 m sichtbar. Ein Experiment mit einem stark idealisierten 3-Schichten Modell (KILLWORTH, 1985) zeigt sehr ähnliche Strömungsmuster. Dieses Modell scheint einen dominierenden thermohalinen Antrieb zu haben, eine Verdoppelung der Windschubspannung hat fast keinen Einfluß auf die Zirkulation. Die Sensitivitätsstudie von BRYAN (1987) zeigt einen Übergang von einem System mit subtropischem und subarktischem Wirbel bei geringer vertikaler Diffusivität und damit im Vergleich zum thermohalinen Antrieb starkem Windantrieb zu einem System, das bei großer vertikaler Diffusivität in den oberen Schichten nur einen, das gesamte Becken umfassenden Wirbel aufweist. Dieser Wirbel hat einen baroklinen Charakter, in den unteren Schichten findet man eine gegenläufige Zirkulationszelle. Es drängt sich der Gedanke auf, daß die Modellzirkulation in allen Experimenten einem starken Windantrieb unterliegt, während der thermohalin getriebene Anteil vergleichsweise schwach ist. Dabei ist nicht zu unterscheiden, ob die verwendeten Windschubspannungen eine Überschätzung der tatsächlichen Verhältnisse darstellen, oder ob der thermohaline Antrieb tatsächlich zu schwach ist. Es läßt sich bisher nur darüber spekulieren, ob die Beobachtungen auf umgekehrte Verhältnisse im nördlichen Nordatlantik hindeuten. CONST liefert die Resultate, die den Beobachtungen im subarktischen Wirbel am nächsten kommen (siehe auch die Temperaturverteilungen, Kapitel 4). Das ist nach UPS das Modell mit der größten diapynen Vermischung. Trotz des eher künstlichen Charakters dieser Vermischung, könnte also der mit ihr verbundene thermohaline Antrieb dieses Verhalten bewirkt haben. Die schlechten Resultate von UPS trotz größerer diapynen Diffusion können nicht als Gegenargument gelten, weil UPS, bedingt durch die große Vermischung im westlichen Randstrom, völlig unrealistische Verhältnisse in der Entstehungsregion des Nordatlantischen Stroms aufweist.

Es gibt allerdings andere Möglichkeiten für das relativ gute Verhalten von CONST, z.B. eine unrealistische Parametrisierung des Energieabbaus durch mesoskalige Wirbel im Bereich der subarktischen Front in EXP und ISO und eine damit verbundene Verlängerung der Dichtefront und der Strahlströmung nach Osten. Dafür spricht die tatsächlich weit im Osten auftretende Auffächerung der Strömung in den beiden Experimenten, die mit der beobachteten Auffächerung des Stromsystems bei 40°W vergleichbar ist. Ein weites Vordringen der Strahlströmung ins Innere des Ozeans ist in quasigeostrophischen wirbelauflösenden Modellen durch eine Stabilisierung des Stroms gegen barokline Instabilität zu erreichen. SCHMITZ und HOLLAND (1986) verwenden dazu eine geringe Bodenneigung und laterale Impulsdissipation.

Eine weitere denkbare Ursache für das Vorherrschen von zonalen Strömungen in allen untersuchten Modellen ist die oben schon angesprochene fehlende Steuerung durch die Bodentopographie, da die Golfstromfortsetzung in den Modellen nur bis 1.5 - 2 km Tiefe herabreicht. Auf die Problematik des Einstroms in den subarktischen Wirbel wird noch einmal in Kapitel 6 eingegangen.

5.6 Dynamik des externen Mode

Im stationären Zustand kann die Gleichung (2.17) für die Stromfunktion des externen Mode als partielle Differentialgleichung erster Ordnung für die Unbekannte ψ bei gegebenem Antrieb aufgefaßt werden. Wegen des horizontalen Reibungsterms vierter Ordnung ist diese Auffassung mathematisch nicht korrekt, eröffnet aber außerhalb von Grenzschichten, wo der Reibungsterm eine Rolle spielt, eine sinnvolle physikalische Interpretationsmöglichkeit.

Die Charakteristiken dieser Dgl. erster Ordnung sind durch $f/H = \text{const.}$ gegeben. Der Wert der Stromfunktion in einem Ort auf der Charakteristik ergibt sich durch Integration der Antriebsfunktionen längs der Charakteristik. Als Anfangspunkt bietet sich ein Punkt auf dem Ostrand an, wo der Wert von ψ bekannt ist. Abb.5.10 zeigt die f/H - Verteilung im Modellgebiet. An bestimmten Punkten nahe benachbarte f/H -Linien beginnen z.T. an weit entfernten Ausgangspunkten und haben einen sehr unterschiedlichen Verlauf genommen. Dabei wird ein in der Regel stark abweichender Antrieb aufintegriert. Dies trifft besonders für die Region östlich und südlich der Azoren, an der Südspitze des Reykjanes-Rücken und entlang der Küste Neufundlands zu. In den genannten Gebieten ist eine starke räumliche Variabilität der Stromfunktion zu erwarten, da sehr unterschiedliche Informationen auf relativ kleinem Raum zusammengeführt werden. Die Ergebnisse von UPS und ISO scheinen diese Zusammenhänge zu bestätigen, während EXP und CONST die starke Variabilität östlich der Azoren und vor Neufundland nicht aufweisen.

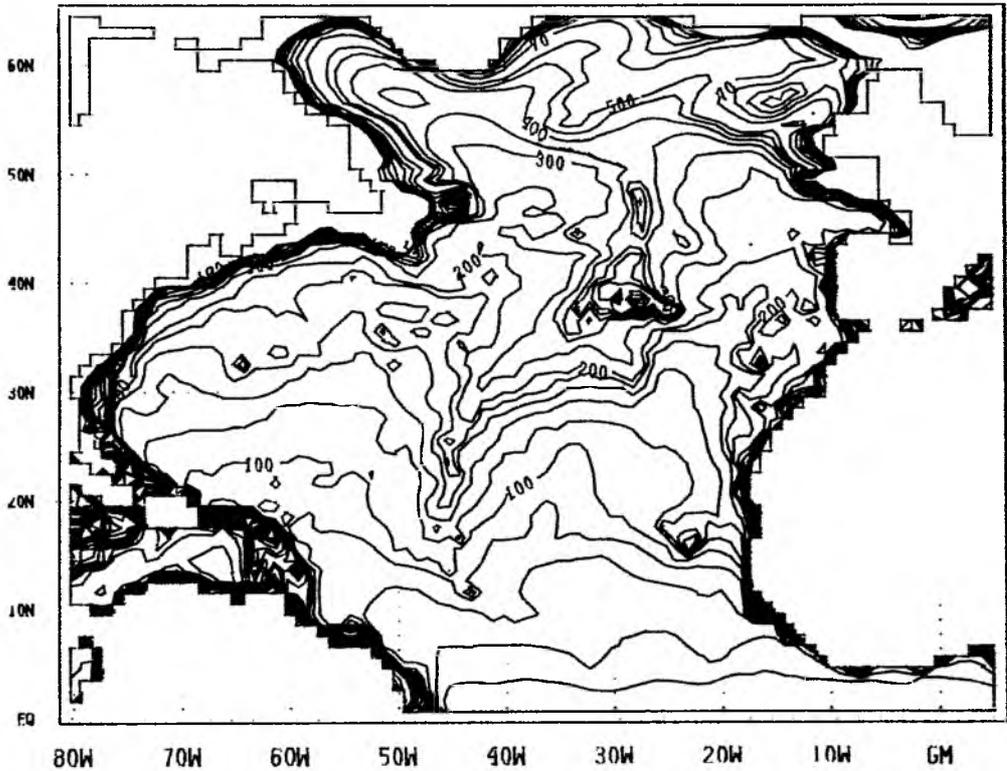


Abb.5.10. f/H -Konturen der Modelltopographie vor der vertikalen Diskretisierung.

Für rein windgetriebene Modelle und niederfrequenten bzw. stationären Antrieb findet man allerdings die klassische Sverdrup-Balance zwischen planetarischer Vorticitytendenz und der Rotation der Windschubspannung. In solchen Modellen (ANDERSON, BRYAN, GILL und PACANOWSKI, 1979; ANDERSON und CORRY, 1985) konzentriert sich der Transport in den oberen Schichten, die unteren Schichten sind effektiv in Ruhe. Daher kann keine Vertikalgeschwindigkeit durch Überströmen von topographischen Strukturen erzeugt werden.

LEETMAA, NIILER und STOMMEL (1977) führen einige Beobachtungen an, die diese Balance auch im Ozean nahelegen. Eine Kritik dieser Beobachtungen bringen WUNSCH und ROEMMICH (1985) vor. Sie kommen zu dem Schluß, daß die Annahme der oben angesprochenen speziellen Balance durch die Beobachtungen nicht gestützt wird und eine Dominanz der an der Topographie erzeugten Vertikalbewegungen zumindest ebenso wahrscheinlich ist. Die bodennahe Strömung gehört ihrer Meinung nach zur großräumigen thermohalinen Zirkulation oder zu mesoskaligen Wirbeln. In einem diagnostischen Modell finden LUYTEN, STOMMEL und WUNSCH (1985) im subarktischen Wirbel einen dominierenden Einfluß des Bodendruckterms auf den Gesamttransport. Sie verwenden Schichtungsdaten aus dem Levitus-Atlas und legen eine geneigte

Ebene als Bodentopographie zugrunde. Die Verwendung zweier nicht abgestimmter Daten läßt hier aber Spekulationen darüber zu, ob diese Dominanz nicht künstlicher Natur ist. Die Kopplung von starren Dichtedaten und vorgegebener Bodentopographie führt in einigen diagnostischen Modellen zu unrealistischen Ergebnissen, z.B. intensive an topographische Strukturen gekoppelte Wirbel (HOLLAND und HIRSCHMAN, 1972; SARKISYAN und IVANOV, 1971; SARMIENTO und BRYAN, 1982).

Im Modell deuten eine intensive thermohalin getriebene Zirkulationszelle in der meridionalen-vertikalen Ebene (siehe Kapitel 7), große Vertikalgeschwindigkeitsbeträge mit Maximum in Bodennähe und die über das Volumen gemittelte Energiebilanz (Tabelle 5.1) auf einen erheblichen Einfluß des Bodendruckterms hin. Die Arbeitsleistung der Auftriebskräfte und nicht des Windes ist der wesentliche Antrieb für den externen Mode. Die Energiebilanz zwischen kinetischer und potentieller Energie ist fast ausgeglichen.

	WFI	WFE	PFI	PFE	HFI	HFE	VFI
UPS	5.63	0.87	-2.55	2.35	-1.75	-3.22	-1.34
CONST	7.20	1.10	-2.84	2.06	-2.33	-3.16	-2.04
EXP	6.53	1.03	-2.30	2.33	-2.48	-3.36	-1.75
ISO	7.16	0.94	-2.09	2.68	-3.05	-3.63	-2.02
FCT	7.36	0.94	-2.06	2.68	-3.28	-3.61	-2.06

Tabelle 5.1

Beckenweite Mittel der Energietransferterme zwischen kinetischer Energie des internen und externen Modes sowie der potentiellen Energie.

- WFI: Arbeitsleistung des Winds am internen Mode
- WFE: externen Mode
- PFI: Arbeitsleistung der Auftriebskräfte (intern)
- PFE: (extern)
- HFI: Horizontale Reibung (intern)
- HFE: (extern)
- VFI: Vertikale Reibung (intern)

Die Zählweise der einzelnen Beiträge zu den Energiereservoirs ist Abb.5.11 zu entnehmen. Die Zahlenangaben sind in $10^{-6} \text{cm}^2 \text{s}^{-3}$.

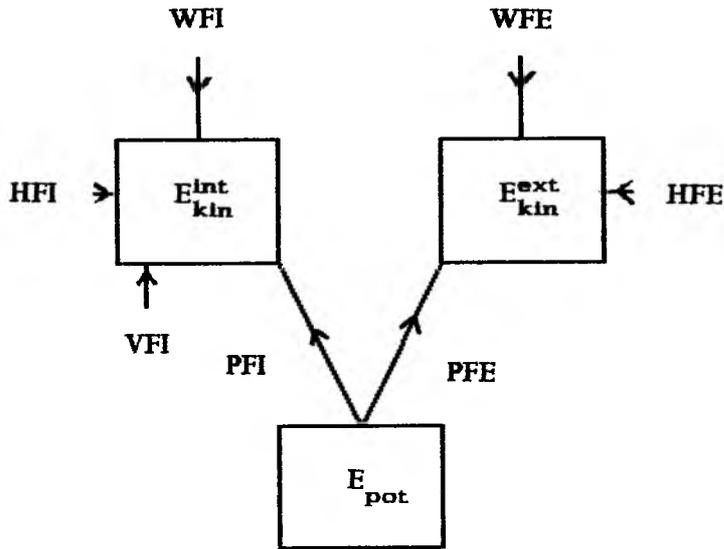


Abb.5.11. Zählweise der Energietransferterme.

Positive Beträge in Tabelle 5.1 tragen in Pfeilrichtung zum Energiereservoir bei.

Für eine quantitative Analyse wird die stationäre Gleichung für den externen Mode in Form einer Sverdruprelation

$$\beta (a \cos \varphi)^{-1} \psi_{\lambda} = (\rho_{\sigma} a^2 \cos \varphi)^{-1} \left[(H p_{\lambda}^B)_{\varphi} - (H p_{\varphi}^B)_{\lambda} + \left(a \int_{-H}^0 G^{(\varphi)} dz \right)_{\lambda} - \left(a \cos \varphi \int_{-H}^0 G^{(\lambda)} dz \right)_{\varphi} \right] \quad (5.1)$$

mit $\beta = a^{-1} \partial f / \partial \varphi$ dargestellt. In dieser Form ist der Oberflächendruck p^S nicht eliminiert, sondern ist ein Bestandteil des Gesamtdrucks am Boden,

$$p^B(\varphi, \lambda) = p^S(\varphi, \lambda) - \int_{-H}^0 g \rho dz \quad (5.2)$$

G faßt die vertikalen und horizontalen Dissipationsterme zusammen. Außerhalb von lateralen Grenzschichten liefert die Rotation der Windschubspannung

$$\rho_{\sigma}^{-1} [\tau_{\lambda}^{(\varphi)} - (\cos \varphi \tau_{\varphi}^{(\lambda)})]$$

den wesentlichen Beitrag.

Im folgenden soll untersucht werden, in welchen Gebieten der Bodendruckterm ein wichtiger Term in der Vorticitybalance ist, wie sich sein Einfluß seit dem Ausgangszustand (REF) geändert hat und ob sich Effekte der unterschiedlichen Dichtediffusion feststellen lassen. Der Vergleich mit dem diagnostischen Resultat (REF) ist wegen der noch nicht stattgefundenen baroklinen Anpassung des Dichtefeldes an die Bodentopographie mit Vorbehalten zu nehmen. Im subarktischen Wirbel ist es von besonderem Interesse, ob der Druckterm und damit das Dichtefeld oder der Wind den wesentlichen Antrieb leisten. Ein starkes Überwiegen des Windantriebs wäre ein Indiz für eine in den Beobachtungen überschätzte Windschubspannung.

Die Rolle des Bodendrucks hängt davon ab, in wieweit sich eine Kompensation zwischen Oberflächendruckgradient und dem hydrostischen Druckgradient am Boden einstellt. Abb.5.12 zeigt die gemäß (5.1) mit der Wassertiefe H gewichteten Gradienten von Oberflächendruck und hydrostatischem Druck sowie den Bodendruckgradienten für ISO als ein Beispiel. Hinzugenommen ist die Verteilung des Bodendruckgradienten im Ausgangszustand. Während sich die Druckgradienten im Golfstrom, im Nordäquatorialstrom und Äquatorialem Gegenstrom sowie im Nordatlantischen Strom und seinen Ausläufern weitgehend kompensieren, ist ein nicht verschwindender Bodendruckgradient entlang des Mittelatlantischen Rückens, in den nördlichen Randströmen des subarktischen Wirbels, im Labradorstrom und vor allem entlang des östlichen Randes festzustellen. Gegenüber dem Ausgangszustand ist eine Abschwächung der Bodendruckgradienten längs des westlichen Randes, im Bereich der Neufundlandschwelle und des Labradorstroms zu konstatieren. Für einen Vergleich der Modellresultate ist diese Darstellung wenig geeignet, weil quantitative Abschätzungen schwierig sind, zumal die Rotation des Bodendruckgradienten und nicht der Gradient selbst in die Vorticitybalance eingeht. Es läßt sich aber sagen, daß die Kompensation in EXP und CONST insbesondere in der Nähe des westlichen Randes weiter vorangeschritten ist als in ISO, FCT und UPS.

Für eine weitergehende Analyse wurden die einzelnen Terme aus (5.1) zonal vom Ostrand aus integriert. Die Terme sind in Abb.5.13 somit als ihr Beitrag zur Stromfunktion für UPS, EXP, ISO und REF aufgetragen.

Entlang 35°N ist in EXP ein weitgehend paralleler Verlauf von Stromfunktion und windgetriebenem Anteil zwischen Ostrand und dem östlichen Ende der Munkschen Rezirkulationszelle bei 70°W festzustellen. Hier besteht die klassische Sverdrupbalance zwischen planetarischer Vorticitytendenz und Vorticityerzeugung durch die Rotation der Windschubspannung. Der Bodendruckterm ist fast konstant, lediglich zwischen 25 und 35°W trägt er zur Erhöhung des südwardigen Transports bei. In unmittelbarer Nähe des Ostrandes fällt eine Kompensation von Windantrieb und Bodendruckantrieb auf, die zu einem nur langsamen Anstieg der Stromfunktion dort führt.

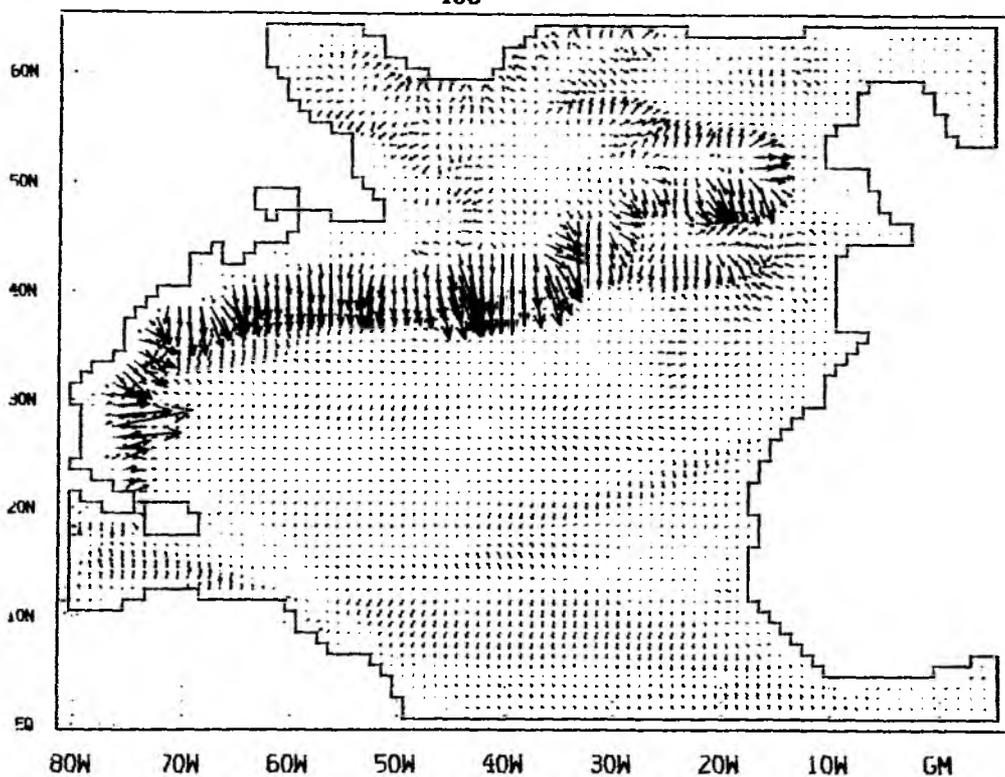


Abb.5.12a. Oberflächendruckgradient in ISO, gewichtet mit der Wassertiefe H (siehe Text).

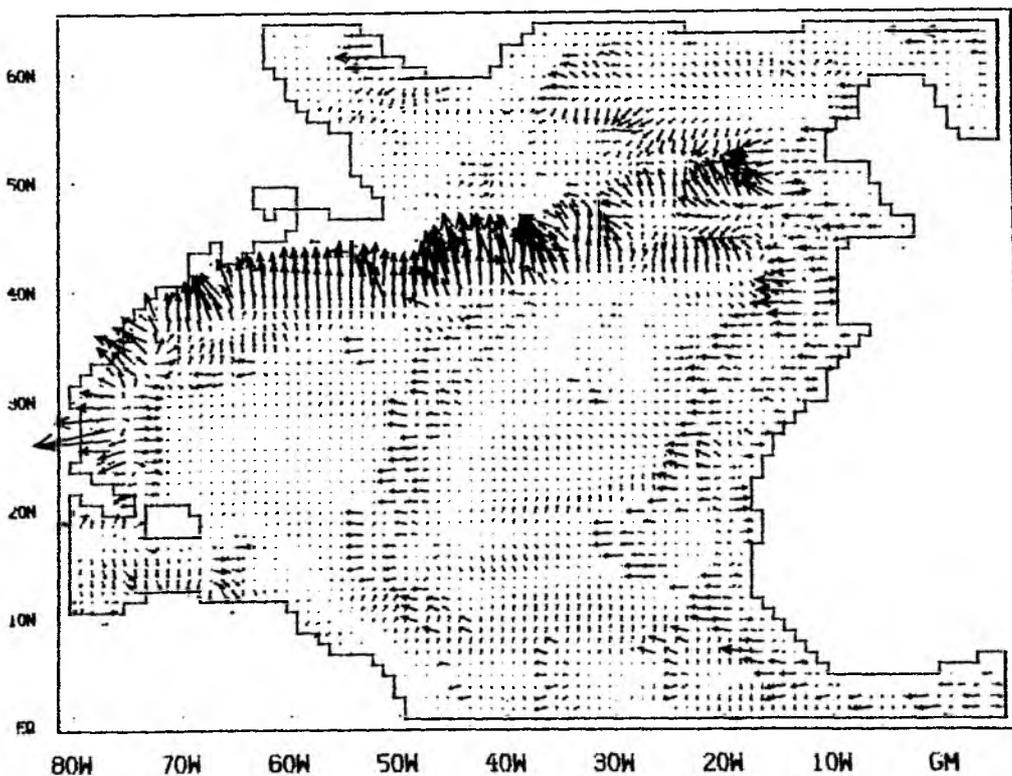


Abb.5.12b. Hydrostatischer Druckgradient am Boden für ISO. (gewichtet mit der Wassertiefe H , siehe Text)

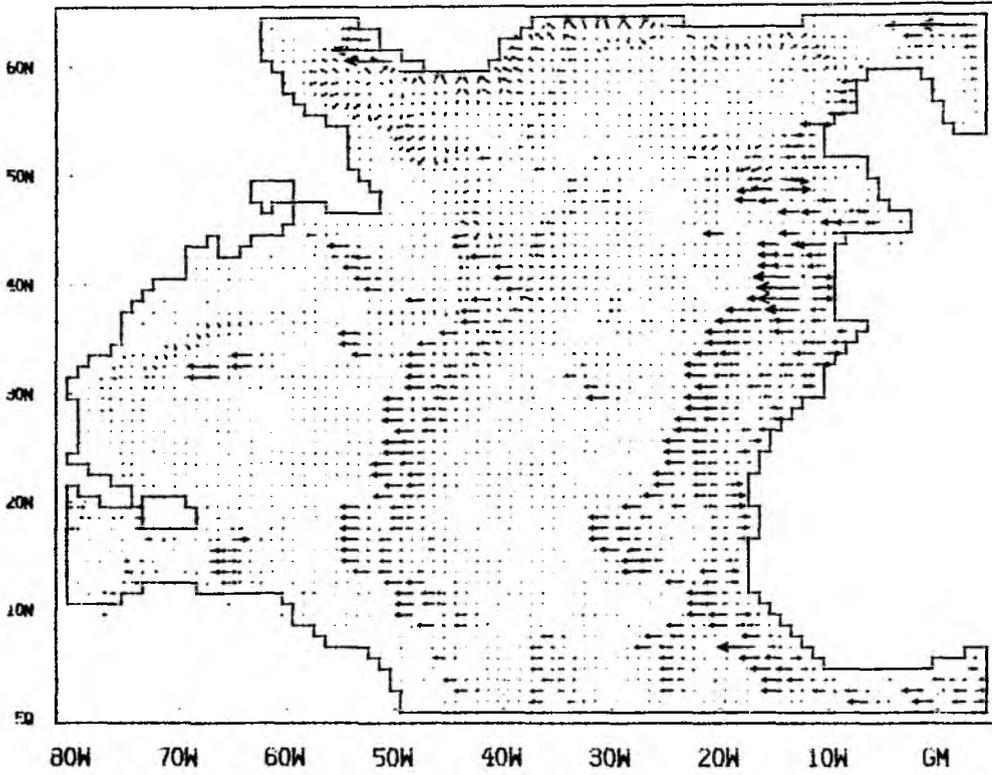


Abb.5.12c. Bodendruckgradient (*H) in ISO.

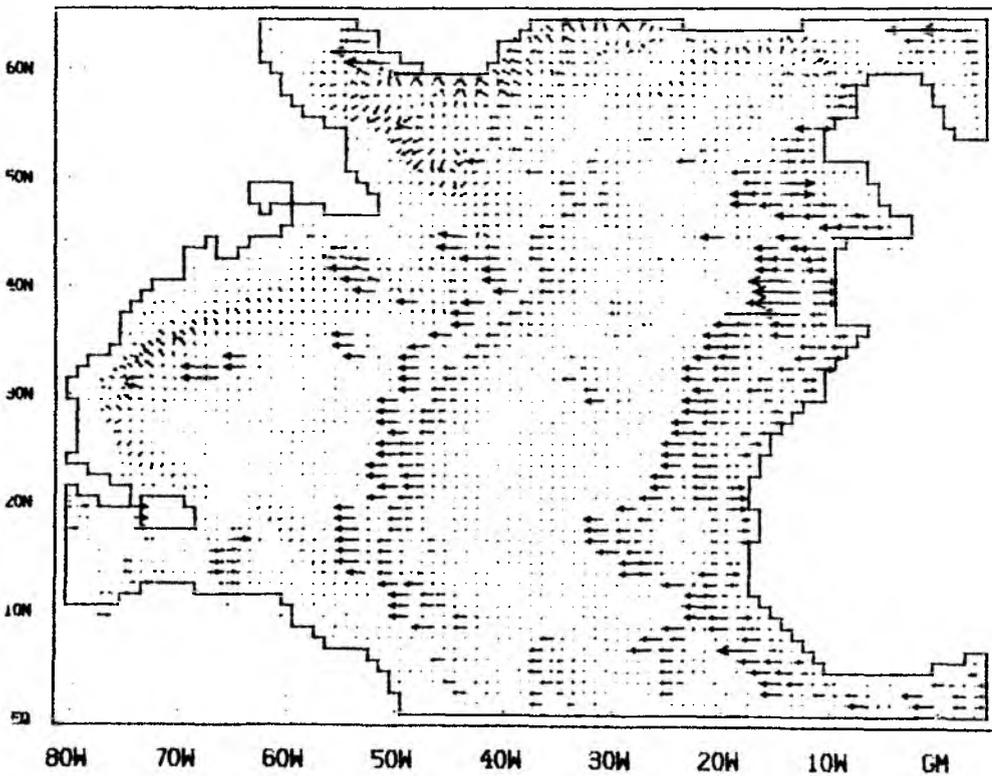


Abb.5.12d. Bodendruckgradient (*H) im Anfangszustand (REF).

In der Nähe des Ostrandes überwiegt der Einfluß von $\tau_{\lambda}^{(\varphi)}$ in der Rotation der Windschubspannung, weil der Wert von $\tau^{(\varphi)}$ von negativen Werten innerhalb einer Gitterdistanz auf Null (über dem Land) zunimmt. Dies gilt für den gesamten Ostrand zwischen 10 und 45°N. Damit werden positive Ekman-geschwindigkeiten an der Küste und damit im Sinne der einfachen Sverdrup-beziehung $\beta V = fw_E$ ein nordwärtiger Beitrag zum Transport erzeugt, wie er sich im Verlauf der Windantriebskurve in Abb.5.13 niederschlägt. Gleichzeitig ist mit dem seewärtigen Ekmantransport aus Kontinuitätsgründen ein land-wärtiger geostrophischer Transport in größerer Tiefe verbunden, der zusammen mit dem Auftrieb an der Küste und dem Ekmantransport eine geschlossene Querkirkulationszelle bildet. Diese Zirkulation ist in dem Ausschnitt der Stromfunktion des meridional integrierten Volumentransports (Abb.5.14) für EXP in den oberen 400 Metern zwischen 10 und 30°W sichtbar. Der ostwärtige geostrophische Strom erzeugt über ansteigendem Boden die notwendige Vertikal-geschwindigkeit, um den nach Norden gerichteten Windanteil zu kompensieren.

Es bestehen deutliche Unterschiede zwischen EXP auf der einen Seite und UPS und ISO auf der anderen Seite. In den zuletzt genannten Experimenten ist ein größerer Einfluß des Bodendruckterms sichtbar. Bei 25 und bei 40W setzt ein starker Anstieg der Stromfunktion ein, der überwiegend dem Boden-druckterm zuzuschreiben ist. Auch die laterale Dissipation spielt in dieser Region außerhalb der westlichen Randzone eine Rolle. Der Bodendruckterm hängt mit den tiefreichenden südwärtigen Strömungen an beiden Flanken des Mittelatlantischen Rückens zusammen, die oben besprochen worden sind. Im Rahmen eines stationären Modells ist nicht zu unterscheiden, ob die Strö-mungen die Folge des Antriebs durch den Bodendruckterm sind, oder ob umgekehrt der Bodendruckterm durch die Strömungen an Bedeutung gewinnt. Der Vergleich mit dem diagnostischen Modell zeigt aber, daß in ISO und UPS die Bedeutung des Bodendruckterms gegenüber dem Ausgangszustand im Bereich des MAR zugenommen hat, während die ursprüngliche Dominanz des Bodendruckterms am Ostrand wie in EXP auch verschwunden ist.

Bei 45N liegt in den Modellen die Trennungslinie zwischen den beiden groß-räumigen Wirbeln. Außer einem Beitrag zum südwärtigen Transport von knapp 10 Sv im Osten, ist die Veränderung des Gesamttransports durch den Windterm gering. Darüber hinaus wird dieser Beitrag durch den Bodendruckterm weit-gehend kompensiert. Der Transport über diese Trennungslinie wird daher hauptsächlich vom Bodendruckterm getrieben. Der Reibungsterm stellt teil-weise einen Term der Grundbalance dar. Wiederum ist größere Ähnlichkeit zwischen UPS und ISO als zwischen EXP und einem dieser Experimente festzu-stellen. UPS und ISO weisen um 45W herum, d.i. östlich der Neufundlandbank, einen südwärtigen Transport von fast 10 bzw. fast 20 Sv auf. Dies ist,

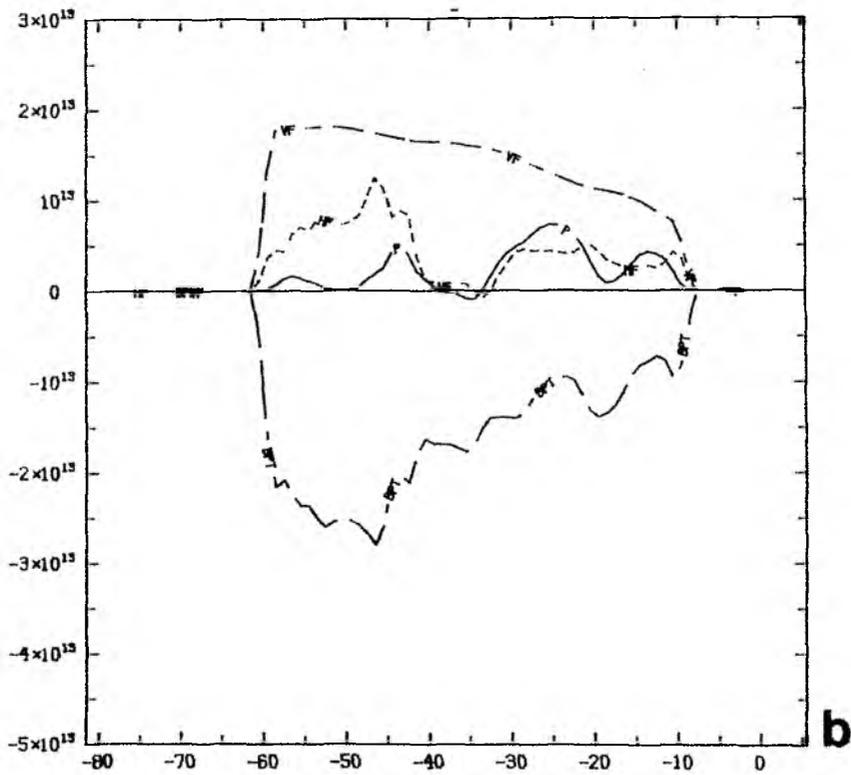
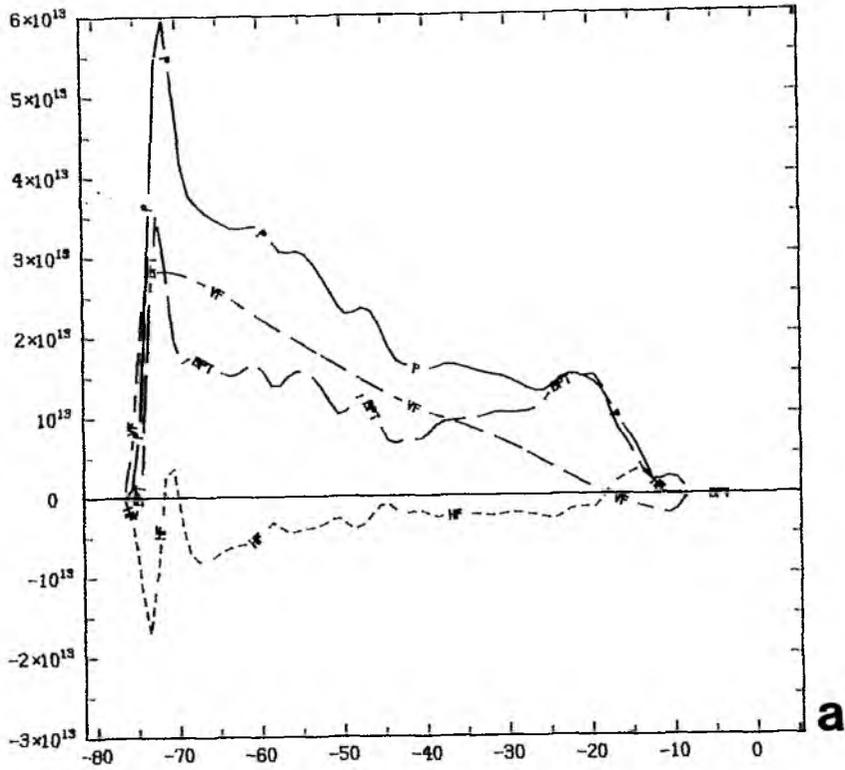


Abb.513. Beiträge zur Stromfunktion des externen Modes durch VF: Wind, HF:horizontale Reibung, BPT: Bodendruckterm. a) REF entlang 35°N, b) REF entlang 45°N. Zahlenangaben in cm^3/s .

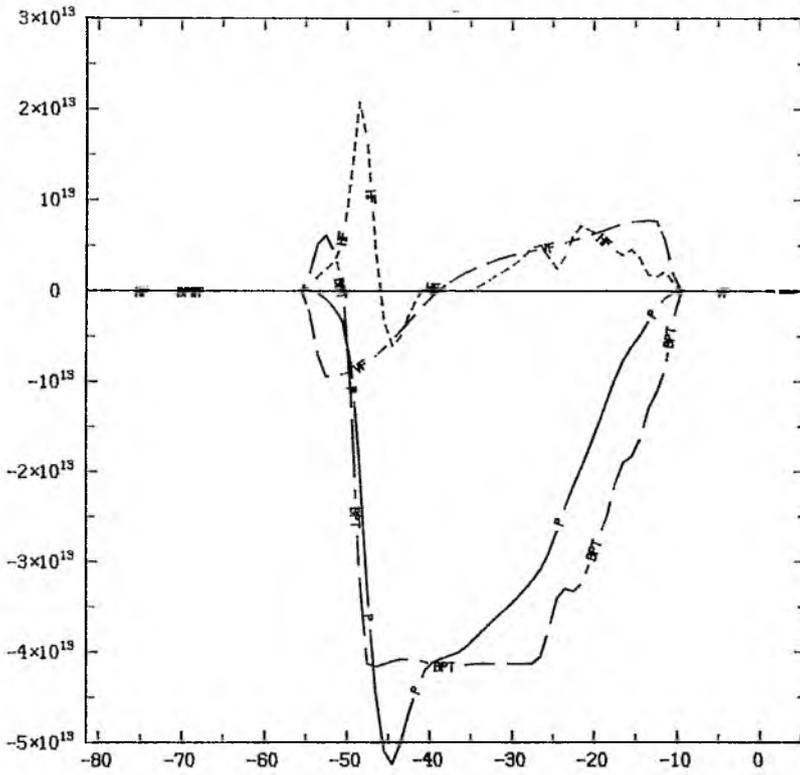


Abb. 5.13c: REF entlang 55°N.

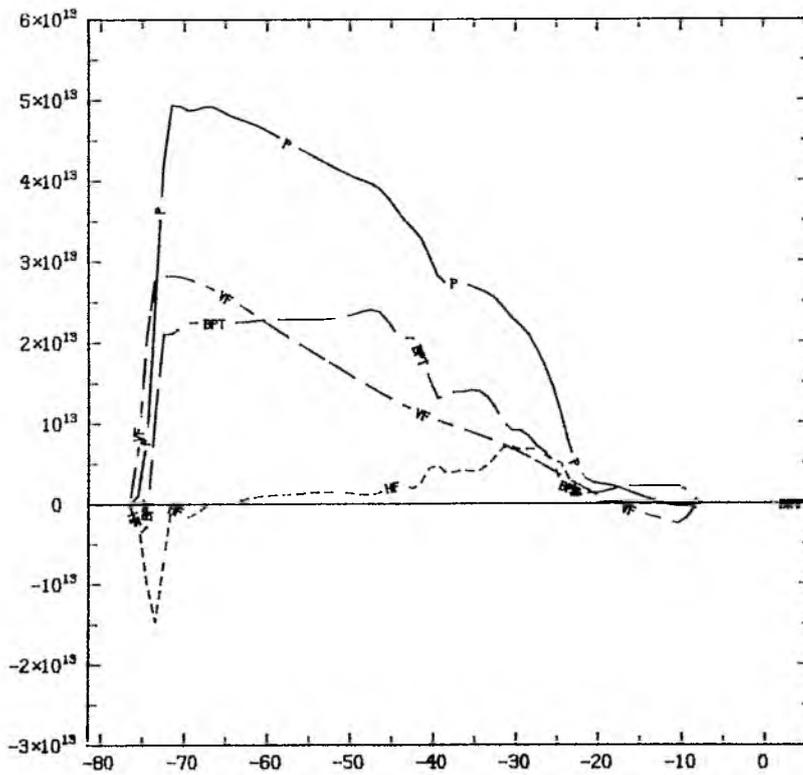


Abb. 5.13d: UPS entlang 35°N.

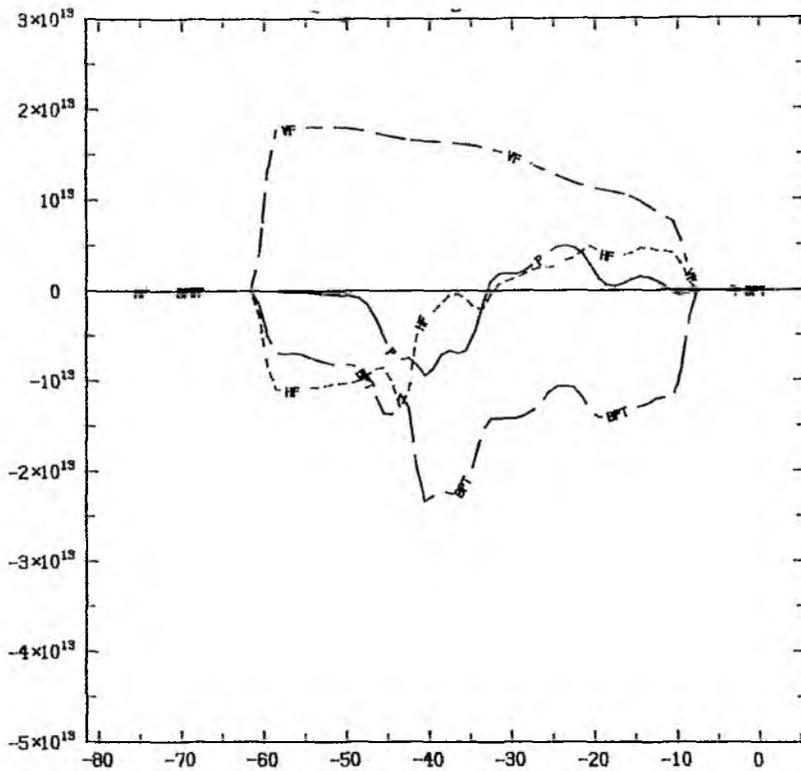


Abb.5.13e: UPS entlang 45°N.

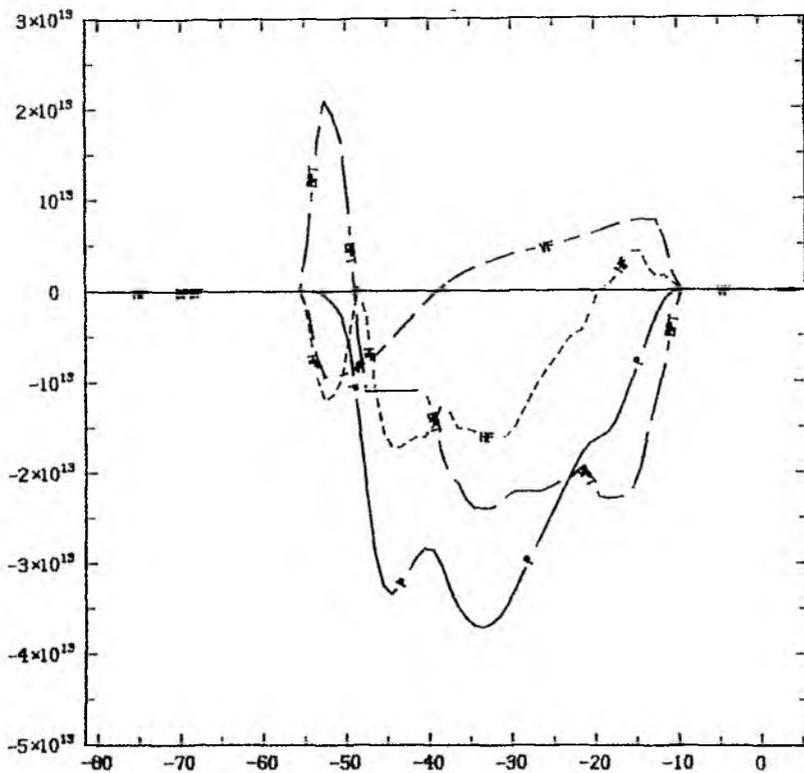


Abb.5.13f: UPS entlang 55°N.

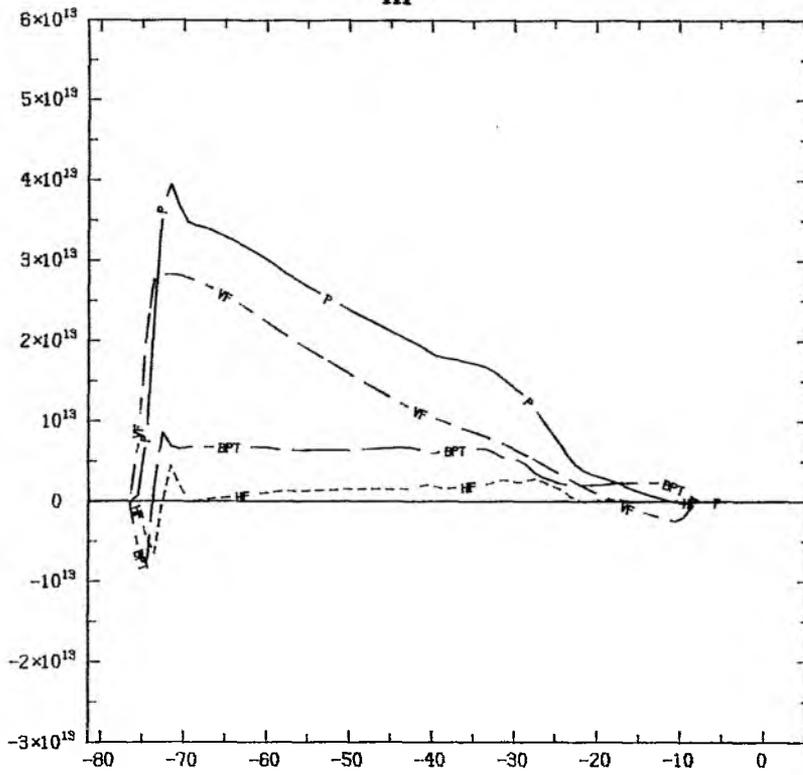


Abb. 5.13 g: EXP entlang 35°N.

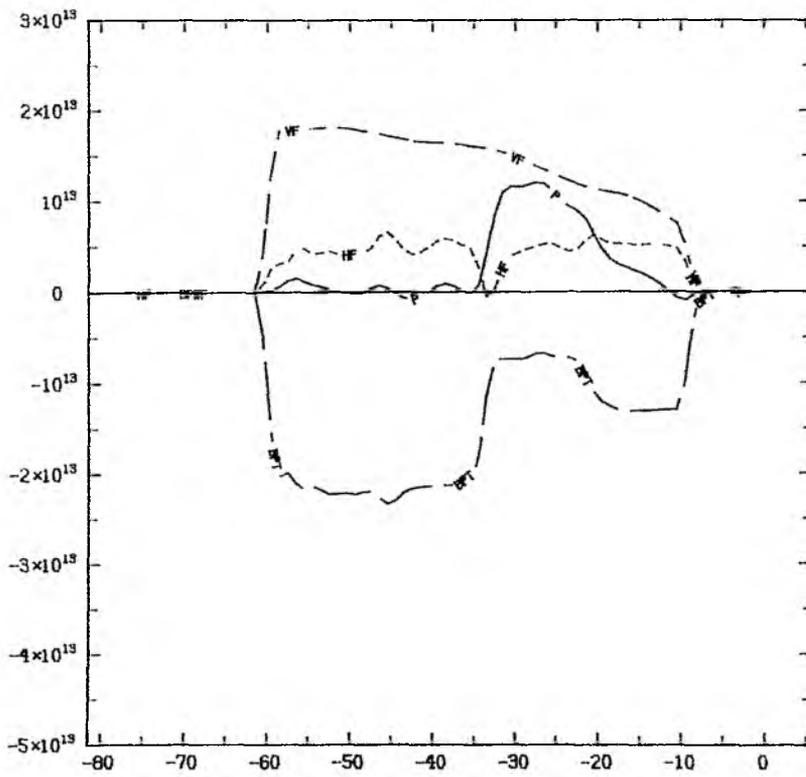


Abb.5.13 h:EXP entlang 45°N.

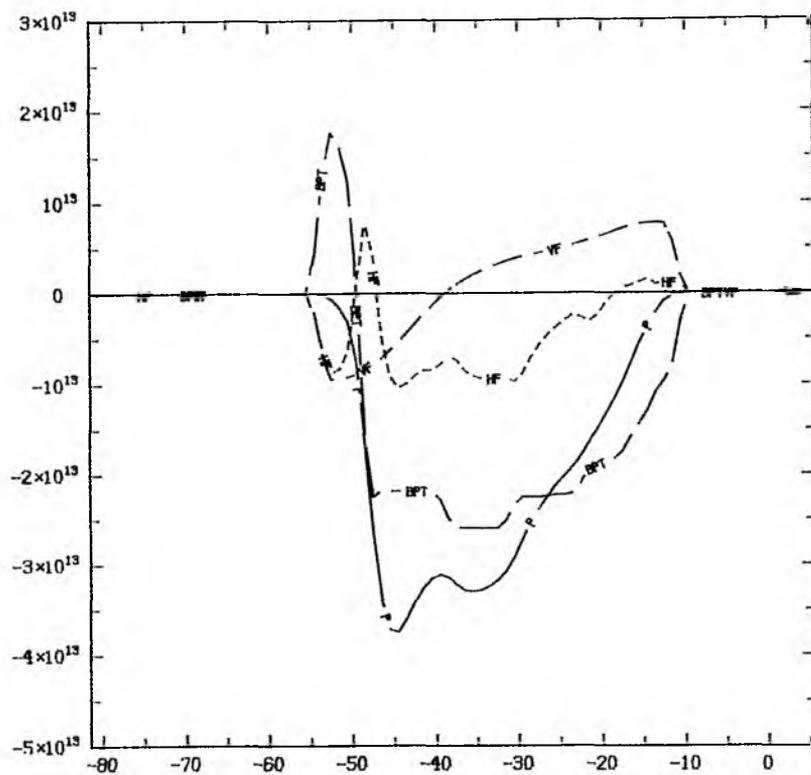


Abb. 5.13 i : EXP entlang 55°N.

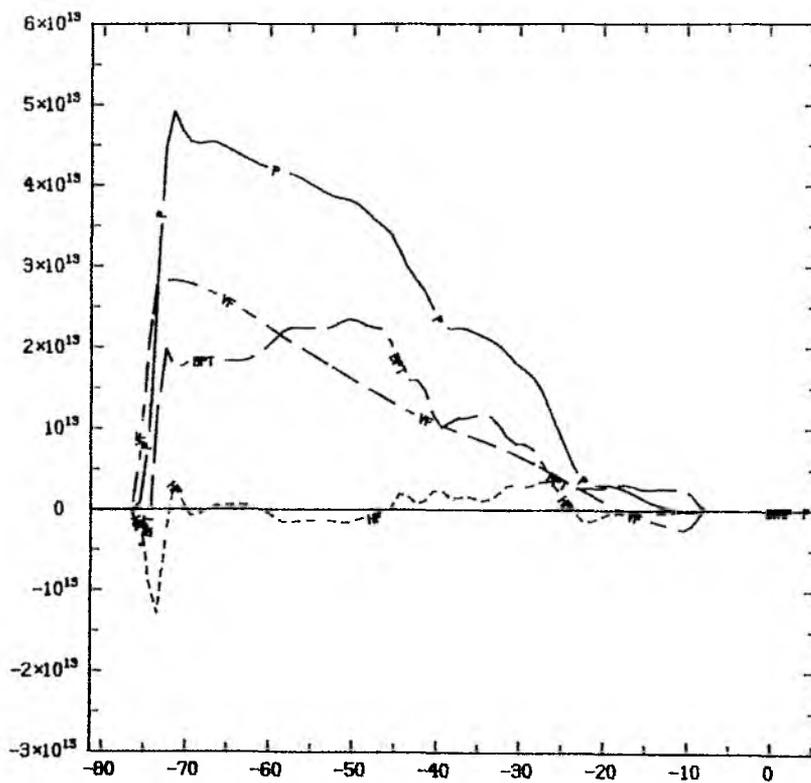


Abb. 5.13 j: ISO entlang 35°N.

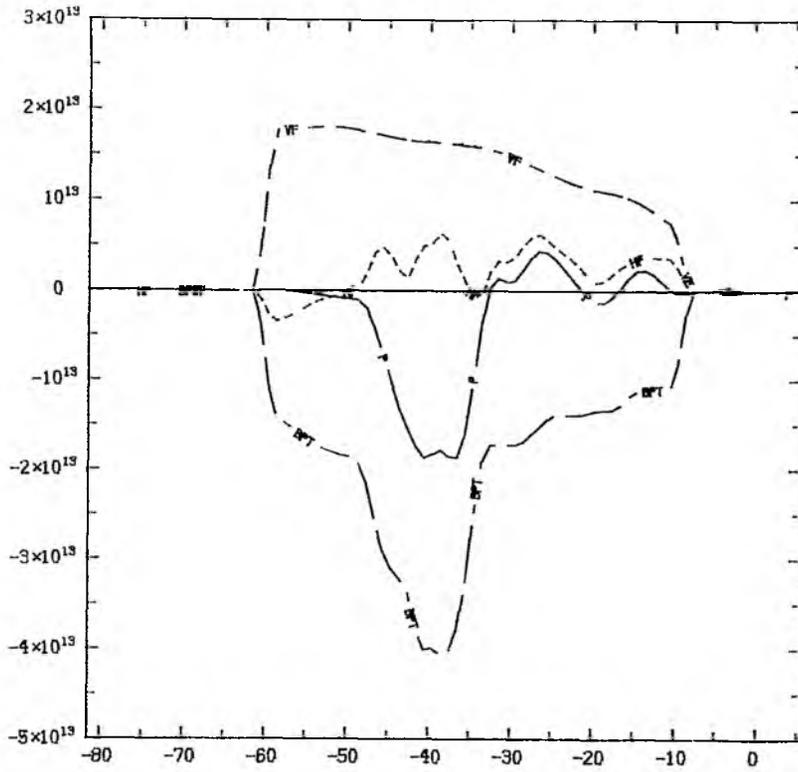


Abb. 5.13k: ISO entlang 45°N.

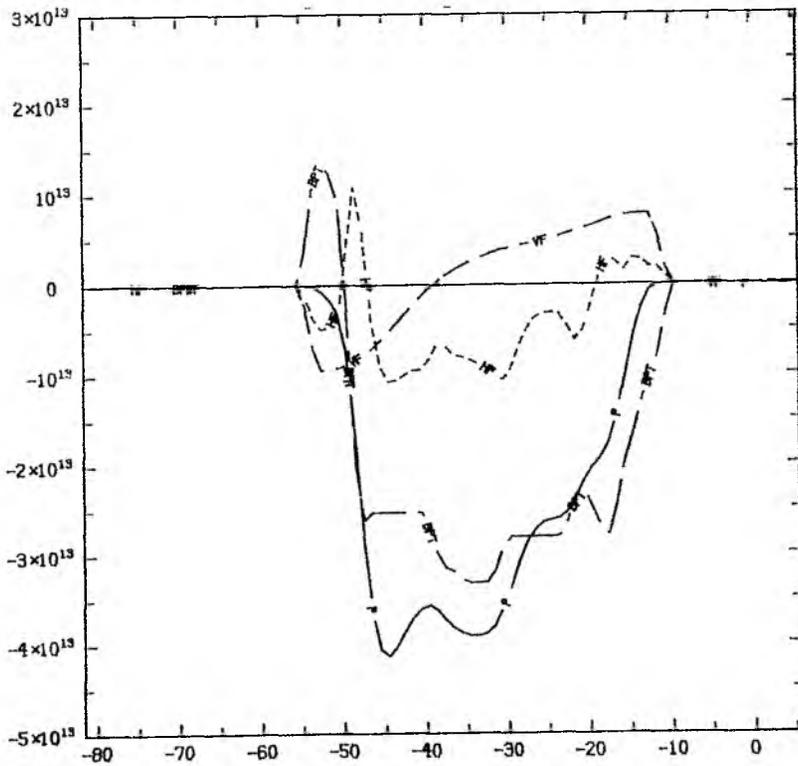


Abb.5.13l: ISO entlang 55°N.

zusammen mit der Reduktion der Stromfunktion weiter östlich, die oben angesprochene zyklonale Stromschleife im Neufundlandbecken, die nach den Ergebnissen von 5.4 mit der Zirkulation des Labradorsee-Wassers verbunden ist. Die Trennungslinie zwischen subtropischen und subarktischen Wirbel verläuft in ISO und UPS im wesentlichen südlich von 45N, so daß kein Netto-transport aus dem subtropischen Bereich (definitionsgemäß $\psi > 0$) heraus zu finden ist. Der Einstrom in den oberen Schichten wird durch einen tiefen südwärtigen Transport darunter kompensiert.

Dagegen spielt in EXP und CONST das Vordringen aus dem subarktischen über 45°N nach Süden keine Rolle. Westlich von 35°W in EXP und schon unmittelbar östlich der Neufundlandbank in CONST ist ein Nettotransport von über 10 Sv aus dem subtropischen Wirbel nach Norden zu sehen, der westlich von 25°W über einem großen Längensbereich nach Süden zurückgeführt wird. Die Rolle des Bodendruckterms deutet darauf hin, daß der Transport durch tiefe Strömungen bestimmt ist.

Weiter nach Norden, ins Zentrum des subarktischen Wirbels, wächst die Bedeutung des Bodendruckterms weiter an. Der Windanteil beträgt maximal 17 Sv, während der Gesamttransport nahe 40 Sv und in ISO über 40 Sv beträgt. Dies ist konsistent mit dem oben schon festgestellten barotropen Charakter der Zirkulation in weiter Teilen des subarktischen Wirbels. Wegen der

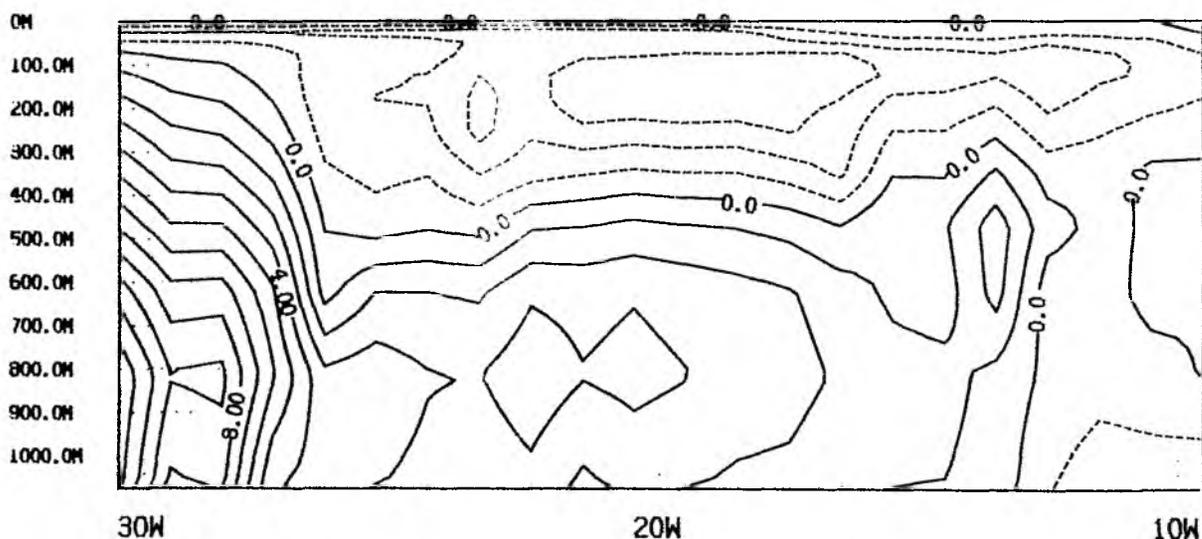


Abb. 5.14: Stromfunktion des meridional integrierten Massentransports in EXP. Zahlenangaben in Sv, Linienabstand 1 Sv.

schwache Schichtung kann keine Kompensation des Oberflächendrucks durch den hydrostatischen Druck stattfinden. Die Dominanz des Bodendruckterms ist allen Modellen und dem diagnostischen Fall gemeinsam, es bestehen sogar weitgehend ähnliche Strukturen in diesem Anteil des Transports. Darüber hinaus ist der Verlauf der Stromfunktion in allen Modellen bemerkenswert ähnlich. Unterschiede im Bodendruckterm werden durch entgegengesetzte Unterschiede im Reibungsterm kompensiert. Der Reibungsterm geht ebenso wie 10^0 weiter südlich als Term nullter Ordnung in die Vorticitybalance ein.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Vorticitybalance des externen Modes südlich der Azoren (hier nicht gezeigt) im wesentlichen in der klassischen Sverdrupbalance besteht. Dies gilt unmittelbar nördlich des Azorenplateaus auch noch für EXP und CONST, während die tiefer reichenden Strömungen entlang des MAR in UPS und ISO (sowie FCT) mit einem verstärkend wirkenden Bodendruckterm verbunden sind. Die Bedeutung des Bodendruckterms im Verhältnis zum Windantrieb wächst in allen Modellen nach Norden hin an, bis der Bodendruckterm im Inneren des subarktischen Wirbels die Balance dominiert. Unterschiede zwischen den Modellen sind hier unerheblich. Ein im Verhältnis zum thermohalinen Antrieb dominierender Windantrieb, wie er in 5.5 für den subarktischen Wirbel vermutet wurde, ist angesichts dieser Dominanz des Bodendruckterms fraglich, da die tiefen Strömungen ihre Ursache im Übergang von ursprünglich subtropischen Wassermassen in die Kaltwassersäure und damit in einem thermohalinen Vorgang haben. Es erscheint möglich, daß das Modell in hohen Breiten sensitiv auf die numerische Behandlung des externen Modes, insbesondere auf die Behandlung der Wechselwirkung mit der Bodentopographie, reagiert.

Ein Effekt der numerischen Behandlung ist auf jeden Fall in der mit der geographischen Breite zunehmenden Bedeutung des Reibungsterms zu sehen. Sie nimmt als Konsequenz der durch die bessere zonale Auflösung schrumpfenen Horizontalskala der Strömungen nach Norden hin zu. Die auch außerhalb von Randschichten mit dem Windantrieb vergleichbare Größe des Reibungsterms ist ein unerwünschter Effekt, der durch eine Reduktion des Austauschkoeffizienten A_{HM} nur dann ohne Erzeugung von numerischem Rauschen zu beseitigen ist, wenn gleichzeitig mit der aufgrund der Meridiankonvergenz verbesserten zonalen Auflösung auch die meridionale Gitterdistanz verkleinert wird.

Direkte Effekte der unterschiedlichen Dichtediffusion sind im Bodendruckterm nicht festzustellen, die schon in 5.4 besprochenen Unterschiede der mittleren und tiefen Zirkulation finden aber auch in der Vorticitybilanz ihren Niederschlag.

6. Isopykner und diapykner Volumentransport

Die Betrachtung des zonal integrierten Massentransports als Funktion der potentiellen Dichte eröffnet die Diskussion der Zirkulation in einzelnen Dichteschichten und der dabei auftretenden Wassermassentransformationen. Größere Aufmerksamkeit wird im folgenden der Kommunikation von Dichteschichten mit der Deckschicht gewidmet.

6.1 Meridionaler Volumentransport

Diapykne Diffusion, worunter hier auch die Vermischung durch Vertikalkonvektion und die Effekte der nichtlinearen Zustandsgleichung gezählt werden sollen, muß im stationären Zustand durch advective Prozesse ausgeglichen werden. Andersherum ausgedrückt sind diabatische Prozesse notwendig, um Advektion von Dichte zu ermöglichen. Advectiver Transport mit einer Komponente parallel zum Dichtegradienten kommt im obersten Niveau des Modells außer durch die genannten Prozesse auch durch den Auftriebsfluß zustande.

Der advective Transport über Dichteflächen gibt ein Maß für die Bedeutung der diapyknen Diffusion für die Zirkulation. Direkte Auskünfte über den Massenfluß durch eine bestimmte Dichtefläche gibt die Stromfunktion des zonal integrierten Massentransports als Funktion der potentiellen Dichte. Die Stromfunktion ist durch

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = - \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \rho_{\sigma} v \left(\frac{\partial \sigma}{\partial z} \right)^{-1} \cos \varphi \, d\lambda \quad (6.1)$$

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \rho_{\sigma} v \left(\frac{\partial \sigma}{\partial z} \right)^{-1} (v a^{-1} \sigma_{\varphi} + w) \cos \varphi \, d\lambda \quad (6.2)$$

definiert (BRYAN und SARMIENTO, 1985).

In Abb.6.1 ist Φ für UPS, EXP und ISO wiedergegeben. Aus der südlichen Randzone erfolgt ein gebündelter Ausstrom bei einer potentiellen Dichte von $\sigma_{\theta} = 23$, die bis 12°N auf 23.5 anwächst. Nördlich von 12°N fächert der Transport bei seinem Weg nach Norden über einen größeren Dichtebereich auf. Der Gesamttransport ist auf komplizierte Art und Weise aus sich im zonalen Integral zum Teil oder vollständig kompensierenden Beiträgen aufgebaut. Eine gewisse Orientierung verschafft Abb.6.2, in der Vektoren für den über die Deckschichttiefe integrierten Transport zusammen mit der Oberflächendichte

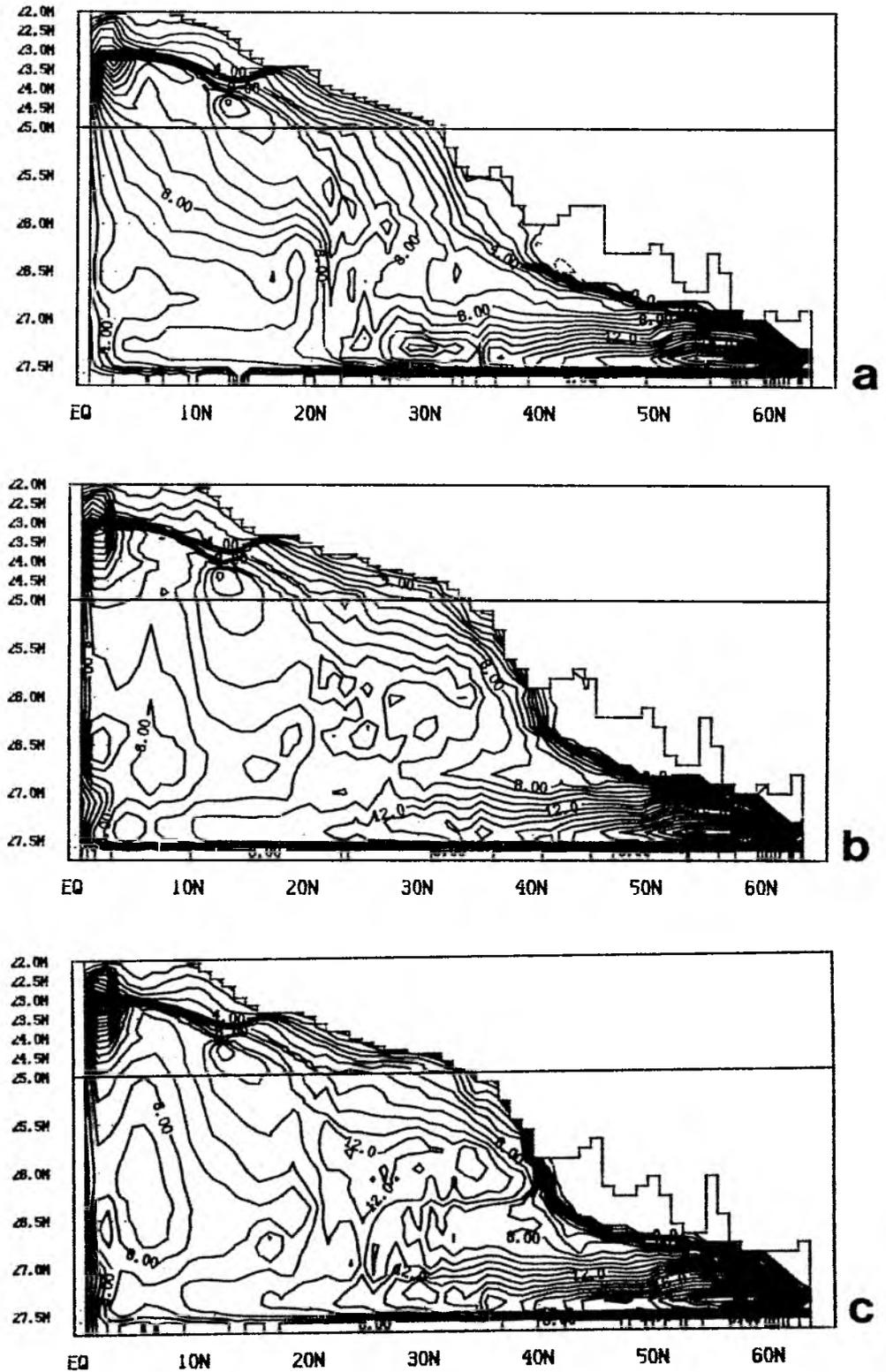


Abb.6.1 Stromfunktion des zonal integrierten Massentransports als Funktion der potentiellen Dichte und der Breite. a) UPS, b) EXP, c) ISO. Zahlenangaben in Sv, Linienabstand 1 Sv.

dargestellt sind. Als weitere Hilfsmittel werden die Dicke der Deckschicht (Abb.6.3) und die Verteilung des (negativen) Auftriebsflusses (Abb.6.4),

$$B = A_{\text{VH}} \sigma_z(z=0) = \rho_0^{-1} [\sigma_\theta Q / c_p + \sigma_S S_o (E - P)] \quad (6.3),$$

für die Diskussion verwendet (positive Werte von B bedeuten einen Dichtezuwachs der oberen Schicht, negative Werte eine Dichtereduktion).

Aus der Randzone heraus wird Wasser in einem Randstrom längs der Süd-amerikanischen Küste und durch den über die gesamte Breite des Beckens verteilten polwärtigen Ekmantransport geführt. Der Randstrom durchläuft die Karibik, wobei die Dichte der mitgeführten Wassermassen durch Frischwasserzufuhr und Erwärmung erniedrigt wird, und mündet bei 20°N in den westlichen Randstrom. Der nordwärtige Ekmantransport bringt innerhalb des äquatorialen Bereichs aufgeheiztes Wasser nach Norden, wo es die Wärme zum Teil wieder abgibt. Im östlichen Teil ist an der Oberfläche eine starke Dichtezunahme nach Norden hin festzustellen. Die unterschiedlichen Verhältnisse im Randstrom und für den Ekmantransport führen zur Auffächerung der Stromlinien in ein größeres Dichteintervall nördlich von 10°N.

Auch auf dem weiteren Weg nach Norden spielt die Deckschicht für die Wassermassentransformation die entscheidende Rolle. Nördlich von 20°N erhöht sich in ihr die Dichte langsam von 23.5 auf etwas über 25 bei 35°N. Die Zunahme der Dichte ist jedoch geringer als es der Zunahme der Referenzdichte gemäß (3.21a/b) in diesem Bereich entspricht. Die Konkurrenz von Advektion und Oberflächenfluß geht hier zugunsten der Advektion von Dichte aus, die Zeitskala für die Anpassung an die Referenzdichte ist größer als die advective Zeitskala. Die höheren Stromgeschwindigkeiten in ISO schlagen sich in der etwas geringeren Neigung der Stromlinien nieder. Besonders deutlich wird die Konkurrenz von Advektion und Oberflächenterm jedoch im Vergleich zum UPS-Experiment. Die Stromlinien, die zum Deckschichttransport gehören, verlaufen dort infolge der im Vergleich zur Anpassungszeitskala großen advectiven Zeitskala steiler als in EXP und ISO. Zwischen 12 und 30°N ändert sich die Dichte entlang einer Stromlinie in UPS von 23.5 auf 26.

Um 40°N herum findet in EXP und ISO eine rapide Zunahme der Dichte als Folge der starken Wärmeverluste und der Verdunstung im westlichen Randstrom statt. In UPS fehlt diese Dichtezunahme, sie ist wie oben beschrieben schon weiter südlich erfolgt. In EXP und ISO kommt hinzu, daß der Randstrom bei 40°N die Küste verläßt und über eine große Strecke weitgehend zonal verläuft, so daß sich der Effekt des Auftriebsverlustes über einen großen

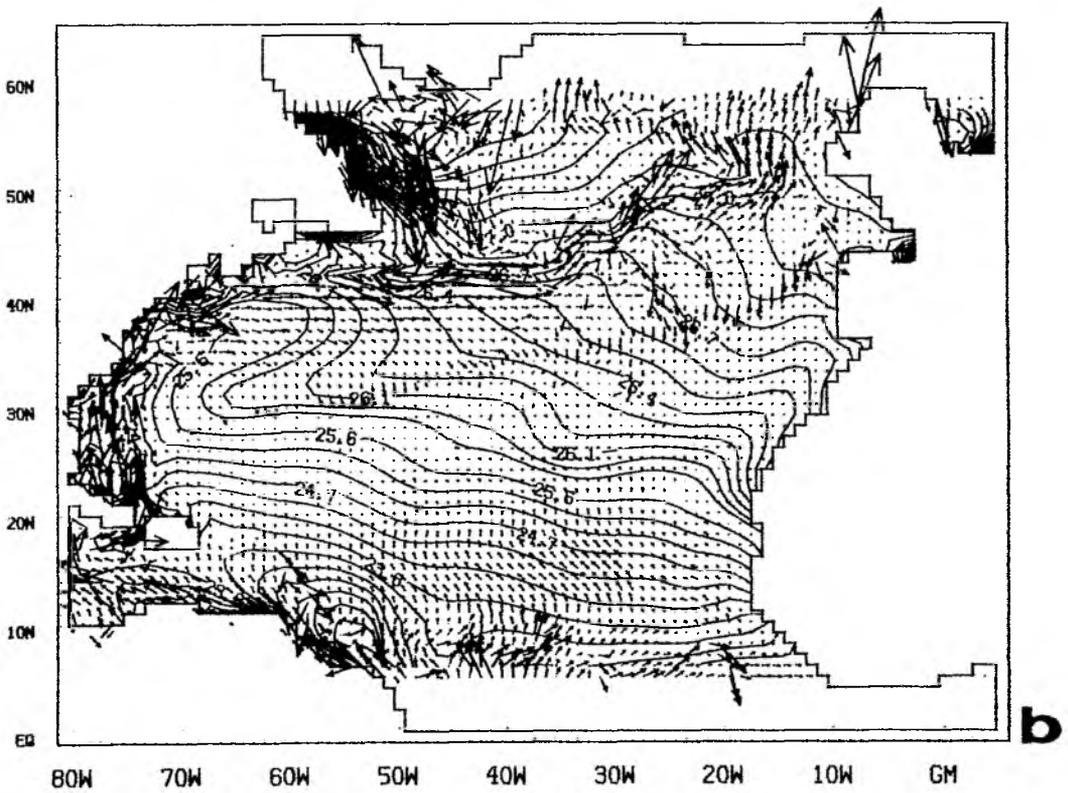
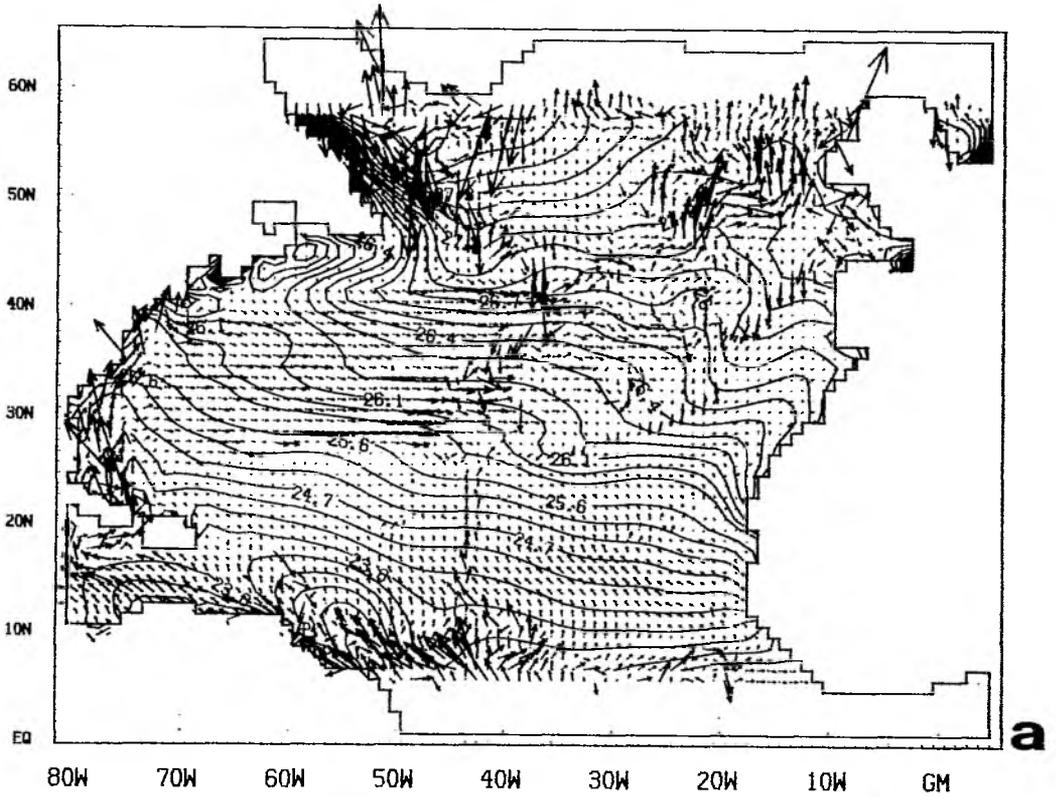


Abb.6.2. Transportvektoren in der Deckschicht, a) UPS, b) EXP, c) ISO. Jeder Pfeil repräsentiert einen Volumentransport in der jeweiligen Gitterzelle, 1cm Pfeillänge entspricht 2.5 Sv.

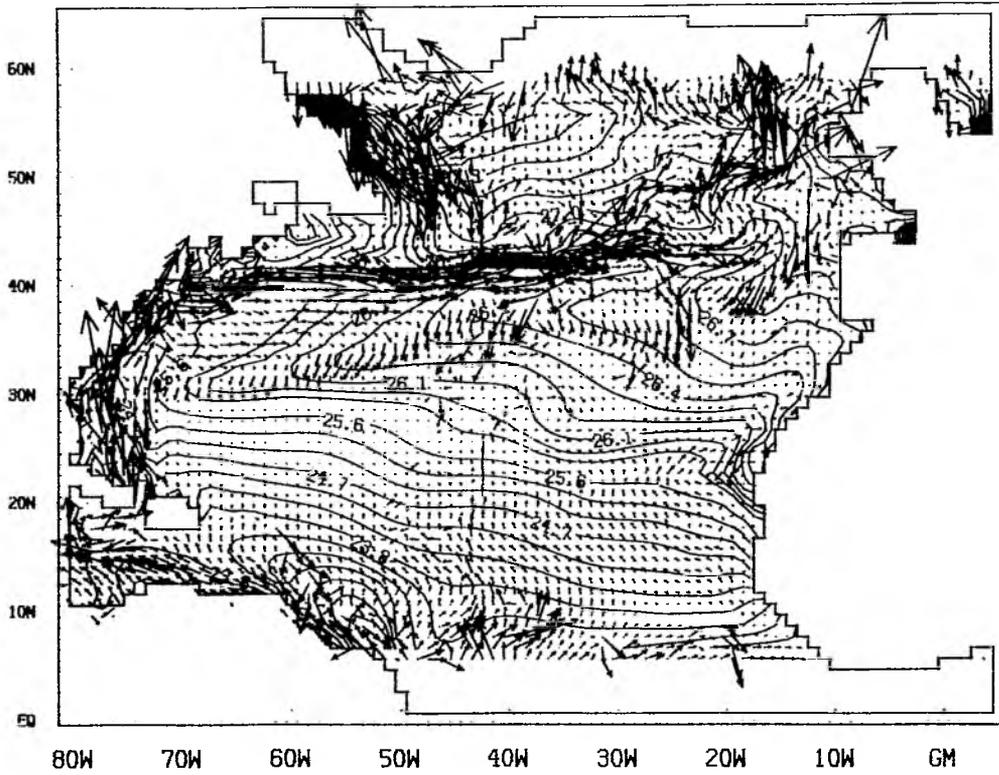


Abb. 6.2c.

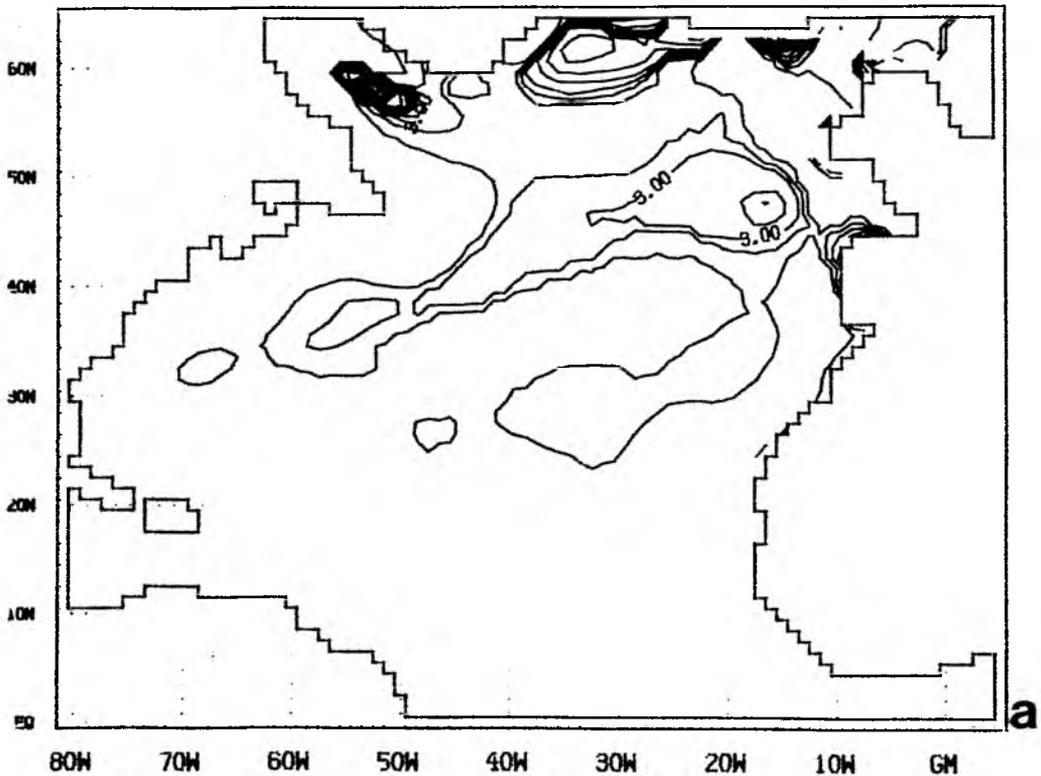


Abb.6.3. Deckschichttiefe für a) REF, b) UPS, c)EXP, d)ISO. Es wurde ein Dichtekriterium von $\Delta\sigma=0.05$ verwendet. Zahlenangaben in 100m, Linienabstand 100m.

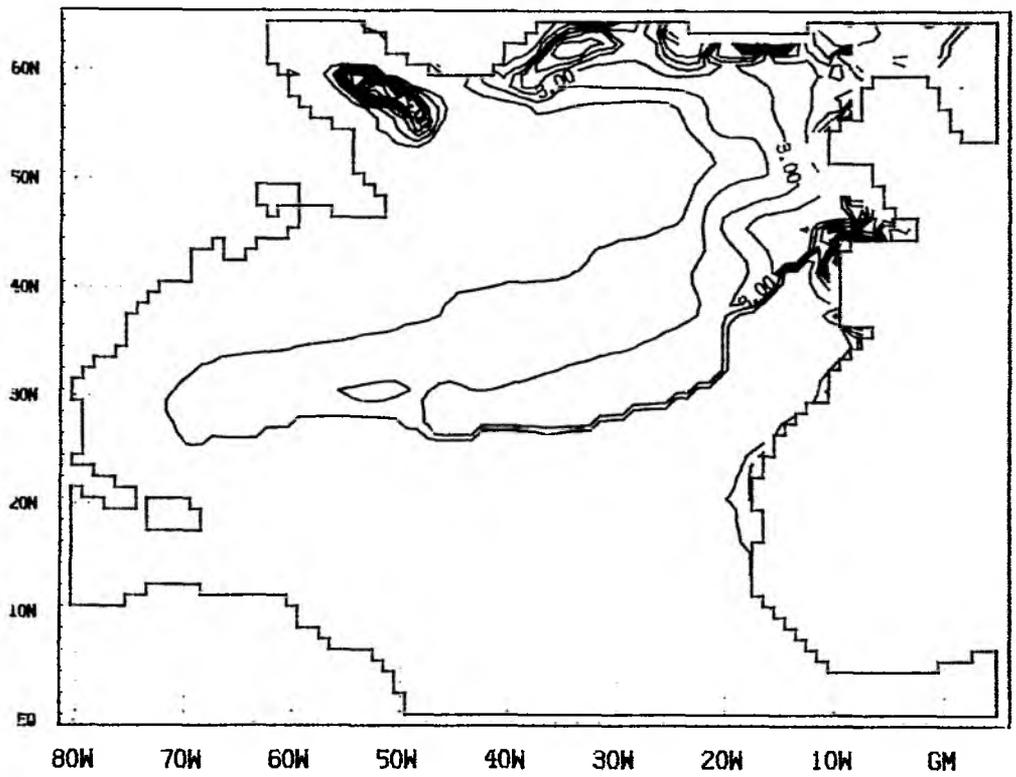


Abb.6.3b.

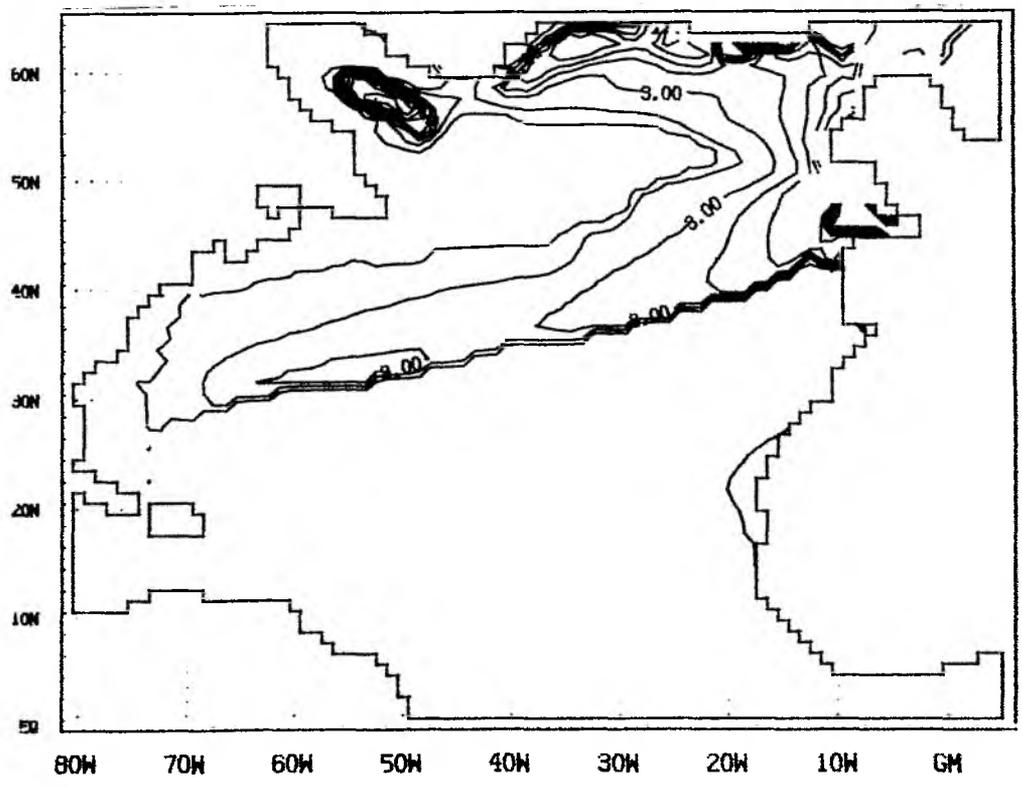


Abb.6.3c.

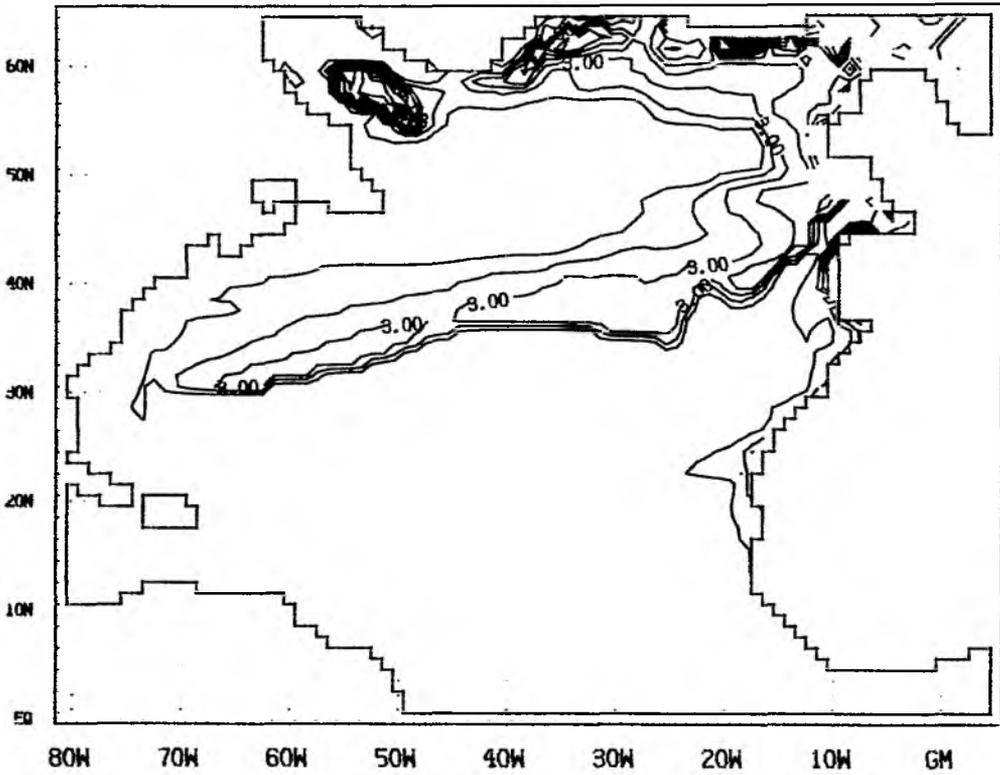


Abb.6.3d.

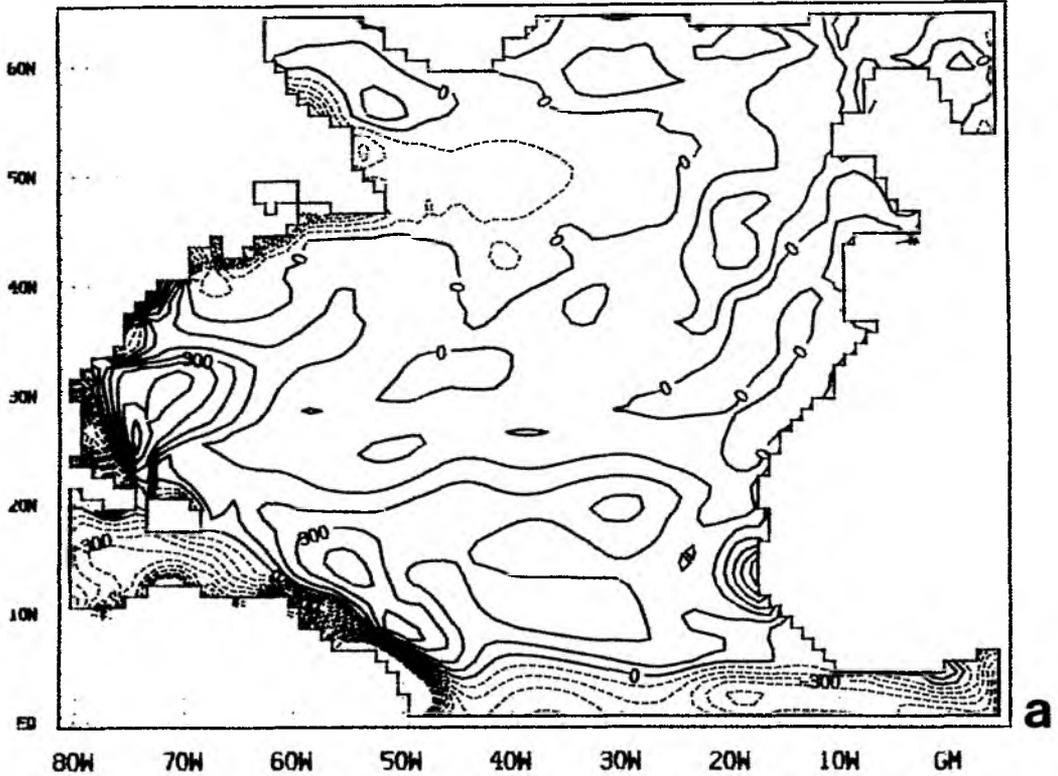


Abb.6.4. Auftriebsfluß B durch die Oberfläche in a) UPS, b) EXP c) ISO. Zahlenangaben in $10^{-6} \text{kgm}^{-2} \text{s}^{-1}$, Linienabstand $10^{-6} \text{kgm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

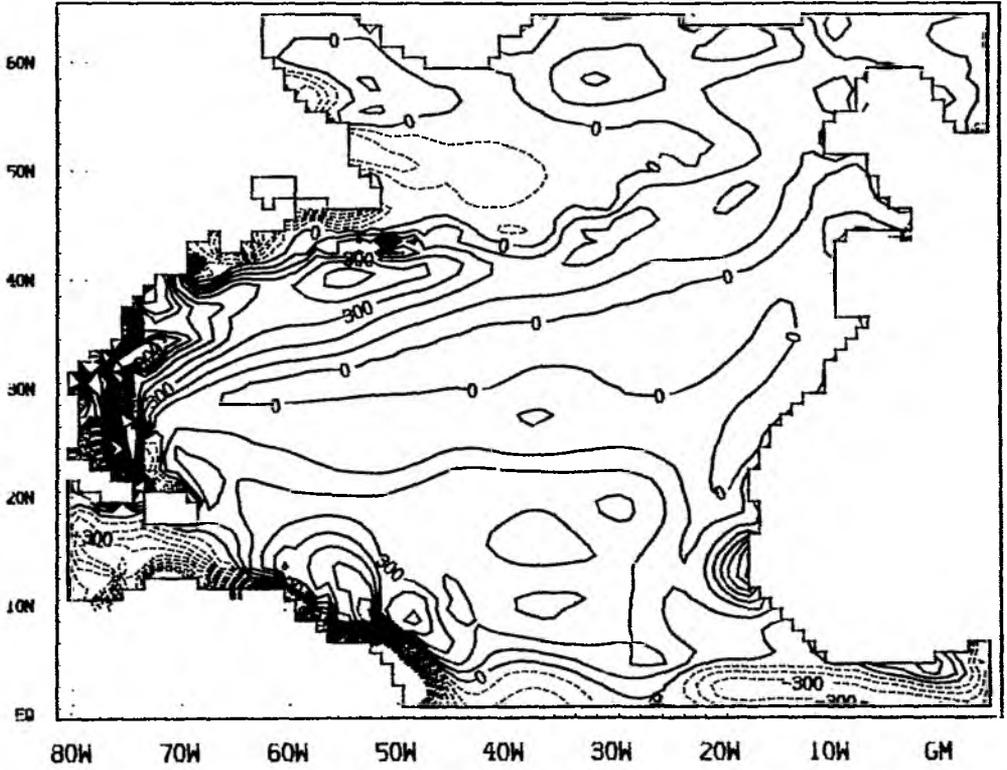


Abb.6.4b.

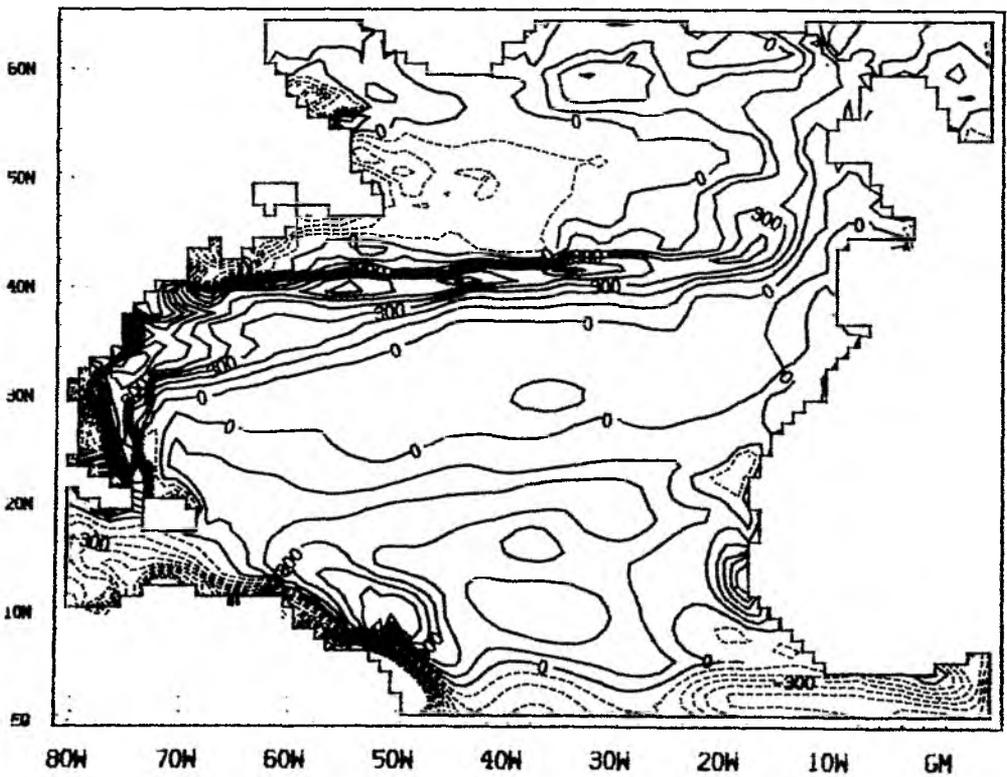


Abb.6.4c.

Bereich aufaddiert. Beherrschendes Element in der Verteilung des Auftriebsflusses ist die Dichtezunahme im Randstrom nördlich von 20°N , die sich in die des Nordatlantischen Stroms fortsetzt. In ISO reicht diese Zone südlich von 40°N bis 20°W und läßt sich entlang des zyklonalen Zirkulationsweges im subarktischen Wirbel bis zur Ostküste Grönlands verfolgen. In EXP nehmen die Dichtegewinne schon westlich von 40°W deutlich ab. Dies erklärt die in ISO auf einen vergleichsweise sehr schmalen Breitenbereich konzentrierte Wassermassentransformation von Dichten um 25.5 auf Dichten größer 26.5.

Weiterhin ist in beiden Experimenten bei 40°N eine Aufspaltung des Transports in den weiter nach Norden verlaufenden Teil und einen nach Süden zurückführenden Anteil zu beobachten. Der nach Süden führende Transport erfolgt in ISO zwischen 40 und 30°N entlang $\sigma_{\theta} \approx 26.3$ fast isopyknisch, bevor zwischen 25 und 30°N eine Transformation auf Dichten größer 26.8 stattfindet. In EXP ist diese Transformation auf einen größeren Breitenbereich gleichmäßig verteilt. In der Karte der Deckschichttransporte (Abb.6.2) fällt in diesem Breitenbereich ein Band von relativ großen vorwiegend südwärtigen Transporten auf. Es folgt der Begrenzungslinie der tiefen Deckschicht, die in beiden Experimenten von 30°N nahe dem Westrand nach 40°N an der Ostküste verläuft (Abb.6.3). Die Position der Begrenzungslinie ist wesentlich durch den Ekmantransport mitbestimmt. Die zonale Komponente der Windschubspannung und damit der meridionale Ekmantransport wechselt längs einer zwischen 30°N im Westen und 35°N im Osten verlaufenden Linie das Vorzeichen. Der oberflächennahe südwärtige Transport von relativ warmem Wasser nördlich dieser Linie bedingt Wärmeverluste durch die Oberfläche und verursacht zusammen mit der nach unten gerichteten Ekmanengeschwindigkeit die Vertiefung der Deckschicht. Entlang der Linie ändert der Auftriebsfluß sein Vorzeichen, die Dichtereduktion südlich der Linie läßt eine flache Deckschicht entstehen. Modifikationen dieses Grundmusters aufgrund des geostrophischen Strömungsfeldes lassen sich an den Unterschieden der Verteilungen in EXP und ISO ablesen. Sie ändern aber nichts an der großräumigen Struktur, die durch den äußeren Antrieb aufgeprägt wird. Die Zunahme des südwärtigen Transports nördlich der Deckschichtbegrenzung ist dadurch zu erklären, daß bei zunehmender Deckschichttiefe ein immer größer Teil des Sverdruptransports innerhalb der Deckschicht erfolgt und somit in Abb.6.2 erfaßt wird.

Der südwärtige Transport verläßt an der Begrenzungslinie die Deckschicht und wird in vom Oberflächenfluß isolierten Dichteschichten weitergeführt. Die Transporte innerhalb von abgetauchten Dichteschichten und die dabei auftretenden Wassermassentransformationen werden im dritten Abschnitt des Kapitels behandelt. Es sei aber schon hier darauf hingewiesen, daß die Begrenzungslinie von Westen nach Osten durch ein Gebiet zunehmender Deckschichtdichte

verläuft. Der Transport geht daher von der Deckschicht nach Osten hin in zunehmend tiefer liegende Dichteschichten über. Dies ist konsistent mit Beobachtungen der Bildung und Ausbreitung von "mode"-Wassern im östlichen Nordatlantik, wie sie von McCARTNEY (1982) beschrieben werden.

Bemerkenswert ist weiterhin, daß die Begrenzungslinie einen von Westen nach Osten hin größer werdenden Winkel zu einzelnen Dichtelinien einnimmt. Der Übergang von der Deckschicht in abgetauchte Dichteschichten erfolgt im Westen auf relativ großen Teilstücken, im Osten in stark lokalisierten Bereichen.

Der oben besprochene südwärtige Volumentransport vereinigt sich im höheren Dichteniveau wieder mit dem nordwärtigen Transport der Deckschicht und mündet nördlich von 45°N in eine intensive antizyklonale Zelle (Abb.6.1). Fast der gesamte diapycne Transport von etwa 24 Sv wird in der nördlichen Randzone abgewickelt. Die Wassermassentransformation im subarktischen Bereich findet also im Modell im wesentlichen durch den 'restoring'-Term und weniger durch Oberflächenflüsse statt.

Gegenüber REF (hier nicht gezeigt) ist eine Verschiebung des Zentrums dieser Zelle nach Norden und eine Aufspreizung des Dichteintervalls beim Einstrom festzustellen. Die Beteiligung relativ niedriger Dichten am Einstrom mag dafür verantwortlich sein, daß sich die Wassertransformation im wesentlichen auf die Randzone beschränkt und nicht in einer mehr kontinuierlichen Form schon nördlich von 50°N beginnt. Die Ursache für den Einstrom von Wasserkörpern mit niedriger Dichte ist in der Süd- und Ostverlagerung des Stromsystems zu sehen. Der Nordatlantische Strom nimmt eine südlichere Bahn als beobachtet und schwenkt erst weit im Osten nach Norden. Die Referenztemperaturen für die Anpassung der Modelltemperaturen an die Oberflächenwerte sind im Osten höher als im Westen. Der Einstrom erfolgt daher mit relativ hohen Temperaturen und niedrigen Dichten.

Die tiefe antizyklonale Zelle erstreckt sich über die gesamte meridionale Ausdehnung des Beckens. Sie transportiert etwa 10 Sv Tiefenwasser bis in die südliche Randzone. Die übrigen 14 Sv rezirkulieren im Dichtebereich >26.8 . Davon werden etwa 5 Sv noch nördlich von 40°N wieder in einen höheren Dichtehorizont gehoben und in den nordwärtigen Transport einbezogen. Dies ist ein Vorgang, der sich in der Deckschicht abspielt, er wird in 6.2 näher besprochen.

Die Rolle der diapycnen Vermischung läßt sich an der Transformation des Tiefenwassers auf seinem weiteren Weg nach Süden ablesen. Bis in die südliche Randzone werden in UPS 5 Sv, in ISO 8 Sv, in EXP 9 und im FCT-Experiment,

in dem $A_{HV} = 0$ vorgeschrieben ist, 10 Sv transportiert. Die Produktion von Tiefenwasser in der nördlichen Randzone ist dagegen in allen Experimenten fast gleich. Die hier geringfügig erscheinenden Unterschiede sind in langfristigen Simulationen von entscheidender Bedeutung, z.B. für die Struktur der permanenten Sprungschicht, wie vergleichbare Experimente mit einem 2° -Modell der atlantischen Zirkulation gezeigt haben (GERDES et al., 1988). ISO ist in dieser Beziehung diffusiver als EXP, weil zu der expliziten vertikalen Vermischung, die mit gleichen Austauschkoeffizienten parametrisiert ist, die implizite Diffusion des FCT-Schemas kommt. Wie in Kapitel 3 gezeigt, ist die implizite vertikale Diffusion in größeren Tiefen nicht notwendigerweise klein gegen die explizite Vermischung. Diapykne Vermischung durch horizontale Diffusion in EXP ist wegen der geringen Neigung der Dichteflächen in größeren Tiefen dagegen nicht zu erwarten.

Es soll hier nicht weiter versucht werden, die einzelnen Transportwege eingehender zu beschreiben. Generell läßt sich feststellen, daß außerhalb begrenzter Regionen wie der Deckschicht, des Randstroms, der Randzonen am nördlichen und südlichen Rand und des Aufstiegs des Tiefenwassers der Transport weitgehend isopyknisch erfolgt. Der isopykne Charakter der Transporte unterscheidet sich graduell, qualitative Unterschiede sind jedoch nicht festzustellen. Es ist im allgemeinen nicht der Fall, daß EXP die größeren diapynen Transporte aufweist, wie man es aufgrund der zusätzlichen diapynen Diffusion durch horizontale Vermischung erwarten könnte. Eine dieser den Erwartungen entsprechende Tendenz ist am ehesten beim Transport von 40 nach 30°N entlang $\sigma_{\theta} \approx 26.3$ festzustellen, d.h. beim Übergang von der Deckschicht in abgetauchte Dichteflächen. Die dort auftretenden diapynen Geschwindigkeiten werden im Abschnitt 4 dieses Kapitels näher behandelt.

6.2 Kommunikation zwischen den Wirbeln innerhalb der Deckschicht

Ein wesentlicher Anteil der diapynen Transporte findet wie oben angedeutet in der durchmischten Deckschicht statt und ist nicht durch Diffusion, sondern durch das Zusammenwirken von Oberflächenfluß und Vertikalkonvektion bedingt. Von besonderer Bedeutung scheinen angesichts der Wassermassentransformation um 40°N die Vorgänge innerhalb der Deckschicht im Übergangsbereich zwischen subtropischem und subarktischem Wirbel zu sein.

Die Deckschichttiefen (Abb.6.3) stimmen in groben Zügen mit jenen überein, die sich aus dem Ausgangsdatensatz ergeben. Es ist eine leichte Südverlagerung des Gebietes großer Tiefen im Inneren des subtropischen Wirbels zu erkennen. Das Maximum der Deckschichttiefe ist im Westeuropäischen Becken weiter im Osten und Süden zu finden. Nördlich

davon sind die Modelltiefen größer als beobachtet, während der Bereich größter Konvektionstiefen in den Experimenten weiter an den Nordrand gedrängt ist. Auffälliges Merkmal der Modellergebnisse im Inneren des subtropischen Wirbels ist der abrupte Wechsel von großen Konvektionstiefen zu Deckschichttiefen, die nur die oberste Gitterbox umfassen. Die größten Differenzen zwischen Ausgangsdaten und EXP bzw. ISO bestehen aber im östlichen Neufundlandbecken, wo die Modelle viel zu kleine Tiefen angeben. Im Gegensatz zu den Unterschieden südlich von 30° N ist dies nicht allein durch das Fehlen eines expliziten Deckschicht-Modells zu erklären. Vielmehr erfährt der Modell-ozean in diesem Gebiet eine Dichtereduktion durch den Auftriebsfluß, die für statische Stabilität und damit geringe effektive vertikale Vermischung sorgt. Abschätzung des Wärmeeintrags durch Oberflächenflüsse (z.B. ISEMER und HASSE, 1987) zeigen dagegen in dieser Region einen starken Wärmeverlust des Ozeans an.

Eine ähnliche Diskrepanz zwischen gemäß (3.21a) prognostiziertem Wärmefluß und Beobachtungen hat SARMIENTO (1986) in einem Modell der atlantischen Zirkulation gefunden und auf den fehlerhaften Verlauf des Labradorstroms in das Neufundlandbecken zurückgeführt. Hier kann diese Hypothese nur teilweise bestätigt werden. Abb.6.2 zeigt vielmehr einen trotz der geringen Deckschichttiefe erheblichen südwärtigen Transport in dieser Region. Es handelt sich dabei um einen Ekmantransport infolge der starken zonalen Komponente der Windschubspannung (bis über 20N/m^2). Dieser Ekmantransport bringt Wasser mit $\sigma_{\theta} \approx 27.6$ aus der Labradorsee bis über 45°N hinaus nach Süden. Dabei wird die Dichte durch den Auftriebsfluß auf unter 27.0 abgesenkt. Dies ist der sichtbare Mechanismus für die Entstehung einer flachen Deckschicht im Neufundlandbecken und die Transformation von Wasser hoher Dichte in Wasser mit $\sigma_{\theta} = 27$, der oben bei der Diskussion der Stromfunktion $\Phi(\varphi, \sigma)$ angesprochen worden ist.

Bei einem rein advektiven Regime konkurrieren die Advektionsraten des Nordatlantischen Stroms mit der des Ekmantransports und des Labradorstroms im Norden. Die Verteilung von Dichte, Temperatur und Salzgehalt zeigen, daß der Nordatlantische Strom in ISO und EXP nicht in der Lage ist, seine Wassermassen unmittelbar östlich von Neufundland nach Norden zu verfrachten. Der in ISO intensivere Nordatlantische Strom bei gleichzeitig weiter südlich verlaufenden Isolinien machen jedoch ebenso wie der weiter nach Norden vordringende Nordatlantische Strom in CONST (bei gleichem Ekmantransport und ähnlicher Zirkulation in der Labradorsee in allen Experimenten) klar, daß keine nur von Advektionsraten beherrschte Situation vorliegen kann.

Der südwärtige Ekmantransport ist wegen der durch ihn bedingten flachen Deckschicht im Neufundlandbecken von großer Bedeutung für den Verlauf des

Nordatlantischen Stroms und die Kommunikation zwischen subtropischen und subarktischen Wirbel im Modell. Der geostrophische Transport des Nordatlantischen Stroms kann von der flachen Deckschicht des Modells nicht aufgenommen werden. Die beobachteten starken Wärmeverluste des Ozeans östlich Neufundlands besagen, daß der Einstrom von subtropischen Wassermassen in den subarktischen Wirbel im Ozean mit einer erheblichen Wassermassentransformation verbunden ist. Wärmefluß durch die Oberfläche und Vertikalkonvektion in einer über 100 m tiefen Deckschicht sorgen für die Verletzung der Dichteerhaltung, die für die Überströmung von Dichtelinien erforderlich ist.

Unterhalb der Deckschicht sind die diabatischen Prozesse, d.i. im Modell allein die diapykne Vermischung, sehr viel weniger effektiv. Offenbar reicht die diapykne Diffusion in ISO und EXP nicht aus, die Verletzung der Dichteerhaltung unterhalb der Deckschicht im erforderlichen Maße zu leisten. Der weiter nördlich verlaufende NA Stroms in CONST zeigt aber, daß die diapykne Komponente der dort - in Tiefen unterhalb der obersten wenigen 100 m - größeren horizontalen Diffusion möglicherweise von Bedeutung ist.

Daß ein Einfluß der diapyknen Diffusion auf die Lage des Nordatlantischen Stroms möglich ist, zeigt auch die Balance der Beiträge der einzelnen Prozesse zur Dichteänderung innerhalb eines Zeitschritts, die in Abb.6.5 als zonales Mittel des Bereichs 44 bis 40°W in 102m Tiefe dargestellt ist. Die Überströmung von Dichtelinien in dieser Modellebene, d.h. die Änderung der Dichte durch horizontale Advektion wird in CONST im Bereich des Nordatlantischen Stroms im wesentlichen durch Vertikalkonvektion und horizontale Diffusion ermöglicht. Die Diffusion, die am nördlichen Rand der Strömung wirkt, ist etwa so effektiv wie die Vertikalkonvektion und stellt hier insgesamt einen Term nullter Ordnung in der Dichtebalance dar. Südlich von 35°N ist im Gegensatz dazu die rein advective Balance zu erkennen, die überall im Inneren vorherrscht. Die Verhältnisse in ISO ähneln prinzipiell denen von CONST, auch hier wächst die relative Größe des Vermischungsterms weit über den Wert im Inneren an. Die Vermischung, die sowohl durch isopyknische Vermischung (als Folge der Nichtlinearität der Zustandsgleichung) als auch durch implizite Diffusion des Advektionsschemas zustande kommt, hat hier aber verglichen mit der Vertikalkonvektion einen sehr viel kleineren Effekt als in den Experimenten mit horizontaler Vermischung. Hier tritt am Nordrand zur Vertikalkonvektion die vertikale Advektion, um die Dichteänderung durch horizontale Advektion zu balancieren. Es erscheint plausibel, daß die horizontale Diffusion in ISO im Gegensatz zu CONST nicht in der Lage ist, das Stromband wesentlich nach Norden zu verschieben.

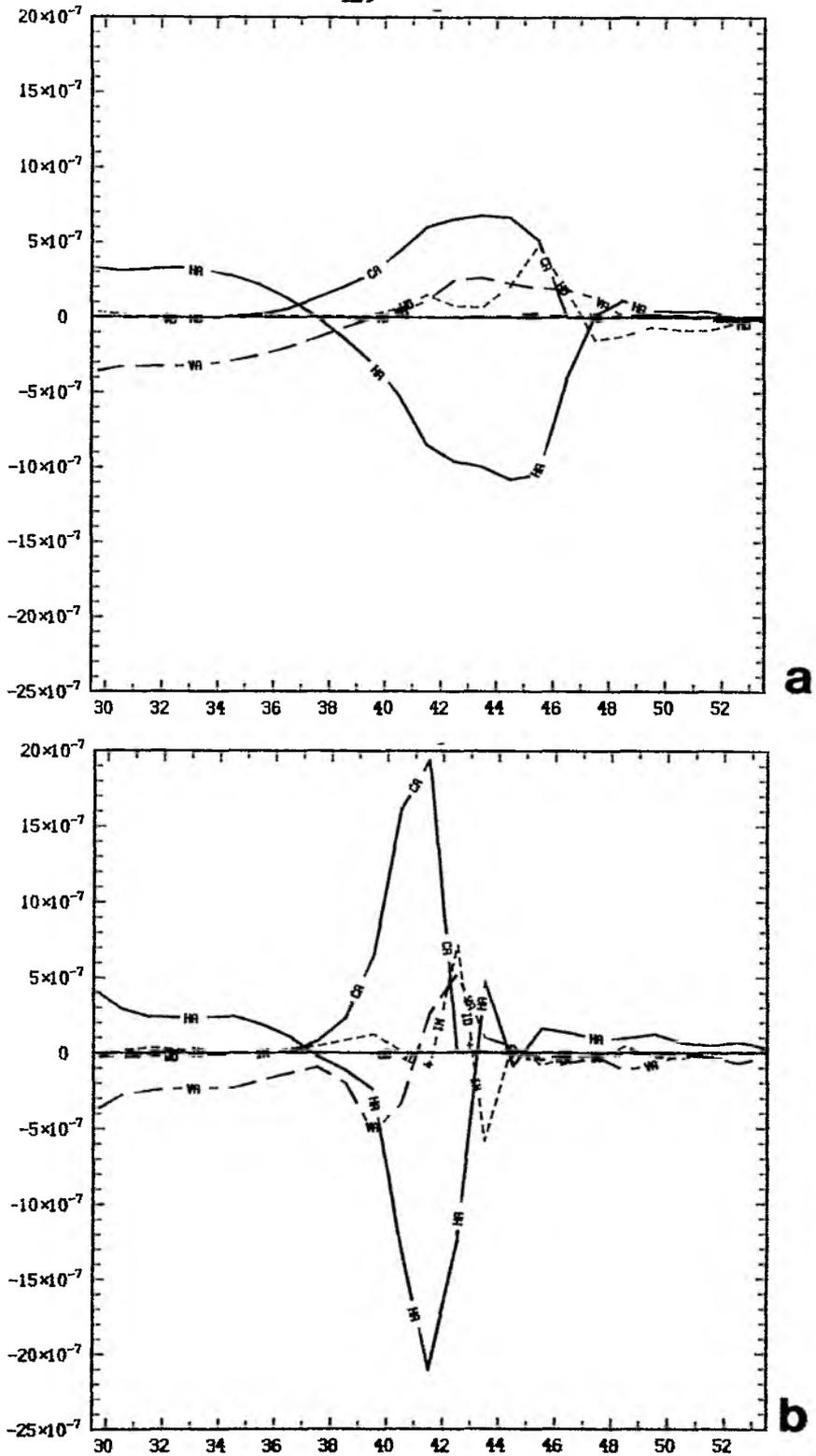


Abb. 6.5. Änderung der Dichte während eines Zeitschritts in a) CONST, b) ISO. Für den Bereich 30 bis 53°N wird ein zonales Mittel zwischen 44 und 40°W betrachtet. Prozesse: HA: horizontale, VA: vertikale Advektion, HD: horizontale, VD: vertikale Diffusion, CA: Vertikalkonvektion, ID+IM: isopycne und implizite Vermischung in ISO. Zahlenangaben in $\text{g cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Als Folge der flachen Deckschicht und der starken südwardigen Advektionsraten wird der Einstrom in den subarktischen Bereich von den Modellen weit nach Osten verlegt. Der nordwardige Transport erfolgt sowohl in EXP als auch in ISO hauptsächlich in einem Stromzweig nahe 20°W . Neben der Akkumulation von verfügbarer potentieller Energie im Nordatlantischen Strom und der Intensität der Zirkulation in der westlichen Labradorsee erscheinen die Vorgänge in der Deckschicht als mitentscheidend für die Struktur des Strömungssystems der Modelle im nördlichen Nordatlantik.

6.3 Transporte in einzelnen Dichteschichten

Der über verschiedene Dichteschichten vertikal integrierte Transport ist in Abb.6.6 zusammen mit der Dicke der einzelnen Schichten für EXP dargestellt. Es ist nur der Bereich berücksichtigt, in dem beide begrenzenden Dichteflächen im Inneren liegen, d.h. kein Kontakt zur Oberfläche besteht. In den oberen Schichten ist fast der gesamte Transport auf den westlichen Randstrom, seine ostwardige Fortsetzung und ein Stromband konzentriert, das sich der östlichen Rezirkulation und dem Nordäquatorialstrom zuordnen läßt. Es gibt keine geschlossene Zirkulation innerhalb der Schicht, der Randstrom bzw. der Nordatlantische Strom mündet in die tiefe Deckschicht, das östliche Stromband nimmt dort seinen Ausgang. Das Innere des Wirbels, die 'pool'-Region in der Nomenklatur der jüngeren Sprungschichttheorien (LUYTEN, PEDLOSKY und STOMMEL, 1983), ist ebenso wie das Gebiet östlich des südwardigen Strombandes (Schattenzone) eine Stagnationszone. Im Osten läßt sich allerdings in einigen Schichten ein zwar kleiner südwardiger Transport feststellen, der aber deutlich gegen die Transporte im Inneren des Wirbels hervorgehoben ist.

Auch in tieferen Schichten, z.B. der zwischen $\sigma=27.2$ und 27.4 ist im Inneren nur eine schwache Rezirkulation südlich der Golfstromfortsetzung vorhanden. Die Masse des Transports mündet in hohen Breiten in die Deckschicht. Der Transport im westlichen Randstrom und in die Deckschicht wird durch einen relativ schwachen Transport im Nordäquatorialstrom und durch einen intensiven Randstrom aus der südlichen Randzone heraus genährt. Letztlich wird der Ausstrom aus der Dichtefläche in hohen Breiten durch diapkyne Flüsse am Ostrand und vor allem in der südlichen Randzone ausgeglichen. Hierin spiegelt sich zum größten Teil der obere, nordwardige Ast der großräumigen thermohalinen Zirkulationszelle wieder. Der Antrieb der Zirkulation ist nicht lokal, sondern wird von der Deckschicht im Norden bzw. der südlichen Randzone geleistet. Der hier sichtbare Strom stellt die Verbindung der Quelle dieser Wassermasse in der südlichen Randzone zur nördlichen Senke dar, die Wechselwirkung mit der jeweiligen Umgebung auf dem Weg ist von untergeordneter Bedeutung.

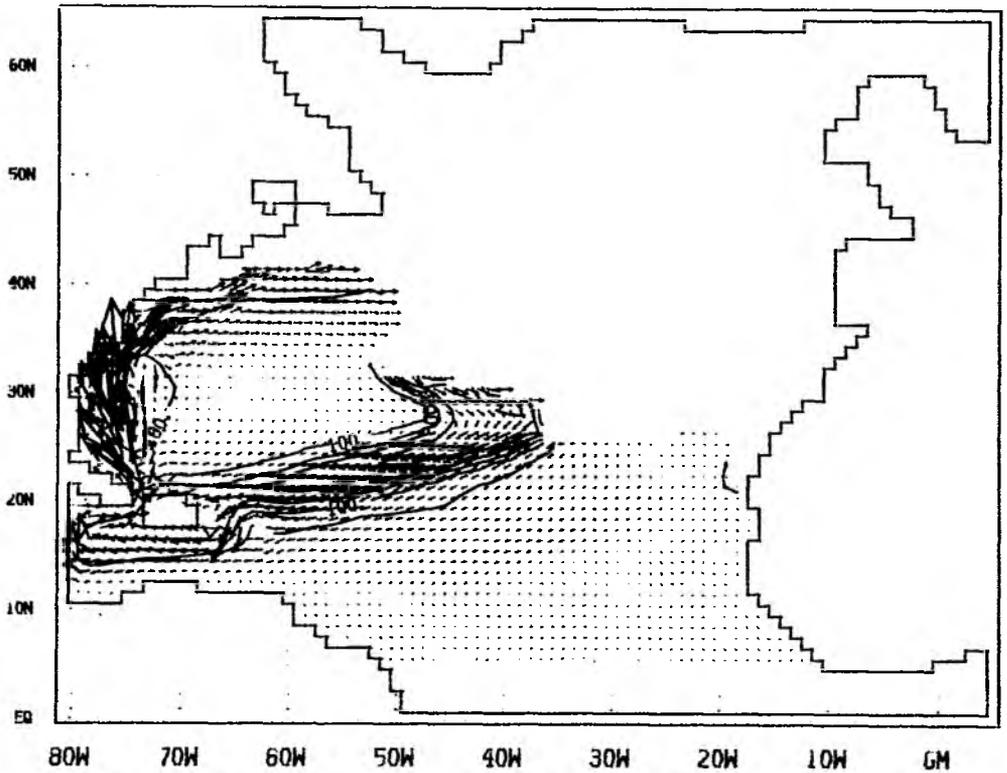


Abb.6.6a. Transport in der Schicht $\sigma_{\sigma}=26.2-26.4$.

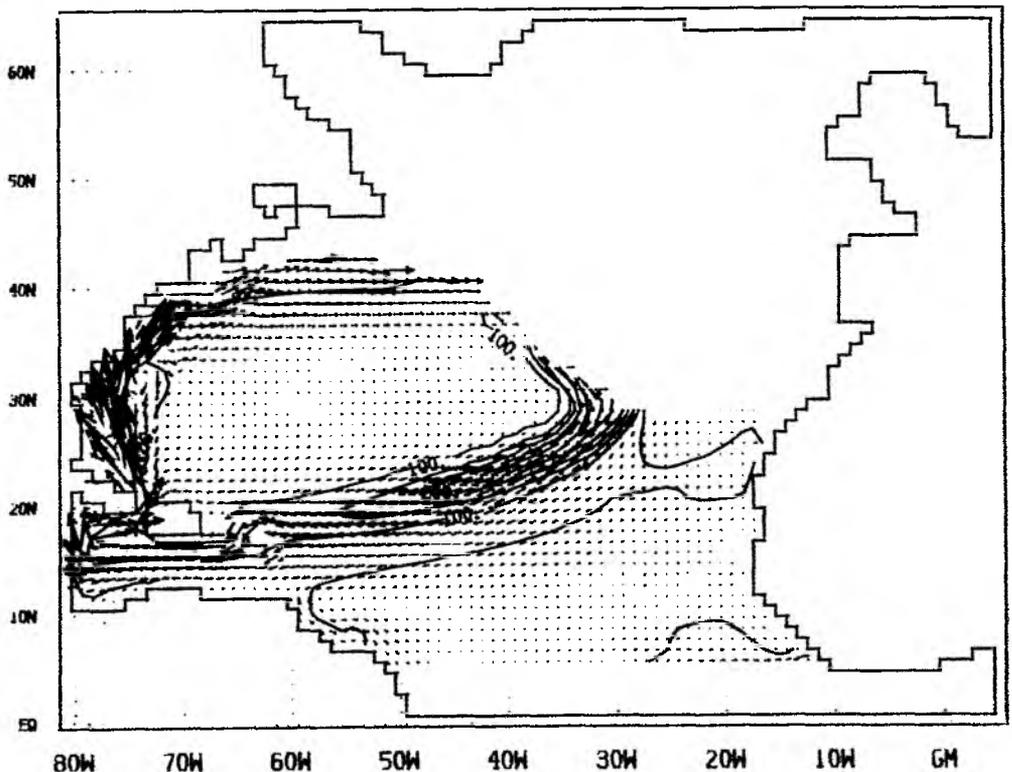


Abb.6.6. Transport innerhalb von Dichteschichten für EXP. Jeder Vektor repräsentiert einen Transport innerhalb einer Gitterzelle. Eine Pfeillänge von 1cm entspricht 2.5 Sv. Die unterlegten Linien geben die Dicke der Schicht in m an. b) Schicht $\sigma_{\sigma}=26.4-26.6$

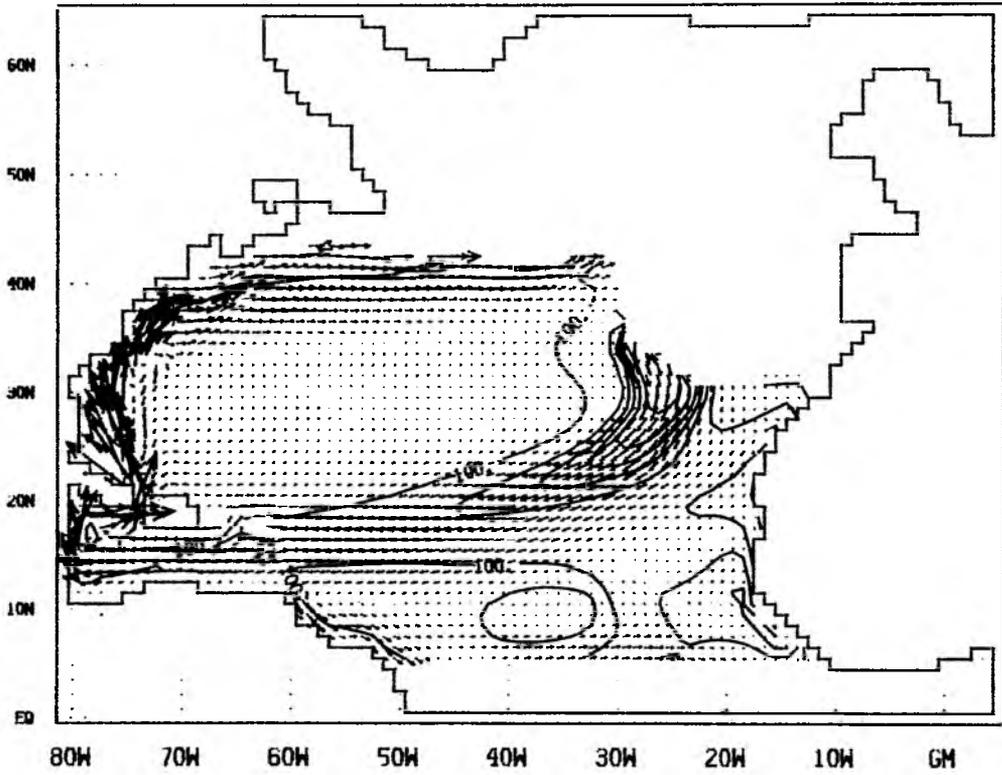


Abb.6.6c. Transport in der Schicht $\sigma_\theta = 26.6 - 26.8$

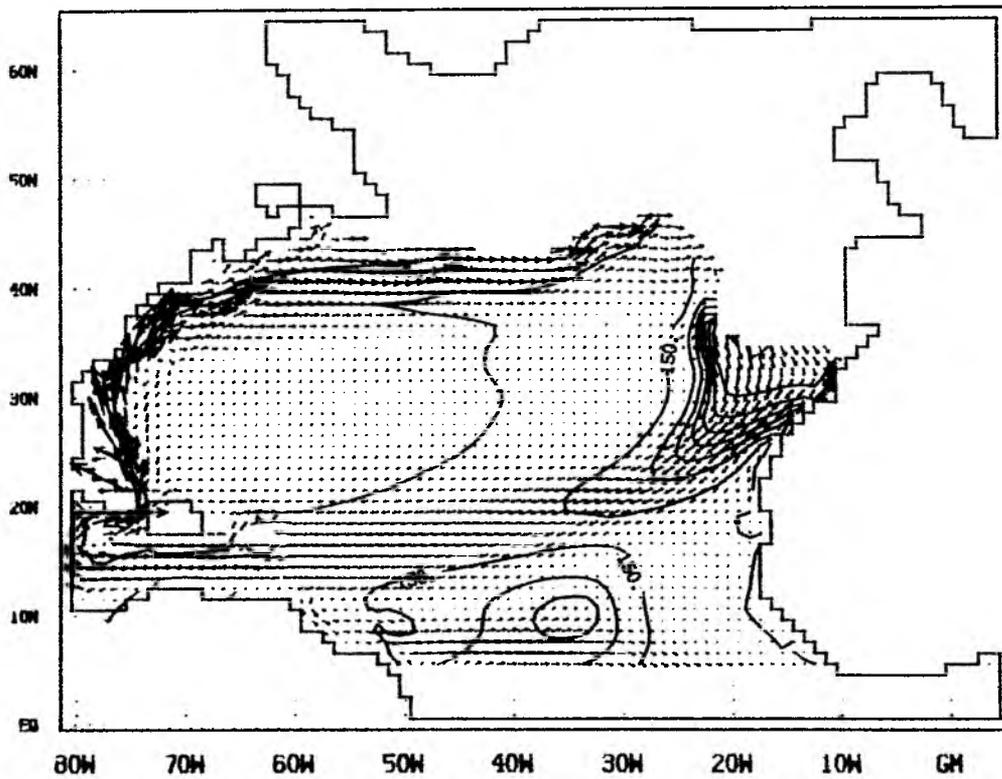


Abb.6.6d. Transport in der Schicht $\sigma_\theta = 26.8 - 27.0$

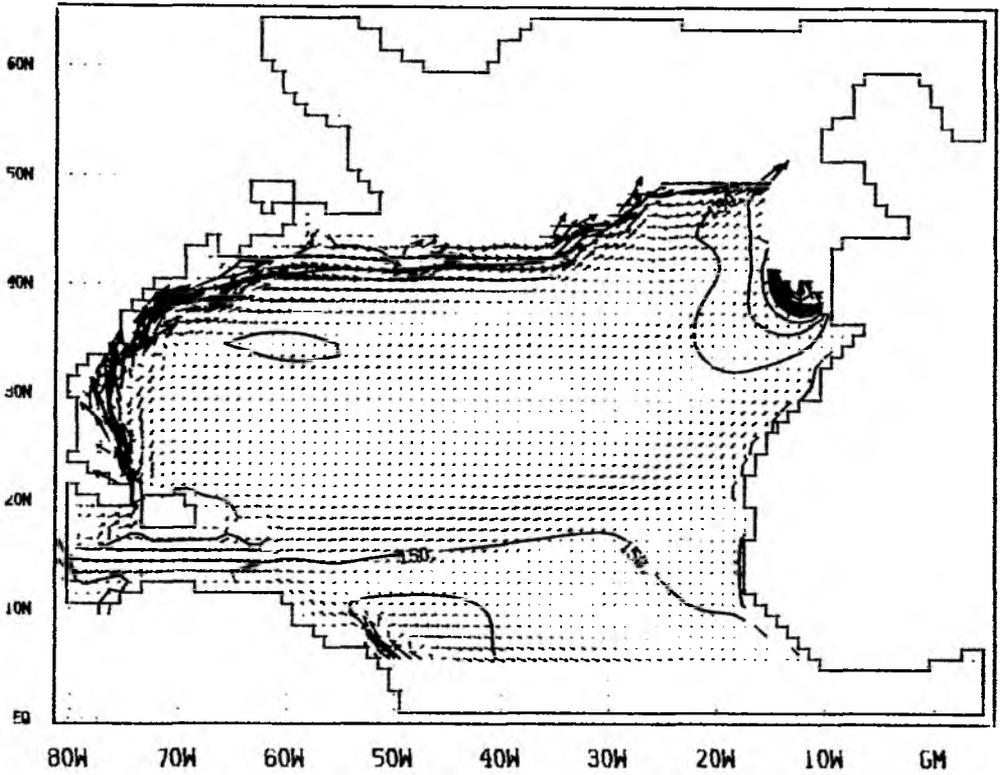


Abb.6.6e . Transport in der Schicht $\sigma_t = 27.0 - 27.2$.

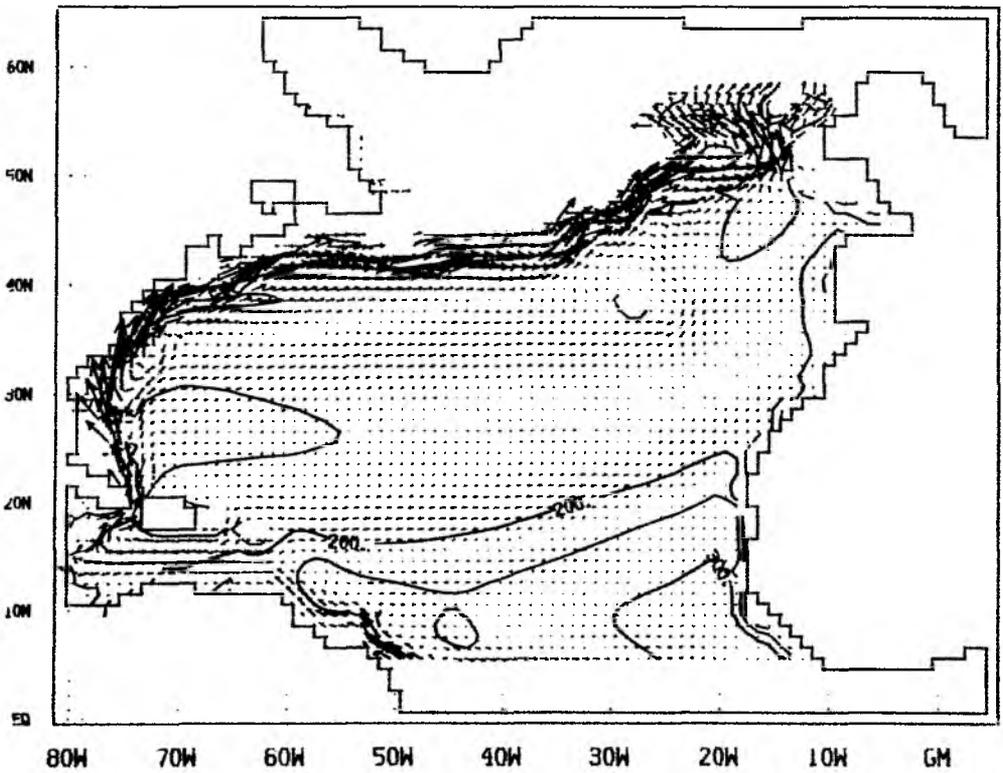


Abb.6.6f . Transport in der Schicht $\sigma_t = 27.2 - 27.4$.

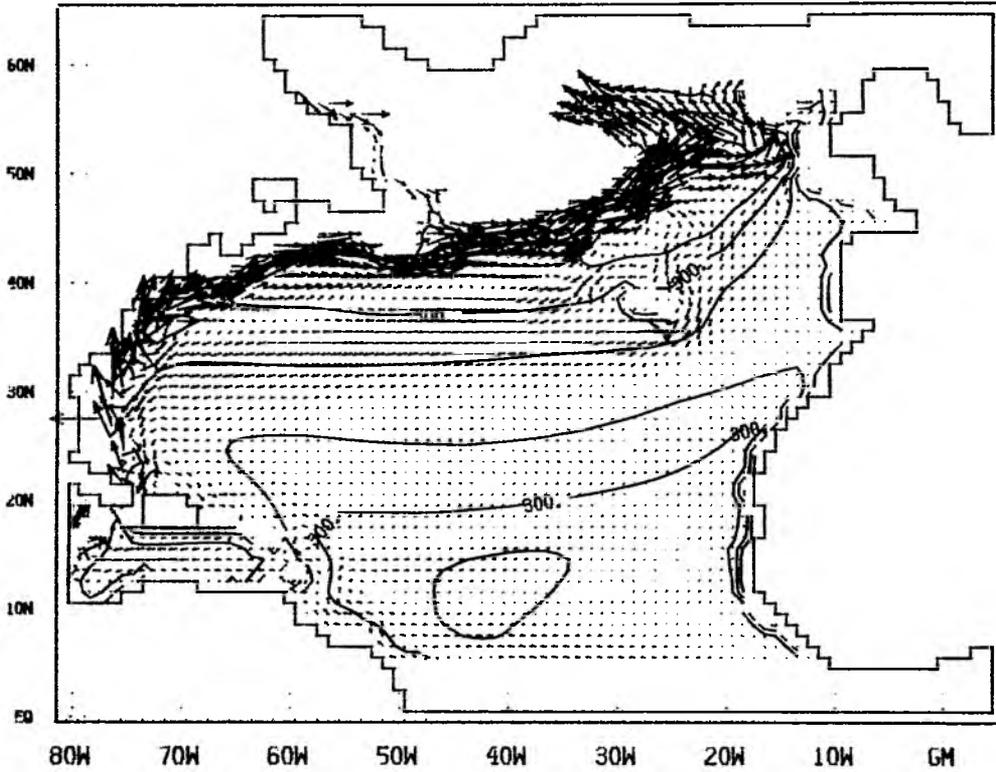


Abb.6.6g. Transport in der Schicht $\sigma_t = 27.4 - 27.6$.

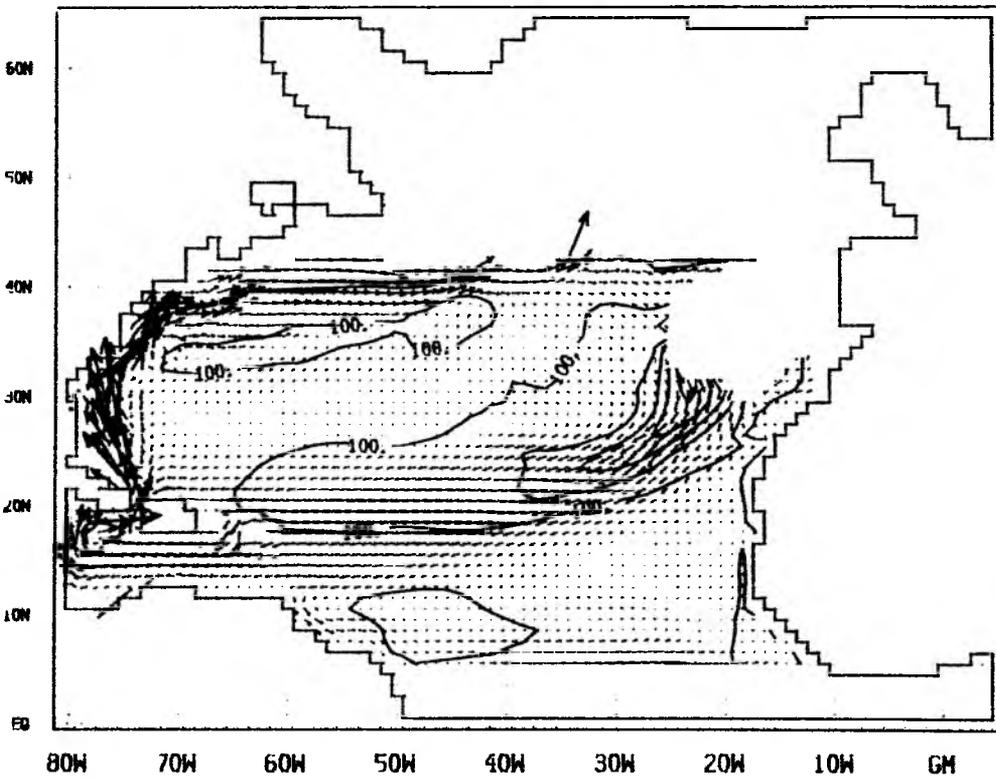


Abb.6.7. Transport in der Dichteschicht $\sigma_t = 26.6 - 26.8$ für ISO. Vergl. Abb.6.6.

Die anderen Experimente zeigen keine grundsätzlich anderen Resultate. Als Beispiel ist die Dichteschicht $\sigma_\theta = 26.6..26.8$ in Abb.6.7 für ISO gezeigt. Die Schicht dehnt sich infolge der stärkeren Dichteadvektion im Nordatlantischen Strom weiter nach Osten aus. Die Deckschicht reicht weiter nach Süden und Osten, so daß die Ventilation des Wirbels in einem weiter östlich liegenden Stromband erfolgt. Das Grundmuster der Zirkulation ist aber mit dem in EXP identisch.

Die Ausbreitung von "mode"-Wassern in schmalen Bändern am Rande des subtropischen Wirbels ist theoretisch begründet worden (siehe RHINES, 1986). Allerdings beinhaltet die Erklärung, daß zu diesem Transport ein um den Faktor L/a größerer Transport innerhalb des Wirbels, d.h. ohne Kommunikation mit der Deckschicht hinzutritt. Dabei ist L die Nord-Süd Ausdehnung des Wirbels und a der Erdradius. Eine direkte Kommunikation des Ostteils mit dem Randstrom, ohne Beteiligung der Deckschicht, scheint in den Modellen jedoch nicht stattzufinden. Tatsächlich findet der ganze südwärtige Transport in einer Dichteschicht im Modell innerhalb der oben beschriebenen Strombänder statt, während die Geschwindigkeiten zwischen Westrand und dieser östlichen Randströmung sehr gering sind. Die thermohaline Komponente ist in jeder Dichteschicht durch die Kommunikation mit der Deckschicht von großer Bedeutung. Eine Trägheitszirkulation dagegen, wie sie RHINES und YOUNG (1982) vorstellen und infolge der in sich geschlossenen bzw. nicht vorhandenen Linien konstanter potentieller Vorticity im Ausgangszustand möglich ist, wird vom Modell nicht realisiert. Die Verteilung der potentiellen Vorticity auf der Fläche $\sigma_\theta = 26.7$ (Abb.6.8) unterscheidet sich in EXP von der des Ausgangszustands unter anderem durch die fehlende Homogenisierung im Westteil des subtropischen Wirbels. Dies gilt auch für ISO, die isopykne Vermischung leistet keinen Beitrag zur Vermischung von potentieller Vorticity. Nach RHINES und YOUNG (1982) ist dazu vielmehr ein intensiverer vertikaler Impulsfluß notwendig, als er durch $A_{VM} = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ parametrisiert wird (vergl. auch OLBERS et al., 1985).

Die Transportvektoren des diagnostischen Modells REF für diese Dichteschicht (Abb.6.9) zeigen tatsächlich eine der Verteilung der potentiellen Vorticity entsprechende Rezirkulation westlich von 50°W und einen sehr viel stärkeren Randstrom als in EXP. Es werden aber auch einige prinzipielle Übereinstimmungen von prognostischem und diagnostischem Modell deutlich. Ein Großteil des Transports der Golfstromfortsetzung mündet in REF ebenso wie in EXP in die Deckschicht und von der Deckschicht erfolgt ein Einstrom in die abgetauchte Dichtefläche. Sowohl Ein- als auch Ausstrom liegen in REF allerdings weiter westlich als in EXP, der Öffnungsbereich zur Deckschicht ist auf eine kleine Umgebung von $40^\circ\text{N}/40^\circ\text{W}$ beschränkt. Daß der östliche Ast der Rezirkulation aber tatsächlich aus der Deckschicht hervorgeht, macht die Verteilung der potentiellen Vorticity

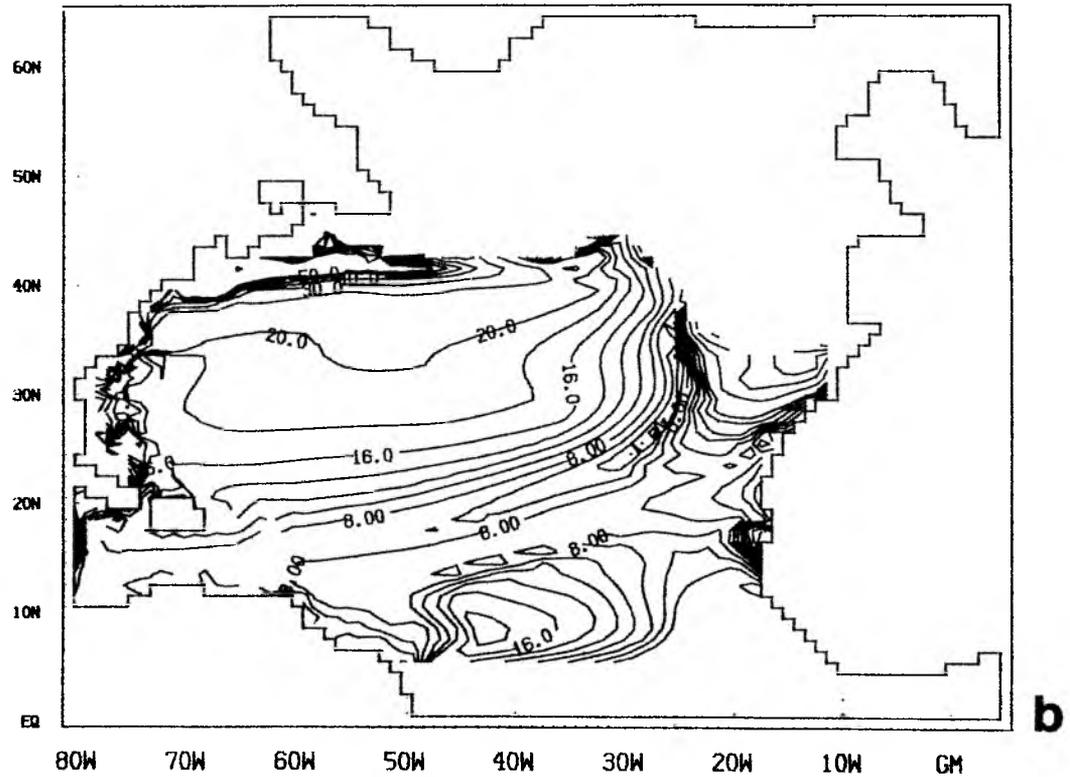
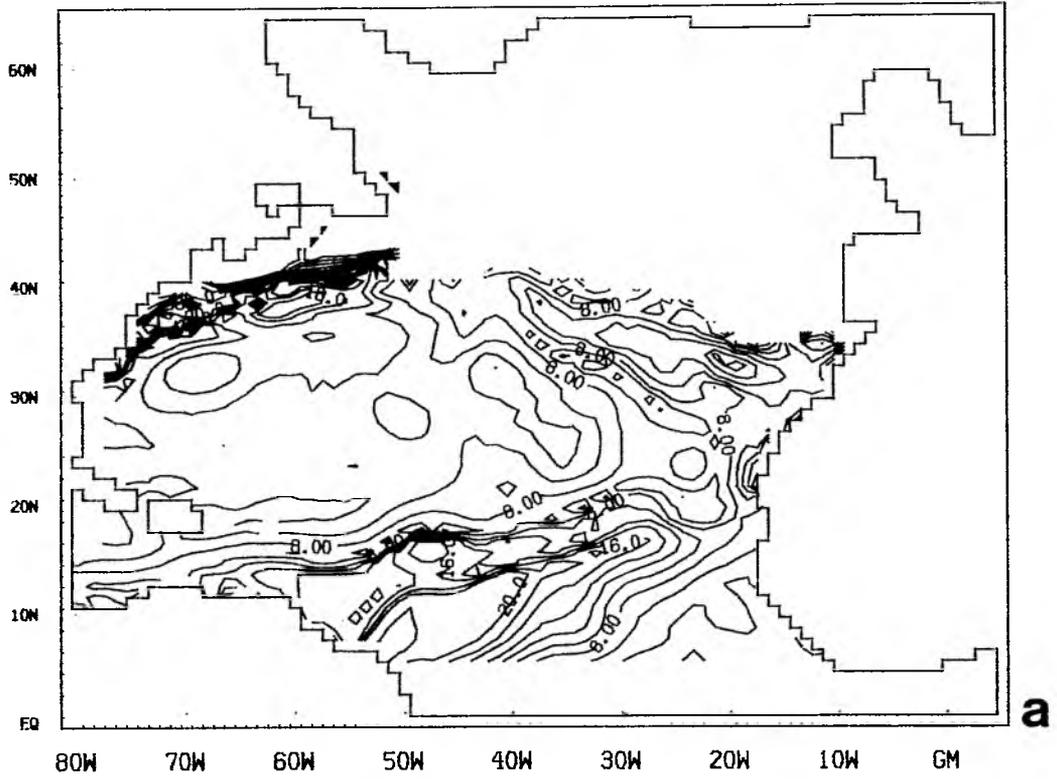


Abb.6.8. Potentielle Vorticity auf $\sigma_0=26.7$ für a)REF und b)EXP. Zahlenangaben in Einheiten von $10^{-13}\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$, Linienabstand 2 Einheiten im Bereich bis 20, darüber 5 Einheiten. Werte größer als 50 sind nicht konturiert.

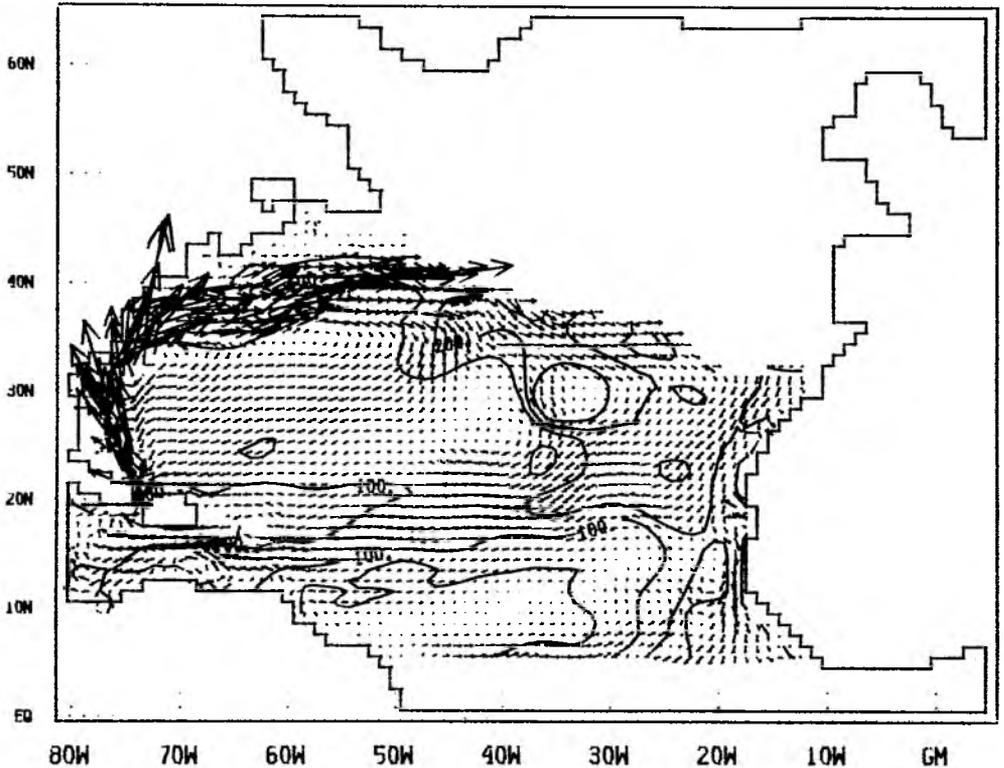


Abb.6.9 Transportvektoren in der Schicht $\sigma_0=26.6-26.8$ für REF. (Vergl.Abb.6.6)

deutlich. Ebenso wie in EXP ist dieser Stromast, der im diagnostischen Modell zum Azorenstrom gerechnet werden kann, durch ein Minimum der potentiellen Vorticity gekennzeichnet.

Die folgende Betrachtung konzentriert sich, wie der nächste Abschnitt auch, auf die direkte Belüftung der Dichteschicht durch das östliche Stromband. Wie schon in 6.2 beschrieben, verlagert sich die Position des Strombandes mit zunehmender Dichte weiter nach Osten. Dies entspricht der Dichtezunahme in der Deckschicht von Westen nach Osten. Die Breite des Bandes nimmt von Westen nach Osten ab. Von der Deckschicht erfolgt der Transport in die abgetauchten Regionen der Dichteschicht durch den südwärtigen Sverdruptransport. Dies geschieht allerdings nicht auf breiter Front, sondern erfolgt wie in 6.2 schon gesehen in einer festen Dichteschicht nur über bestimmte, eng begrenzte Öffnungen. Im Kapitel vier wurde anhand von Schnitten entlang 36°N gezeigt, daß östlich etwa 50°W unterhalb einer flachen Deckschicht homogene Wasserkörper existieren. Wegen der zonalen Dichtegradienten entfällt auf eine Dichteschicht nur ein schmaler Abschnitt dieses vertikal homogenen Wasserkörpers. Nur in einem solchen Abschnitt besteht eine

ausreichende vertikale Ausdehnung, so daß eine in der Deckschicht geformte Wassermasse entsprechender Dichte ohne große Änderung ihrer potentiellen Vorticity nach Süden verlagert werden kann.

Diese Erhaltung wird von den Modellen in guter Näherung realisiert, es ist aber fraglich ob diese Eigenschaft tatsächlich realistisch ist. Der Vergleich eines nicht wirbelaflösenden mit einem wirbelaflösenden Modell in sonst identischer Konfiguration (COX, 1985) hat gezeigt, daß das Wirbelfeld zu einer effektiven Vermischung der potentiellen Vorticity in der subtropischen Rezirkulation beiträgt. Auch die Instabilität in ISO und FCT deuten darauf hin, daß die Konfiguration mit ausgedehnten Bändern niedriger potentieller Vorticity im Verlauf des Nordäquatorialstroms physikalisch nicht stabil ist.

6.4 Diapykne Geschwindigkeiten und thermohaliner Transport

Es soll versucht werden, den Einfluß der diapyknen Diffusion auf die Ausbreitung der 'mode'-Wasser im östlichen Teil des subtropischen Wirbels näher zu beleuchten. Als Mittel dazu dient die über eine Dichteschicht integrierte Sverdrupbalance und die Abspaltung des diapyknen Teils der Vertikalgeschwindigkeit an den oberen und unteren Berandungen der Schicht.

Die Vorticitybalance ist außerhalb von Grenzschichten durch die Sverdrupbeziehung

$$\beta v = f w_z$$

in guter Näherung gegeben. Über eine Schicht $D^n = h^n - h^{n-1}$ vertikal integriert erhält man für den meridionalen Transport in der Schicht

$$D^n v^n = \int_{-h^n}^{-h^{n-1}} v dz = f [w(-h^{n-1}) - w(-h^n)] / \beta \quad (6.4)$$

Die Dichteflächen sind keine festen Berandungen, die kinematische Grenzflächenbedingung an ihnen lautet

$$w_s^n = h_t^n + u^n \cdot \nabla h^n + w(-h^n) \quad (6.5)$$

mit im allgemeinen von Null verschiedenen diapyknen Geschwindigkeiten w_s^n . Im stationären Zustand sind die diapyknen Geschwindigkeiten notwendig, um die Tiefe der Dichtefläche in Anwesenheit von Dichtediffusion konstant zu halten. Streng genommen handelt es sich bei den w_s^n nur um die vertikalen Komponenten des diapyknen Geschwindigkeitsvektors. Angesichts der im

Ozean vorkommenden sehr geringen Neigungen ist diese Unterscheidung aber ohne praktische Bedeutung, in die Vorticitydynamik der Form (6.4) gehen ohnehin nur diese vertikalen Komponenten ein.

Der Transport (6.4) läßt sich im stationären Zustand in einen thermohalin getriebenen Anteil

$$f (w_s^{n-1} - w_s^n) / \beta$$

und einen Quellen-Senken-Anteil

$$-f (u^{n-1} \cdot \nabla h^{n-1} - u^n \cdot \nabla h^n) / \beta$$

zerlegen. Ein direkt windgetriebener Anteil taucht nicht auf, da die Ekman-schicht nur die oberste Gitterebene umfaßt, während die abgetauchte Dichteschicht definitionsgemäß vollständig unterhalb dieser Gitterebene liegt.

Die diapyknen Geschwindigkeiten w_s sind im Modell nicht ohne weiteres zugänglich, da sich in ihnen die Effekte der explizit vorgeschriebenen Dichtediffusion, der impliziten Diffusion des Advektionsschemas und Effekte der nichtlinearen Zustandsgleichung niederschlagen. Sie können aber indirekt aus der Divergenz des vertikal integrierten Transports $D^n \mathbf{V}^n$ bestimmt werden. Aus der zwischen $z = -h^n$ und $z = -h^{n-1}$ vertikal integrierten Kontinuitätsgleichung ergibt sich unter Verwendung von (6.5)

$$\nabla \cdot (D^n \mathbf{V}^n) = w_s^n - w_s^{n-1} - D_t \quad (6.6)$$

(6.6) gilt nur solange $h^n(\varphi, \lambda)$ und $h^{n-1}(\varphi, \lambda)$ stetig differenzierbar sind. Das ist am Rand der Dichteschicht, wo die obere Dichtefläche in die Deckschicht übergeht, nicht mehr der Fall. Die Betrachtung muß sich daher auf den vollständig abgetauchten Teil der Dichtefläche beschränken. Es werden Flächen konstanter potentieller Dichte mit Referenzniveau 0m verwendet. Dadurch werden in der Analyse die nichtlinearen Effekte der Zustandsgleichung nicht berücksichtigt, die auf der Druckabhängigkeit der Ausdehnungskoeffizienten α und β beruhen (McDOUGALL, 1984).

Eine alternative Möglichkeit zur Bestimmung der diapyknen Geschwindigkeiten, die zumindest die zweite Einschränkung umgeht, gibt BENNETT (1986). Die Zerlegung des Geschwindigkeitsvektors in isopykne und diapykne Komponenten sowie die Bedingung, daß diapykne Flüsse gleich der Änderung des Dichtefeldes durch Advektion sind, liefern die Beziehung

$$w_s = (w - u \cdot \nabla h) \sigma_z^2 / |\nabla \sigma|^2,$$

die sich wegen der geringen Neigungen der Dichteflächen und unter Verwendung der Beziehung $\sigma_z \nabla h = -\nabla \sigma$ zu

$$\sigma_z w_s = \frac{d\sigma}{dt} - \frac{\partial \sigma}{\partial t} \quad (6.7)$$

vereinfachen läßt. Auch (6.7) liefert diapykne Geschwindigkeiten nur in der abgetauchten Region einer Dichtefläche, da sonst σ_z verschwindet. Der Vorteil von (6.7) gegenüber (6.6) ist es, daß eine Auswertung auf Gitterebenen erfolgt, was der Anlage des Modells besser entspricht und dadurch Interpolationsfehler klein hält. Außerdem ist durch die Verwendung von verschiedenen Referenz-tiefen für die potentielle Dichte die Druckabhängigkeit der Zustandsgleichung einfach zu berücksichtigen und die isopykne Vermischung wie sie im Modell realisiert ist korrekt auf die Analyse übertragbar. Eine Analyse entsprechend (6.7) wurde durchgeführt und mit den Ergebnissen von (6.6) verglichen. Im hier interessierenden Bereich ergaben sich sehr ähnliche Verteilungen der diapyknen Geschwindigkeit, so daß den Interpolationsfehlern und der Druckabhängigkeit von α und β eine untergeordnete Bedeutung zugemessen werden kann. Im folgenden wird daher die anschaulichere Methode der Analyse von Dichteschichten weiter verfolgt.

Die Gleichungen (6.4) und (6.6) entsprechen den Ausgangsgleichungen, die LUYTEN und STOMMEL (1986) verwenden. Hier tritt zusätzlich eine lokale zeitliche Dickenänderung auf, weil nicht a priori Stationarität angenommen werden kann. Nebenbei sei bemerkt, daß sich die zeitliche Änderung der Schichtdicke als Gradmesser für die Stationarität der Vorticitybalance eignet. Weiterhin ist die Annahme unzulässig, daß eine tiefe Schicht in Ruhe ist und so eine der w_s^n verschwindet. Vertikale Änderungen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten sind berücksichtigt, weil zwei Dichteflächen keine homogene Schicht eingrenzen.

Die Differenz $\delta w_s = w_s^n - w_s^{n-1} - D_t$ ist für die Dichteschicht $\sigma_o = 26.6$ bis 26.8 in Abb.6.10 für EXP und ISO dargestellt. Große diapykne Geschwindigkeitsdifferenzen treten in der direkt ventilierten Zone, an ihren Rändern und östlich von ihr auf. Sonst sind die diapyknen Geschwindigkeiten sehr gering, große Werte sind erst wieder in den hier nicht abgebildeten westlichen und nördlichen Randströmen zu finden. Die großen Differenzen in EXP an den horizontalen Rändern der Zone sind durch horizontale Diffusion bedingt. Dagegen ist w_s im Inneren der Ventilationszone überwiegend durch die explizite diapykne Diffusion bestimmt. In FCT sind große Werte von w_s auf einzelne Punkte beschränkt, obwohl sich auch hier die Lage des Strombandes im Differenzfeld erkennen läßt. Die effektiven vertikalen Austauschkoefizienten der impliziten Diffusion bestätigen diesen Eindruck. Von Null verschiedene Koeffizienten tauchen nur

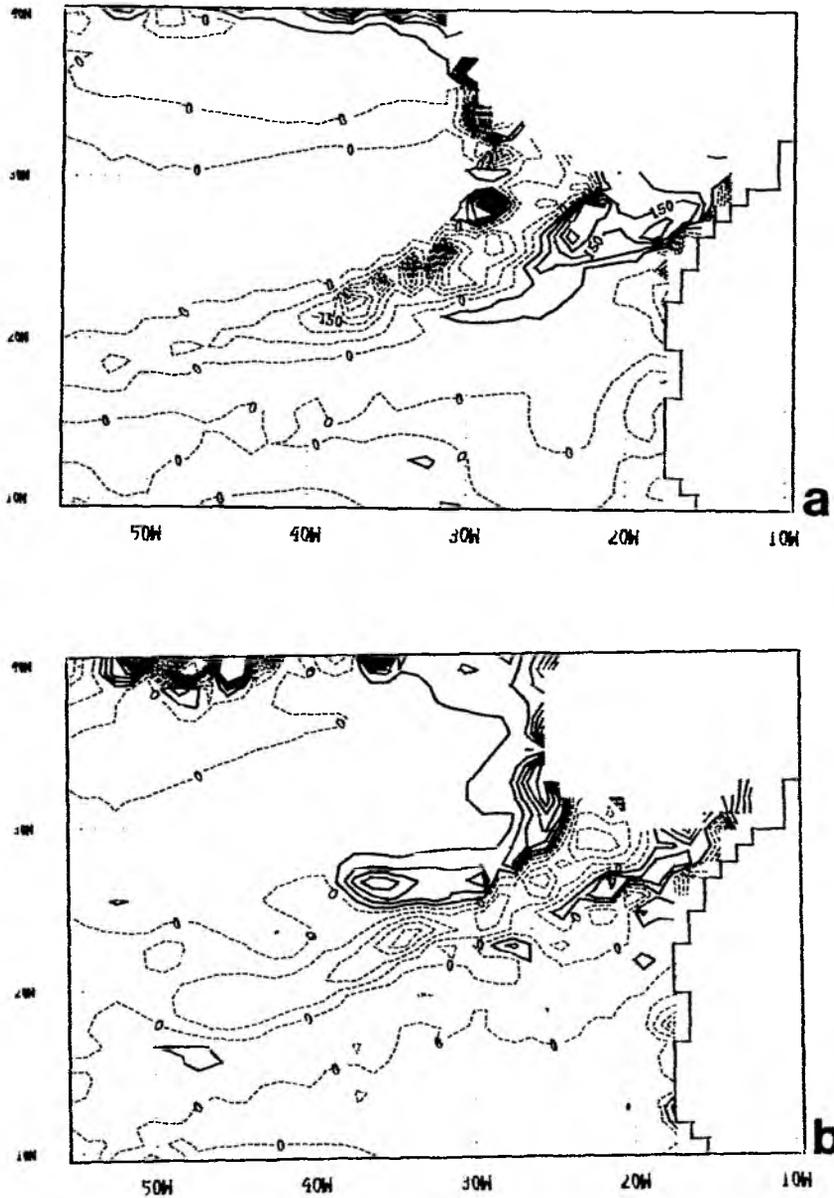


Abb.6.10. Differenz der diapyknen Geschwindigkeiten für die Schic $\sigma_{\theta} = 26.6-26.8$ für a)EXP, b)ISO. Zahlenangaben in Einheiten von 10^{-6} cm/s, Linienabstand $0.5 \cdot 10^{-4}$ cm/s. Beträge größer als $5 \cdot 10^{-4}$ cm/s sind nicht konturiert.

an einzelnen Punkten auf, dort können sie aber den in ISO und EXP verwendeten Wert überschreiten. Es ist zu beachten, daß zu verschiedenen Zeiten verschiedene Punkte einen positiven effektiven Austauschkoefizienten besitzen werden. Die effektive Diffusion über einen größeren Zeitraum läßt sich nur durch eine angemessene zeitliche und räumliche Mittelung abschätzen. Ein rein räumliches Mittel über die effektiven Austauschkoefizienten über das $10^{\circ}\text{N}\cdot 10^{\circ}\text{W}$ -Feld von 20 bis 30°N und 35 bis 25°W ergibt in den oberen 200m einen typischen Wert von $0.1\cdot 10^{-4}\text{m}^2\text{s}^{-1}$, darunter reduziert sich dieser Wert auf etwa $0.03\cdot 10^{-4}\text{m}^2\text{s}^{-1}$. Die auf ein Drittel reduzierte vertikale Diffusion korrespondiert mit entsprechenden Unterschieden des thermohalinen Transports im Vergleich zu ISO. Eine weitere Reduktion der impliziten Diffusion wäre nötig, um z.B. Effekte der nichtlinearen Zustandsgleichung durch Vergleich identifizieren zu können. Dafür ist eine bessere vertikale Auflösung als in den hier vorgestellten Experimenten notwendig.

Die ventilierte Zone stellt eine Schicht minimaler statischer Stabilität dar (vergl. Abb.4.8). An der Oberseite der Schicht gibt es deswegen nach oben gerichtete, an der Unterseite nach unten gerichtete diapykne Geschwindigkeiten. Die umgekehrten diffusiven Flüsse sind in die Schicht hineingerichtet. Die Tendenz wird durch die großen Gradienten zur flachen Deckschicht hin besonders hervorgehoben. Die Streckung von Wirbellinien durch w_{g} entspricht einer nordwärtigen Verlagerung der Wassersäule, ist also der vorherrschenden Tendenz entgegengerichtet. Im sich östlich und südlich anschließenden Teil stellt die hier betrachtete Dichteschicht dagegen ein vertikales Stabilitätsmaximum dar, die diffusiven Flüsse sind aus der Schicht herausgerichtet. Die diapyknen Geschwindigkeiten bedeuten eine Stauchung von Wirbellinien. Unterhalb des flachen Teils der Dichteschicht $26.6..26.8$ liegt eine sich über eine größere vertikale Distanz ausdehnende Schicht. Die von ihr in die darüber liegende Schicht erfolgenden diapyknen Geschwindigkeiten stellen für beide Schichten unterschiedlich wirkende Antriebsmechanismen dar. Der Anteil des südwärtigen Sverdruptransport der tiefer liegenden Schicht wird reduziert und auf die darüber liegende Schicht übertragen.

Eine Gegenüberstellung des entsprechend (6.4) bestimmten und zonal vom Ostrand aus aufintegrierten thermohalin getriebenen Transports und des Gesamttransports ist in Abb.6.11 entlang 25°N vorgenommen. Östlich von 27°W , im dünnen Teil der Dichteschicht, wächst der südwärtige Transport in EXP auf 1.6 Sv an. Gesamttransport und thermohalin getriebener Anteil stimmen fast vollständig überein. Der Quellen-Senken-Anteil spielt hier offenbar keine Rolle, es erfolgt kein Transport aus der Deckschicht in die abgetauchte Dichteschicht hinein, sondern der Transport ist hier lokal getrieben. Dies ändert sich westlich von 27°W im dicken Teil der Schicht, über dem die größte Transportänderung stattfindet. Der Gesamttransport wächst hierin auf 3.5 Sv

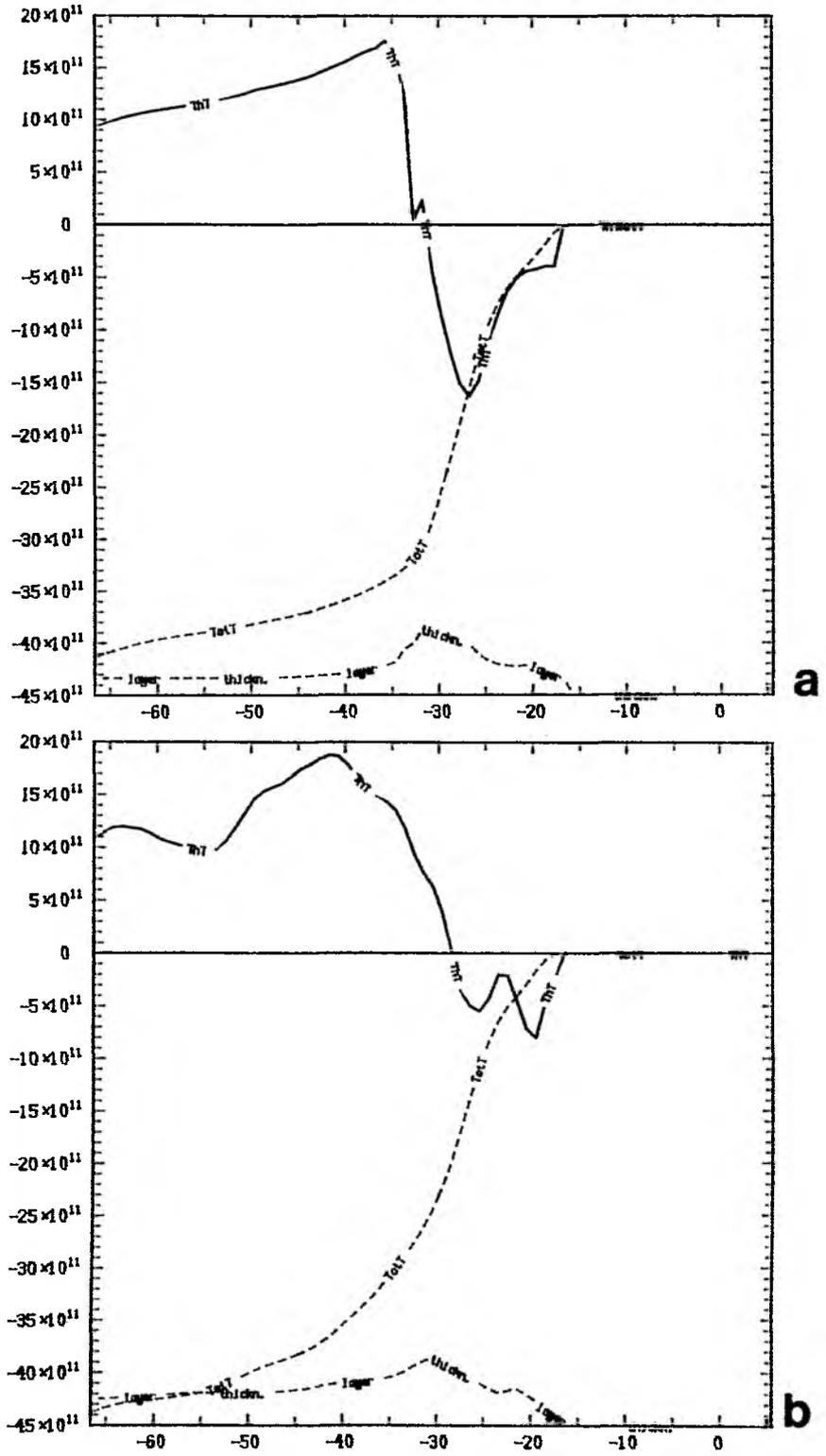


Abb.6.11. Gesamttransport (TotT) und thermohaliner Transport (ThT) in der Schicht $\sigma_{\theta} = 26.6-26.8$ entlang 25° N für a) EXP und b) ISO. Zahlenangaben in cm^3/s . Die gestrichelte Linie am Boden gibt schematisch die Dicke der Schicht an.

an. Der thermohaline Anteil verhält sich entgegengesetzt, er reduziert den südwardigen Transport um über 3 Sv. Erst westlich von 35°W verlaufen Gesamttransport und thermohaliner Antrieb wieder parallel. Die Verhältnisse in ISO sind etwas unterschiedlich. Eine strikte Dreiteilung der Dichteschicht in zonale Abschnitte besteht nicht. Der östliche, flache Teil ist nicht so deutlich abgesetzt und der südwardige thermohaline Transport darin ist nicht mit dem Gesamttransport identisch. Der gegenläufige Trend von Gesamttransport und thermohalinem Anteil über dem dicken Abschnitt der Schicht ist aber wie in EXP vorhanden, insgesamt ist aber die Reduktion um etwa 0.5 Sv geringer, was möglicherweise eine Folge der in ISO fehlenden diapynen Vermischung durch horizontale Vermischung ist. Über dem westlichen Teil verlaufen die beiden Transporte in ISO nicht parallel, die thermohalin bedingten Transporte über diesem Teil sind größer als in EXP, während sich die Gesamttransporte zwischen den beiden Experimenten kaum unterscheiden.

Der thermohaline Antrieb durch diapyne Diffusion spielt für die Ventilation des subtropischen Wirbels bei dem hier gewählten diapynen Austauschkoefizienten eine wichtige Rolle. Solche diapyne Geschwindigkeiten nennenswerter Größe (vergleichbar mit der Ekman-Geschwindigkeit w_E) findet man nur in den Ventilationsregionen im Ostteil des Wirbels und den Grenzschichten im Westen und Norden. Der Beitrag des thermohalinen Antriebs reduziert den südwardigen Transport in der betrachteten Dichteschicht, der durch äußere Kräfte vorgegebene Sverdruptransport wird in andere Dichteschichten verlagert. Zum Teil wird er von darüber liegenden, flacheren Schichten aufgenommen, so wie es bei der Dichteschicht 26.6..26.8 östlich der von der Deckschicht ventilierten Zone zu beobachten ist. Andererseits ist zu beachten, daß der Gesamttransport nicht allein durch äußere Kräfte bestimmt ist. Zirkulationsbedingte Änderungen des Dichtefeldes können ihren Niederschlag in einer Änderung des Bodendruckterms finden und damit einen geänderten Antrieb des externen Modes zur Folge haben. Allerdings hat die Analyse in Kapitel 5 gezeigt, daß in diesem Breitenbereich der vertikal integrierte Transport fast ausschließlich durch den Windantrieb gegeben ist.

Zu einem großen Teil wird die Verteilung der diapynen Geschwindigkeit durch die Advektion von 'mode'-Wassermassen in die permanente Sprungschicht hinein von der großräumigen Zirkulation selbst bestimmt; Zirkulation und thermohaliner Antrieb der Zirkulation sind nicht unabhängig voneinander. Eine direkte Korrelation des thermohalinen Antriebs mit dem lokalen Auftriebsfluß oder einer anderen fest vorgegebenen Größe, wie sie in den Modellen von LUYTEN und STOMMEL (1986) und PEDLOSKY (1986) angenommen wird, besteht in den hier untersuchten Experimenten nicht.

7. Wärme- und Salztransport

Wegen seiner klimatischen Bedeutung ist der nordwärtige Wärmetransport eine Modellgröße von besonderem Interesse. Dabei erscheint die Abgabe von Wärme an die Atmosphäre, also die räumliche Veränderlichkeit des Wärmetransports von noch größerer Bedeutung als der Wärmetransport selbst. Der Salztransport ist möglicherweise ein wichtiges diagnostisches Hilfsmittel für die Interpretation der Transportvorgänge. Da der Salztransport in hohen Breiten im Atlantik wesentlich zur Reduktion der statischen Stabilität und damit über die Vertikalkonvektion zur Intensivierung der thermohalinen Zirkulation beiträgt, kommt ihm ein eigenes Interesse zu.

Im stationären Zustand besteht ein enger Zusammenhang zwischen nordwärtigem Transport und den Oberflächenflüssen. Wegen der nach 40a schon erreichten Ausgeglichenheit der beckenweiten Wärme- und Salzbilanz ist die Diskussion der Transporte mit einer Diskussion der Oberflächenflüsse äquivalent.

Effektiver Wärme- und Salztransport kann nur dann erfolgen, wenn große Temperatur- bzw. Salzgehaltsunterschiede zwischen den nordwärtigen und südwärtigen Strömungen bestehen. Horizontale Differenzen sind dabei selten so groß, daß Temperatur-Geschwindigkeits Korrelationen in horizontalen Ebenen wesentlich zum Wärmetransport beitragen könnten. Eine Ausnahme davon ist der subarktische Bereich der Modelle, wie unten demonstriert wird. In der Regel sind in verschiedenen Tiefen gegenläufige meridionale Strömungen für effektive Transporte notwendig.

Die Quintessenz der kurzen Diskussion ist es, daß für eine Beschreibung der nordwärtigen Transporte vornehmlich folgende Größen zu betrachten sind: Der Oberflächenfluß (Abb.7.3), der zonal integrierte Massentransport (Abb.7.4) und die vertikalen Verteilungen von Temperatur bzw. Salzgehalt. Die Konstruktion der Oberflächenflüsse im Modell macht für eine weitere Aufschlüsselung der Vorgänge die Betrachtung der prognostizierten Oberflächenverteilungen von Salz und Temperatur sowie des Oberflächenströmungsfeldes sinnvoll. Die Ergebnisse unterscheiden sich wenig von früheren Arbeiten, z.B. der Diskussion der Nordatlantischen Wärmebilanz von SARMIENTO (1986).

7.1 Nordwärtiger Wärmetransport und Oberflächenwärmefluß

Der Wärmetransport läßt sich in advektive und diffusive Anteile zerlegen,

$$WT = WT_a + WT_d \quad (7.1)$$

$$= - \int_{-H}^0 \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \rho_o c_p v \Theta \cos \varphi \, d\lambda dz + \int_{-H}^0 \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \rho_o c_p A_{VH} \frac{\partial \Theta}{\partial \varphi} \cos \varphi \, d\lambda dz$$

Eine weitere Zerlegung des advektiven Anteils in einen mit der mittleren Meridionalzirkulation verbundenen Beitrag und einen Beitrag, der durch die Korrelation von Geschwindigkeits- und Temperaturanomalien vom zonalen Mittel bedingt ist und mit dem Transport in horizontalen Wirbeln assoziiert werden kann, ist zur Illustration der Transportmechanismen sinnvoll.

$$WT_a = WT_O + WT_G \quad (7.2)$$

$$= - \int_{-H}^0 \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \rho_o c_p v \bar{\Theta} \cos \varphi \, d\lambda dz + \int_{-H}^0 \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \rho_o c_p v' \Theta' \cos \varphi \, d\lambda dz$$

$$\text{mit } \bar{\Theta} = L^{-1} \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \Theta \cos \varphi \, d\lambda \quad \text{und } \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} \cos^2 \varphi \, d\lambda = 1.$$

Die advektiven Beiträge zum Wärmetransport sind in Abb.7.1 für EXP und ISO dargestellt. Der direkt durch Diffusion bedingte Beitrag zum Wärmetransport ist in allen Experimenten sehr klein gegen die advektiven Beiträge. Südlich von 45°N ist der Gesamttransport darüber hinaus weitgehend identisch mit dem Beitrag WT_O , den die Umwälzbewegung in der vertikalen-meridionalen Ebene leistet. Erst nördlich von 45°N gewinnt die sogenannte Wirbelkomponente WT_G an Bedeutung, die schließlich den Wärmetransport in hohen Breiten dominiert. Eine weitere Differenzierung des Umwälzanteils ist in Abb.7.2 für EXP vorgenommen worden. Sie demonstriert, daß der nordwärtige Transport nicht ausschließlich mit der großräumigen thermohalinen Zirkulation zu assoziieren ist, sondern daß südlich von 20°N der wesentliche Beitrag zum nordwärtigen Wärmetransport vom Ekmantransport geleistet wird,

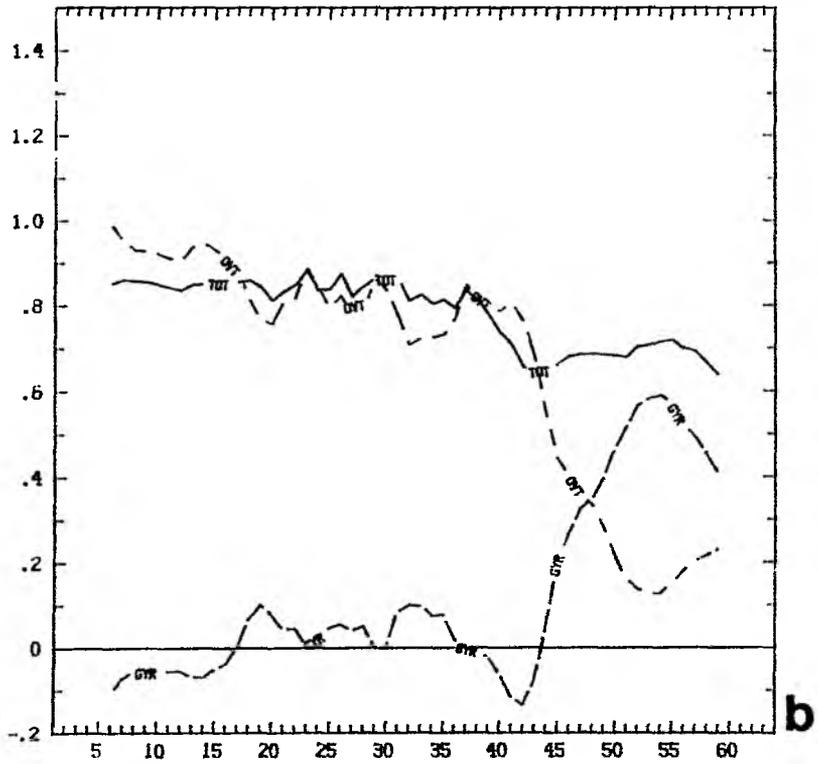
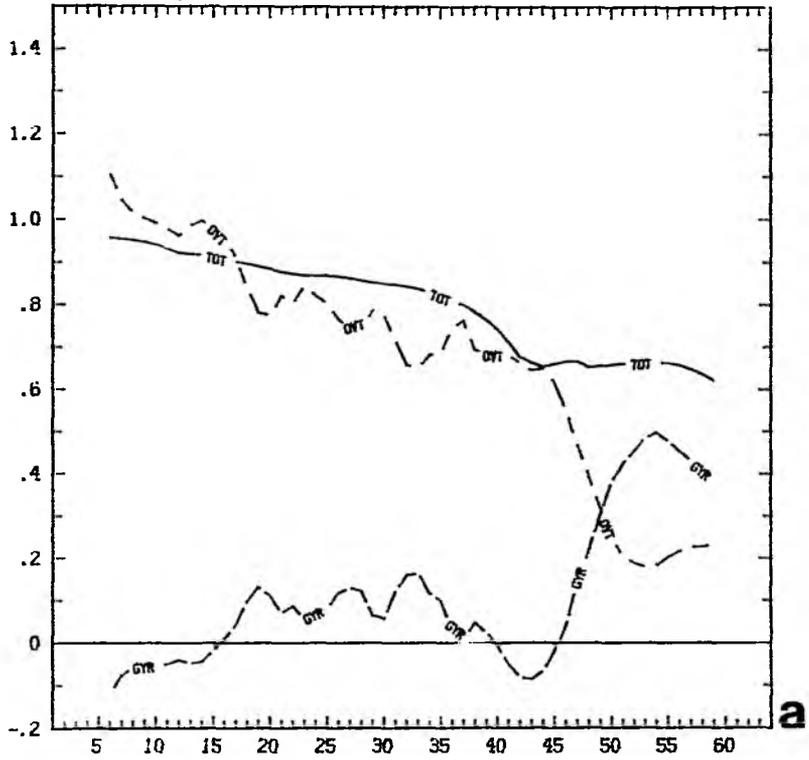


Abb.7.1. Meridionaler Wärmetransport für a)EXP und b)ISO. OVT: Umwälzanteil, GYR: Wirbelanteil (siehe Text). Zahlenangaben in PW.

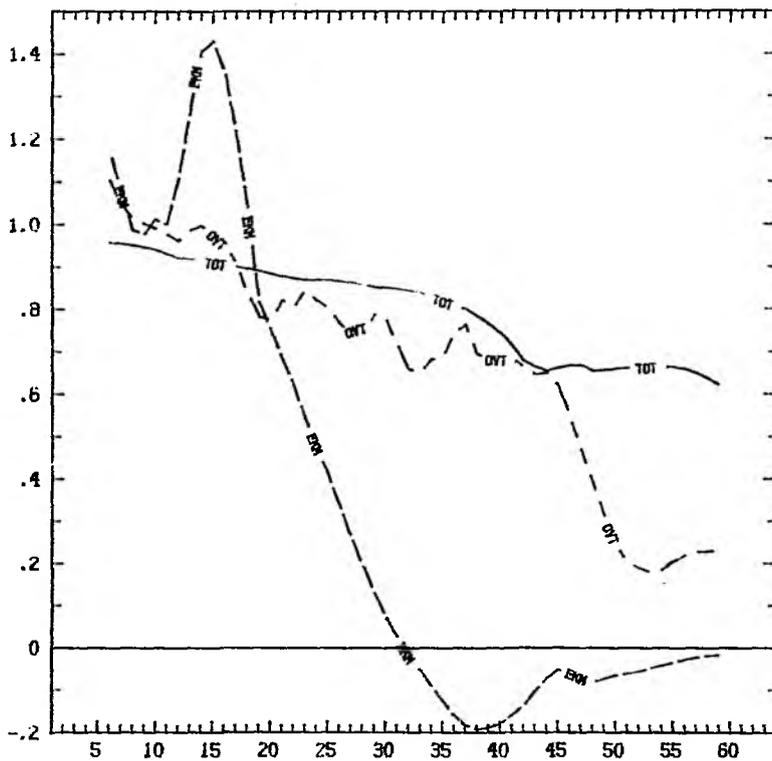


Abb.7.2. Aufschlüsselung des Umwälzanteils am Wärmetransport.

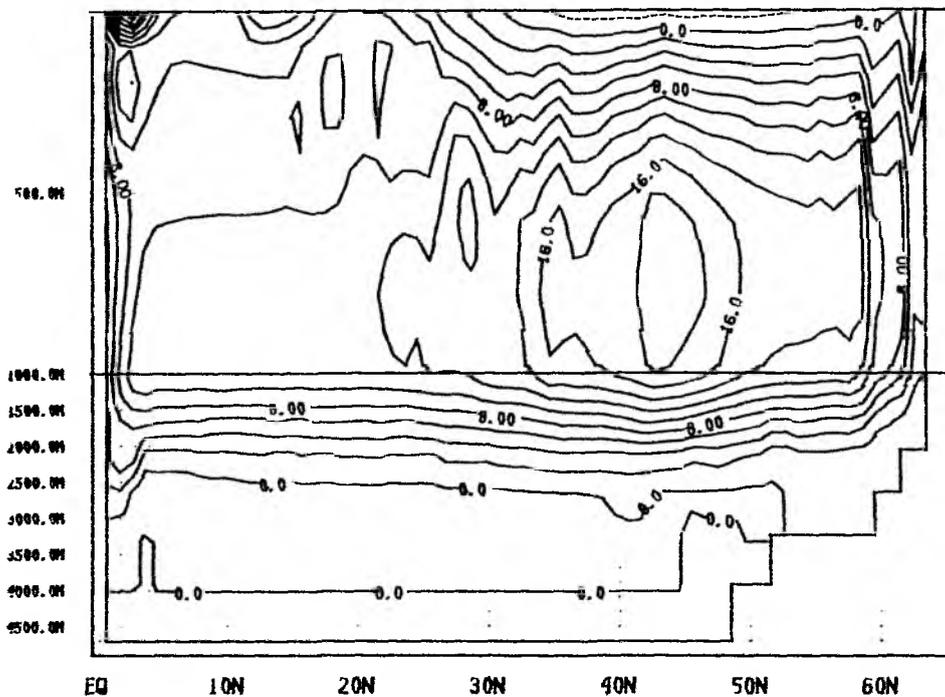


Abb.7.3. Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports in EXP. Zahlenangaben in Sv, Linienabstand 2 Sv.

$$WT_E = -H \int_{\lambda_w}^0 \int_{\lambda_e}^{\lambda_e} \rho_o c_p v_E \Theta_1'' \cos\phi \, d\lambda dz \quad (7.3)$$

mit $v_E = -\tau^{(\lambda)}/f$, $\Theta_1'' = \Theta_1 - H^{-1} \int_{-H}^0 \Theta \, dz$ und Θ_1 der Temperatur in der obersten Gitterebene.

Der restliche Beitrag der Meridionalzirkulation zum Wärmetransport ist in diesem Breitenbereich sogar nach Süden gerichtet. Da die mittleren Temperaturen in den Experimenten nicht wesentlich voneinander abweichen, Windschubspannung und Oberflächentemperatur weitgehend fest vorgeschrieben sind, unterscheiden sich die Wärmetransporte gemäß (7.3) in den Experimenten nur unwesentlich voneinander. Das Niveau des nordwärtigen Wärmetransports hängt ganz wesentlich von dem Transport ab, der die südliche Randzone verläßt. Dieser Transport hängt wiederum von dem Antransport von Tiefenwasser in die Randzone ab, das dort für eine Wassermassentransformation zur Verfügung steht. Die Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports, die für EXP in Abb.7.3 dargestellt ist, zeigt zwischen EXP und ISO nur geringfügige Unterschiede. Die Randzone erhält in ISO einen um knapp 1 Sv geringeren Transport von Tiefenwasser. Dies ist eine mögliche Erklärung für den etwas geringeren Gesamtwärmetransport in ISO. Eine weitere Ursache kann die reduzierte diapykne Diffusion in ISO sein.

Ebenso wie der Aufstieg von Tiefenwasser in der südlichen Randzone ist die Produktion von Tiefenwasser in bzw. nahe der nördlichen Randzone mit 14 Sv in beiden Experimenten annähernd gleich. Ein Unterschied besteht lediglich in der nördlich von 40°N zentrierten Zelle des meridionalen Volumentransports. ISO weist hier fast 21 Sv gegenüber nahe 19 Sv in EXP auf. Der zusätzlich Transport in ISO beruht auf einer verstärkten Zirkulation im Bereich zwischen 25 und 50°N, die offenbar mit der eigentümlichen Zirkulation in mittleren Tiefen zusammenhängt. Der zonale westwärtige Strom entlang 30°N in ISO ist im Randstrombereich mit einem verstärkten Auftrieb verbunden. Diese Unterschiede in der Meridionalzirkulation sind aber nicht mit sichtbaren Unterschieden im Wärmetransport verbunden. Unterschiedliche Wärmetransport lassen sich erst nördlich von 45°N feststellen, wo der Transport in ISO aufgrund eines stärkeren Wirbelanteils schneller anwächst als in EXP.

Die Zunahme des Wärmetransports in hohen Breiten stellt die größte Diskrepanz zwischen Experiment und Beobachtungen dar. Durch eine Neubewertung der Parametrisierungen für die Berechnung des Wärmeübergangs zwischen

Ozean und Atmosphäre aus direkt beobachtbaren Parametern und einer Kalibrierung der resultierenden Wärmetransporte an ozeanographischen Beobachtungen gelangen ISEMER und HASSE (1987) zu einer Wärmetransportkurve, die zwischen Äquator und 30°N fast horizontal bei 0.9 PW verläuft. Nördlich von 30°N fällt der nordwärtige Transport auf Werte kleiner als 0.5 PW bei 45°N ab. Auch nördlich von 45°N nimmt der Wärmetransport weiter ab.

Zur näheren Beleuchtung der Diskrepanz im nördlichen Teil werden die Verteilungen der Wärme Flüsse durch die Oberfläche in Abb.7.4 herangezogen. Beide Experimente weisen ähnliche Strukturen auf, die nördlich von 30°N durch die großen Wärmeverluste des Ozeans im Randstromsbereich, im Verlauf des Nordatlantischen Stroms und auf der Ostseite des subarktischen Wirbels beherrscht sind. Hinzu kommt ein ausgedehntes Gebiet östlich von Neufundland, in dem der Ozean Wärme aufnimmt. Dieses Gebiet erstreckt sich in ISO weiter nach Osten, seine Ausdehnung stimmt gut mit der in Kapitel 4 angesprochenen Region homogen verteilter Temperatur im Inneren des zyklonalen Wirbels überein. Große Wärme Flüsse sind besonders im Bereich der Front der Golfstromfortsetzung und des Nordatlantischen Stroms zu beobachten, an deren Nordseite sehr kaltes Wasser an der Oberfläche liegt. Das bedeutet über den Newtonschen Dämpfungsterm der Oberflächenflußparametrisierung einen positiven Wärme fluß.

Die eben geschilderte Verteilung vereinigt realistische und unrealistische Gesichtspunkte. Quantitativ entsprechen die Wärmeverluste im Randstrom den beobachteten Werten. Allerdings ist das Gebiet mit Wärmeverlusten zu stark an die Küste angelehnt. Die zu weit im Norden erfolgende Ablösung des Randstroms von der Küste sowie das Fehlen einer engen Rezirkulationszelle wirken darauf hin, daß die großen Wärmeverluste im Modell auf eine relativ kleine Fläche beschränkt sind. Die Wärmeverluste und damit die Reduktion des nordwärtigen Wärmetransports fallen dadurch zu gering aus. Weiterhin stimmt die Wärmeaufnahme nördlich der Front der Golfstromfortsetzung mit Beobachtungen gut überein, aber auch diese Region ist im Modell aufgrund der weit nördlichen Lage der ostwärtigen Strömung relativ klein. Hinzu kommt, daß ein westwärtiger Strom nördlich der Golfstromfortsetzung, der kaltes Wasser subarktischen Ursprungs nach Westen und Süden transportiert, im Modell nicht reproduziert ist.

Der zonale Verlauf der Front und ihr weites Vordringen nach Osten hat neben den Folgen für die Zirkulation auch großen Einfluß auf den Wärmetransport. Die Region mit Wärmegewinnen für den Ozean wird dadurch nach Osten erweitert. Da kein Wasser subtropischen Ursprungs östlich von Neufundland an der Oberfläche nach Norden verfrachtet wird, spürt der Ekmantransport aus der Labradorsee kein Gegengewicht für seine südostwärtige Ausbreitung

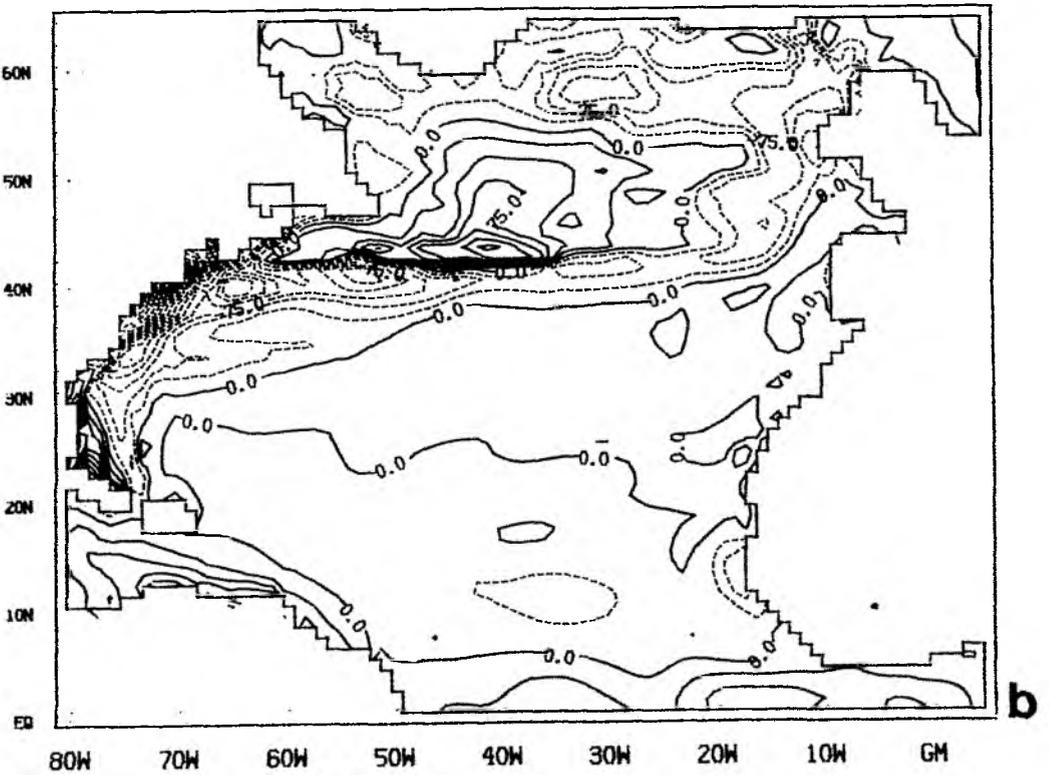
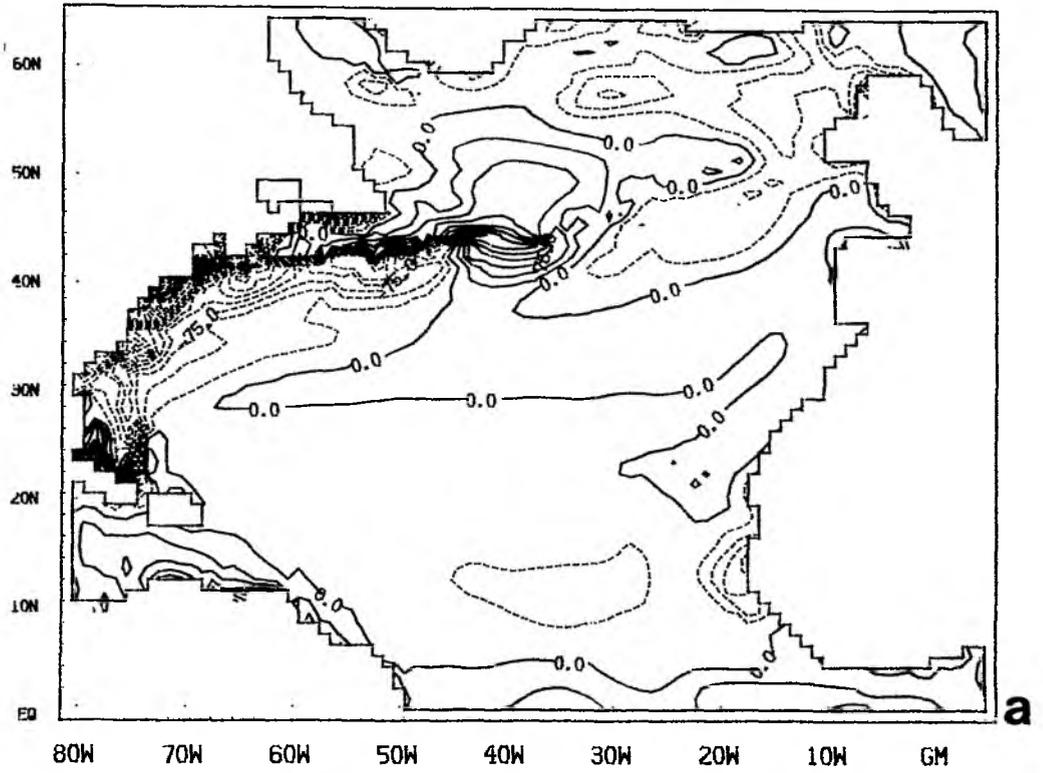


Abb.7.4. Wärmefluß durch die Oberfläche in a)EXP, b)ISO. Negative Werte bedeuten Wärmeverlust des Ozeans. Zahlenangaben in Wm^{-2} , Linienabstand $25 Wm^{-2}$.

ins Neufundlandbecken. Das damit transportierte sehr kalte Wasser muß durch einen positiven Wärmefluß von der Atmosphäre in den Ozean an die fest vorgegebenen Referenztemperaturen angepaßt werden.

Die fest vorgegebenen Referenzwerte haben auch zur Folge, daß die Wärmeverluste der nordwärtigen Strömungen im östlichen Teil des subarktischen Wirbels begrenzt bleiben. Die Referenztemperaturen liegen im Osten höher als im Westen. Das warme Wasser der Ausläufer des Nordatlantischen Stroms muß südlich der Randzone relativ wenig Wärme abgeben, um sich an diese hohen Referenzwerte anzupassen. Beide Effekte haben den unrealistischen Anstieg des Wärmetransports nördlich 45°N zur Folge. Es sei noch darauf hingewiesen, daß der Wärmetransport WT_E durch den Ekmantransport in der Wirbelkomponente WT_G enthalten ist. Wegen der geringen Unterschiede zwischen Oberflächentemperatur und mittlerer Temperatur erbringt der zum Umwälzanteil zählende Anteil (7.3) keinen nennenswerten Beitrag zum Gesamtwärmetransport.

Ein Experiment, das Beobachtungen entsprechende Wärmeflüsse statt der Parametrisierung (3.21) verwendete, würde wahrscheinlich insgesamt keine besseren Resultate liefern (-wenn auch die meridionale Variabilität des Wärmetransports zwangsweise mit den aus meteorologischen Daten bestimmten Werten übereinstimmen würde). Zunächst würde solch eine Formulierung zu einer weiteren Abkühlung im Neufundlandbecken führen. Die Zufuhr von Dichte durch die Oberflächenflüsse ist wegen der einsetzenden Vertikalkonvektion mit der Dichtebilanz verträglich, auch wenn eine zusätzliche advective Dichtezufuhr durch den Ekmantransport stattfindet. Erst wenn der in der Wassersäule enthaltene Auftriebs- bzw. Wärmeverrat nicht ausreicht, diese Schließung zu erreichen, ist ein Einstrom von leichteren Wassermassen von Süden zu erwarten. Daneben sei darauf hingewiesen, daß die Verwendung vorgeschriebener Oberflächenflüsse die starke Kopplung der Ozeanoberflächentemperatur mit der Atmosphärentemperatur über den latenten und fühlbaren Wärmefluß ignoriert.

7.2 Salztransport

Wie schon beim Wärmetransport, sind die Unterschiede der Modelle untereinander nicht wesentlich (Abb.7.5). Sie werden hier nicht weiter diskutiert. Südlich von 12°N (EXP) ist der Salztransport

$$ST = ST_a + ST_d \quad (7.4)$$

$$= -\int_{-H}^0 \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} v S a \cos \varphi \, d\lambda dz + -\int_{-H}^0 \int_{\lambda_w}^{\lambda_e} A_{\text{VH}} \partial S / \partial \varphi \cos \varphi \, d\lambda dz$$

nach Süden gerichtet. Nördlich der südlichen Randzone bis etwa 30°N ist ein starker Anstieg des nordwärtigen Salztransports festzustellen, der im markanten Gegensatz zur Konstanz des Wärmetransports in diesem Bereich steht. Obwohl die vertikalen Korrelationen von Salz und meridionaler Geschwindigkeitskomponente wie beim Wärmetransport dominieren, spielt für den Salztransport auch die Wirbelkomponente eine Rolle. Es ist insbesondere diese Wirbelkomponente, die für den südwärtigen Salztransport verantwortlich ist. Der Ekmantransport macht südlich von 25°N nur etwa die Hälfte des Salztransport durch den Umwälzanteil aus, nördlich davon verliert er wegen der umgekehrt proportional zu f abnehmenden Ekmantransporte schnell an Bedeutung. Nördlich von 30°N bleibt der Salztransport weitgehend konstant, nördlich von 45°N übernimmt wie beim Wärmetransport der Wirbelanteil die dominierende Rolle.

Während im nördlichen Becken das zum Wärmetransport gesagte auf den Salztransport übertragen werden kann, bedürfen die Unterschiede südlich 30°N einer näheren Betrachtung. Der Salztransport unterscheidet sich vom Wärmetransport durch den Umstand, daß sich die Strömungen insbesondere in den oberen Schichten durch ein anders geartetes Tracerfeld bewegen. Während die Oberflächentemperatur von wenigen Ausnahmen abgesehen von Süden nach Norden abnimmt, zeigt das Salzgehaltfeld südlich des subtropischen Salzgehaltsmaximums einen umgekehrten meridionalen Gradienten. Das subtropische Salzgehaltsmaximum verlagert sich mit der Tiefe weiter nach Süden, so daß südlich von 20°N durchweg salzarmes Wasser über salzreicherem Wasser liegt.

Hinzu kommen die zum Teil großen zonalen Salzgehaltsgegensätze, die durch festländischen Abfluß hervorgerufen sind. Vor der südamerikanischen Küste befindet sich in den Referenzdaten ein ausgedehntes Gebiet mit sehr niedrigen Salzgehalten in einer flachen Schicht an der Oberfläche. Die nordwärtige Strömung verliert dort Salz über den Newtonschen Dämpfungsterm (3.21). Dies

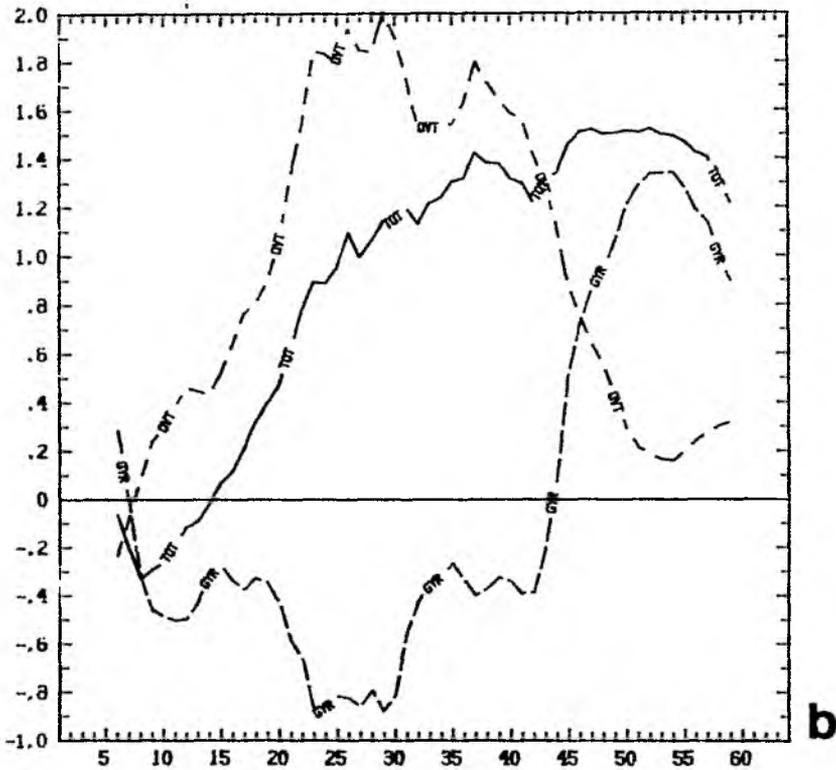
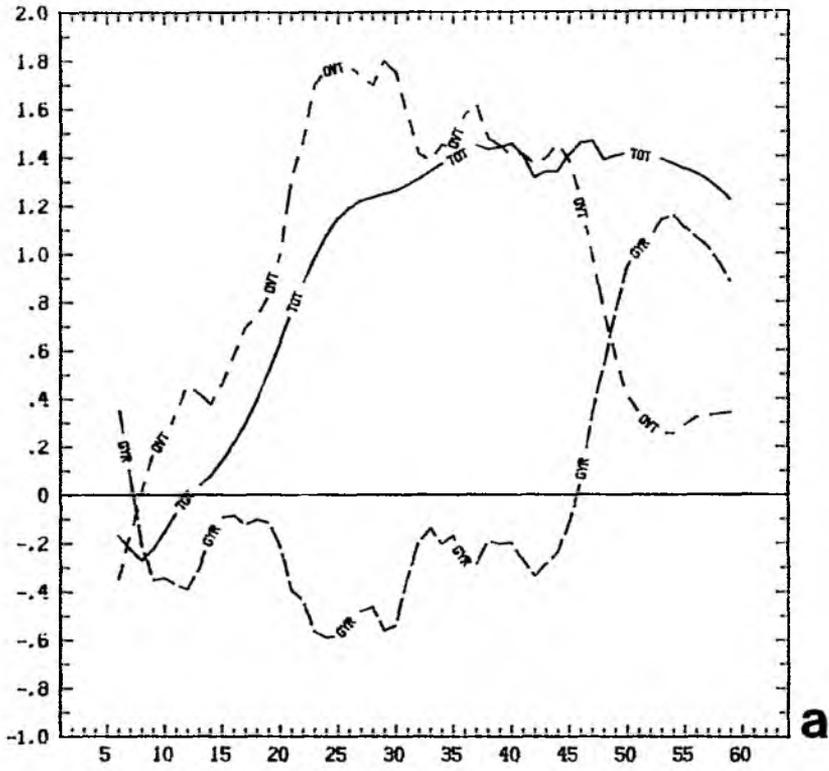


Abb.7.5. Meridionaler Salztransport für a)EXP und b)ISO.
OVT: Umwälzanteil, GYR: Wirbelanteil (siehe Text). Zahlenangaben in $10^{10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

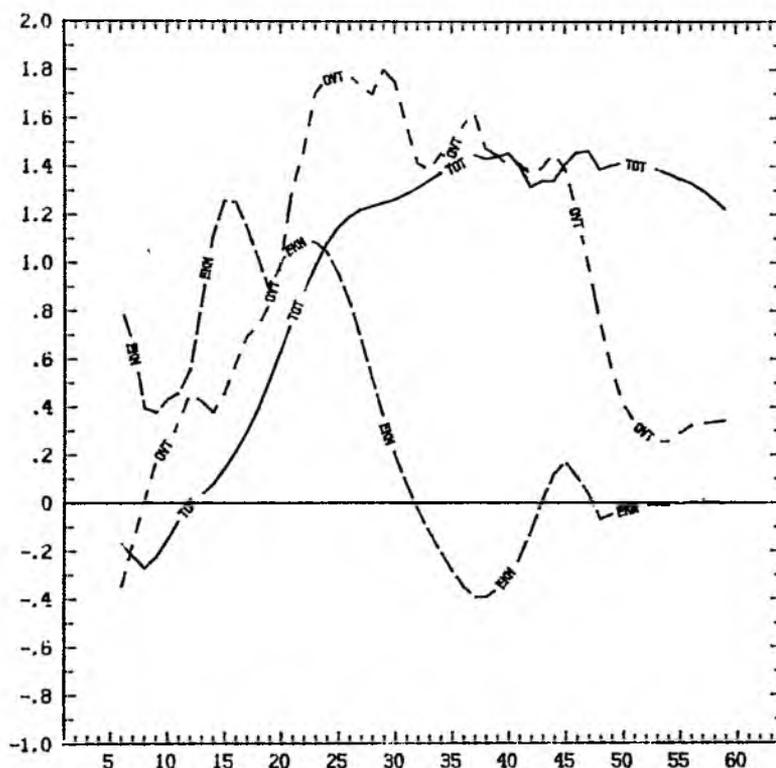


Abb.7.5c. Ekmananteil des Salztransports in EXP.

ist eine realistische Parametrisierung, da der Dämpfungsterm nicht nur Verdunstung - Niederschlag ersetzen soll, sondern auch festländischen Abfluß und die Vorgänge bei Eisentstehung und -schmelze erfassen muß. Im Osten sind solche Anomalien im Oberflächensalzgehalt nicht vorhanden, so daß kein Ausgleich des Transports niedriger Salzgehalte nach Norden erfolgt. Die Wirbelkomponente sorgt somit für einen negativen nordwärtigen Salztransport. Die flache Zelle der Meridionalzirkulation, die an der Oberfläche durch den nordwärtigen Ekmantransport gebildet wird, kann ebenfalls für einen südwärtigen Salztransport verantwortlich sein, wenn im zonalen Mittel niedriger, oberflächennaher Salzgehalt nach Norden transportiert wird, während der südwärtige Ast der Zirkulationszelle den durch das subtropische Salzgehaltsmaximumwasser modifizierten Salzgehalt nach Süden bringt. Die Aufschlüsselung des Salztransports in Abb.7.5c zeigt, daß dieser Effekt im zonalen Mittel nicht durchschlägt, obwohl ein deutlicher Rückgang des Ekmananteils festzustellen ist.

Die Zunahme des nordwärtigen Salztransports bis 25°N ist durch die Meridionalzirkulation bedingt. Der nordwärtige Ast dieser Meridionalzirkulation, für den neben dem Ekmantransport zunehmend die geostrophische Komponente (bzw. der Randstrom) von Bedeutung ist, vertieft sich und erfaßt Wasser mit maximalem Salzgehalt. Der Rücktransport nach Süden erfolgt in zunehmendem Maß durch das Nordatlantische Tiefenwasser, so daß sehr große Salzgehaltsdifferenzen zwischen den beiden Ästen bestehen. In niedrigen Breiten kommt der Einfluß der extrem niedrigen Salzgehalte des subantarktischen Zwischenwassers hinzu, durch die der Rücktransport erfolgen muß.

Ein Vergleich der vom Modell prognostizierten Netto- Verdunstungsrate (hier nicht gezeigt) mit den Vorstellungen von der großräumigen Verteilung von Verdunstung und Niederschlag (siehe DIETRICH et al., 1975) ergibt wenig Gemeinsamkeiten. Im Gegensatz zum Wärmefluß sind Übereinstimmungen auch wenig wahrscheinlich, da für den Frischwasserfluß kein entsprechender Rückkopplungsmechanismus mit der Atmosphäre existiert, wie ihn die Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz Ozean - Atmosphäre für latenten und fühlbaren Wärmefluß darstellt. Welche Folgen der durch den Newtonschen Dämpfungsterm (3.21) nur vom Modellzustand und einem festen Referenzsalzgehalt an der Oberfläche abhängig festgelegte Frischwasserfluß und der im stationären Zustand streng damit gekoppelte ozeanische Salztransport auf die Veränderungen des Salzgehalts unterhalb der Oberfläche hat, ist zur Zeit noch unklar.

Zirkulation in mittleren Tiefen und damit auf den vertikal integrierten Transport im Zentrum des subtropischen Wirbels hat.

- Als Folge der Reduktion der Dichtedissipation entsteht als Fortsetzung des Golfstroms ein intensiver Nordatlantischer Strom, der weit ins Innere des Beckens vordringt. Die Belüftung des subtropischen Wirbels durch den südwardigen Transport von Mode-Wassern wird dadurch auf einer festen Dichtefläche weiter nach Osten verlegt.

- Die mit dem Nordatlantischen Strom verbundene Dichtefront übt über die Topographie der Dichteflächen einen Einfluß auf die Zirkulation in den darunter liegenden Schichten aus, indem die südwardige Ausbreitung des Labradorsee-Wassers entlang des Kontinentalabhangs angehalten und nach Osten abgelenkt wird.

- Die Intensivierung des Nordatlantischen Stroms hat außerdem Auswirkungen auf die Kommunikation des subtropischen mit dem subarktischen Wirbel. Der Nordatlantische Strom nimmt mit abnehmender Dichtedissipation einen zunehmend zonalen Verlauf. Der Einstrom subtropischer Wassermassen in den subarktischen Bereich erfolgt vornehmlich östlich des Mittelatlantischen Rückens. Diese Tendenz verstärkt die allen Modellen gemeinsamen Abweichungen von den Beobachtungen im Neufundlandbecken.

- Durch einen starken südwardigen Ekmantransport wird dort kaltes Wasser aus der Labradorsee herangeführt. Die kalte Anomalie bewirkt eine unrealistische Wärmeaufnahme des Modellozeans und die Ausbildung einer flachen Deckschicht östlich von Neufundland. Fehlende diabatische Vorgänge an der subarktischen Front bieten eine mögliche Erklärung für das Übergewicht des Ekmantransports über den nordwardigen Transport des Nordatlantischen Stroms.

Weitere Ursachen für den Modellfehler im Grenzbereich zwischen subtropischem und subarktischem Wirbel sind denkbar. Die Modellergebnisse legen nahe, daß folgende Prozesse von Bedeutung sind:

- Die geringe vertikale Eindringtiefe der Golfstromfortsetzung macht eine topographische Steuerung der Strömung unwahrscheinlich, die aber allem Anschein nach im Ozean gegeben ist.

- Die starke zyklonale Zirkulation im subarktischen Wirbel deutet auf eine vom Windantrieb dominierte Zirkulation und eine mögliche Unterschätzung des thermohalinen Antriebs hin.

- Der Abbauprozess von verfügbarer potentieller Energie wird im Bereich des Nordatlantischen Stroms anscheinend unterschätzt, die Auffächerung des Stroms, die im Ozean östlich von Neufundland stattfindet, ist im Modell erst bei 30°W oder östlicher zu finden.

Beim derzeitigen Stand der Modellierung und der Beobachtungen ist eine Entscheidung zwischen den verschiedenen denkbaren Ursachen nicht möglich. Im Moment begonnene bzw. geplante wirbelauflösende Modelle der Atlantischen Zirkulation können Hinweise auf die Effektivität des Energieabbaus durch barokline Instabilität sowie den vertikalen Impulstransfer geben. Möglicherweise können sie den Weg zu realistischeren Parametrisierungen in grob auflösenden Modellen weisen, die auch in Zukunft für langzeitige Simulationen, z.B. in Klimamodellen, zum Einsatz kommen werden. Verbesserte Parametrisierungen der diapynen Diffusion, insbesondere durch Doppeldiffusion, ergeben eventuell einen realistischeren thermohalinen Antrieb. Modifikationen der Oberflächenrandbedingung für den Salzgehalt können zu einer besseren Modellierung des nordwärtigen Salztransports im Atlantik führen, was einen Einfluß auf die Vermischung durch Vertikalkonvektion und damit auf den thermohalinen Antrieb haben kann.

Daneben erscheinen weitere Modifikationen des Modells bzw. der Modellparameter angebracht. Die im Vergleich zu wirbelauflösenden Modellen mangelhafte Homogenisierung von potentieller Vorticity in der östlichen Ventilationsregion deutet auf eine zu schwache vertikale Impulsvermischung hin. Die geringen Deckschichttiefen bei statisch stabiler Schichtung sind bei Verwendung eines Deckschichtmodells vermeidbar, das die Vermischung durch winderzeugte Turbulenz in der Deckschicht berücksichtigt. Die relativ große implizite Vermischung des FCT-Schemas bei großen vertikalen Gitterdistanzen legt nahe, eine höhere vertikale Auflösung zu verwenden. Damit würde die Voraussetzung für den Einsatz rein physikalisch motivierter Diffusivitäten in allen Modelltiefen geschaffen und Effekte der nichtlinearen Zustandsgleichung ließen sich zweifelsohne identifizieren.

Neben den Verbesserungen der Modellphysik ist es für eine Beurteilung der Resultate notwendig, mehr über die mittlere Zirkulation - speziell im subarktischen Wirbel - durch Beobachtungen zu erfahren. Da der barotrope Anteil wegen der geringen statischen Stabilität der Schichtung im Norden potentiell eine große Rolle spielt, sind dafür direkte Messungen des Strömungsfeldes durch Driftkörper und Verankerungen oder der Oberflächenauslenkung notwendig. Darüber hinaus scheint es notwendig, mehr Beobachtungen der für die Bestimmung der Windschubspannung notwendigen Parameter in hohen Breiten zu sammeln. Die hier für den subarktischen Bereich verwendeten Felder beruhen

auf sehr wenigen Beobachtungen. Im Jahresmittel dominieren die großen Winterwerte der Schubspannung, die besonders schlecht abgesichert sind. Die Variabilität der Oberflächenflüsse und idealerweise ihre Auswirkung auf die mittlere und tiefe Zirkulation muß erfaßt werden, um die Relevanz der bisher verwendeten klimatologischen Antriebsfunktionen für die früher und momentan beobachteten ozeanischen Verhältnisse zu überprüfen. Auf diesem Gebiet werden auch weitere numerische Experimente notwendig sein.

A1. Implementation des 'upstream'-Schemas

Hier geht es in erster Linie um die zeitliche Diskretisierung der advektiven Terme in der Temperatur- und Salzgehaltsbalance, wenn einseitige Differenzen verwendet werden. Die übliche zeitliche Diskretisierung besteht wegen des diffusiven Charakters der einseitigen Differenzen aus einem Euler-Zeitschritt,

$$T^{n+1} = T^n - \Delta t * \{ \text{DIV}(u^n T^n) + R(T^n) \} \quad (\text{A1.1}).$$

DIV bezeichnet den diskreten Divergenzoperator (vergl. A2) und R die übrigen Terme in der Temperatur- oder Salzgehaltsbalance. Diese zeitliche Diskretisierung hat sich jedoch im Modell als instabil herausgestellt. Die Ursachen der Instabilität sind nicht vollständig geklärt. Es gibt aber Grund zur Annahme, daß es sich um eine nichtlineare Instabilität des Gesamtsystems aus Temperatur-, Salzgehalts- und Impulsgleichung handelt. Deutlichste Hinweise darauf geben die stabilen zeitlichen Diskretisierungen. Eine Möglichkeit besteht darin, den Coriolisterm in den Bewegungsgleichungen (fast) implizit darzustellen,

$$f \mathbf{k} \times (\omega u^{n+1} + (1-\omega)u^{n-1}) \quad (\text{A1.2}),$$

wobei $\omega = 1 - \epsilon$ und $1 \gg \epsilon \geq 0$. \mathbf{k} ist der Einheitsvektor in vertikaler Richtung. Tatsächlich kann ω nicht beliebig nahe an 1 gewählt werden, weil dann bei veränderlicher Bodentopographie die Iteration zur Bestimmung der Stromfunktion für den externen Mode nicht mehr konvergiert. Bei $\omega \approx 0.5$ oder expliziter Darstellung des Coriolisterms ist die zeitliche Integration über $2\Delta t$ stabil,

$$T^{n+1} = T^{n-1} - 2\Delta t * \{ \text{DIV}(u^n T^{n-1}) + R(T^{n-1}) \} \quad (\text{A1.3}).$$

u^n muß im Advektionsterm beibehalten werden, damit die energetische Konsistenz des Modells gewahrt bleibt. Die naheliegendere Wahl von u^{n-1} führt zu großen Fehlern in der Energiebalance des Modells und nach kurzer Zeit zu einem instabilen Anwachsen der Energie.

Wenn man für die Geschwindigkeit eine geostrophische Balance annimmt, dann bedeutet die erste Möglichkeit eine Kombination von Dichtewerten der Zeitebene $n-1$ aus der Bewegungsgleichung mit Werten von T zur Zeitebene n . Die umgekehrte Kombination gilt für (A1.3). (A1.1) entspricht der Kombination von Dichte- und Temperaturwerte aus der gleichen Zeitebene n , was sich als instabil herausgestellt hat.

Es wurden Vergleichsrechnungen mit den beiden stabilen Schemata durchgeführt. Da der zeitliche Trunkierfehler klein gegen den räumlichen ist, fallen die Unterschiede erwartungsgemäß sehr klein aus. Beide Diskretisierungen haben Nachteile. Die implizite Darstellung des Coriolisterms ist wegen des Einflusses auf die Bestimmung der Stromfunktion nicht in allen Fällen durchführbar, ω kann nicht immer so klein vorgegeben werden, wie es zur Stabilisierung von (A1.1) notwendig wäre. Außerdem sind im Rahmen des FCT-Verfahrens die advektiven Flüsse aus (A1.1), die für das Intervall $[n\Delta t, (n+1)\Delta t]$ definiert sind, nicht ohne weiteres mit den advektiven Flüssen eines Zentrale-Differenzen Verfahrens zu kombinieren, die für $[(n-1)\Delta t, (n+1)\Delta t]$ vorliegen. Durch (A1.3) ist andererseits ein zeitliches 3-Ebenen Schema definiert: von T^{n-1} wird nach T^{n+1} gerechnet, im nächsten Schritt wird aber nicht auf T^{n+1} aufgesetzt, um T^{n+3} zu berechnen, sondern T^n als Anfangsbedingung für die Berechnung von T^{n+2} verwendet. Es bleibt eine sporadische zeitliche Mittelung notwendig, um den rechnerischen Mode zu unterdrücken. Außerdem ist das Integrationsintervall $2\Delta t$ statt Δt , was bei der Wahl des Zeitschritts (CFL- Kriterium) zu beachten ist. Letzteres ist nicht einschneidend, da der Zeitschritt in der Regel nicht maximiert wird, weil das Verhältnis zum Zeitschritt für das Geschwindigkeitsfeld bestimmte Werte nicht überschreiten soll.

Für das Experiment UPS wurde in Hinsicht auf den Einsatz des FCT-Verfahrens (A1.3) verwendet.

A2. Implementation des FCT-Verfahrens

Die Implementation folgt in den Grundzügen den Vorschlägen von ZALESK (1978). Es wird die Notation Zalesaks verwendet, nur wo es der Klarheit halber notwendig erschien, wurde sie der Anlage des hier verwendeten Modells entsprechend abgewandelt.

Die dreidimensionale Advektionsgleichung

$$T_t + \nabla \cdot (\mathbf{u}T) = 0 \quad (\text{A2.1})$$

wird durch die Differenzenformel

$$\begin{aligned} T_{ijk}^{n+1} = T_{ijk}^* & - 2\Delta t * \{ (\cos \varphi_j \Delta \lambda_l)^{-1} (A_{i+1/2,jk}^c - A_{i-1/2,jk}^c) \\ & - (\cos \varphi_j \Delta \varphi_j)^{-1} (A_{ij+1/2,k}^c - A_{ij-1/2,k}^c) \\ & - (\Delta z_k)^{-1} (A_{ijk-1/2}^c - A_{ijk+1/2}^c) \} \quad (\text{A2.2}) \end{aligned}$$

angenähert. Die Differenz in der dritten Komponente ist umgestellt, weil im hier verwendeten Modell Vertikalkoordinate und Index k in unterschiedlichen Richtungen anwachsen. In (A2.2) ist T_{ijk}^* die Lösung eines dispersionsfreien Verfahrens niedriger Approximationsordnung, in diesem Fall des 'upstream'-Verfahrens aus A1 mit der dort angegebenen zeitlichen Diskretisierung. (Für eine möglicherweise vorteilhaftere zeitliche Diskretisierung im Rahmen des FCT-Verfahrens, die bisher aus technischen Gründen nicht implementiert worden ist, sei auf KUNHARDT und WU (1987) verwiesen.) Die A^c sind die begrenzten antidiffusiven Flüsse in den einzelnen Koordinatenrichtungen, z.B. für die zonale Komponente

$$A_{i+1/2,jk}^c = C_{i+1/2,jk} (F_{i+1/2,jk}^H - F_{i+1/2,jk}^L) = C_{i+1/2,jk} A_{i+1/2,jk} \quad (\text{A2.3})$$

mit

$$\begin{aligned} F_{i+1/2,jk}^H & = [(u^n \Delta \varphi)_{i+1/2,j+1/2,k} + (u^n \Delta \varphi)_{i+1/2,j-1/2,k}] (T_{i+1,jk}^n + T_{ijk}^n) / (4\Delta \varphi) \\ & = f_{i+1/2,jk}^n (T_{i+1/2,jk}^n + T_{ijk}^n) \quad (\text{A2.4a}) \end{aligned}$$

$$F_{i+1/2,jk}^L = F_{i+1/2,jk}^H + |f_{i+1/2,jk}^n| (T_{ijk}^{n-1} - T_{i+1,jk}^{n-1}) \quad (\text{A2.4b})$$

Die Begrenzer C sind so zu wählen, daß T_{ijk}^{n+1} innerhalb bestimmter Grenzen T_{ijk}^{\min} und T_{ijk}^{\max} liegt. Aus Konsistenzgründen muß $0 \leq C \leq 1$ gelten.

Zur Bestimmung der Begrenzer werden die Summe aller antidiffusiven Flüsse in eine Gitterzelle hinein,

$$\begin{aligned}
 P_{ijk}^+ &= \frac{2\Delta t}{\text{acos}\varphi_j \Delta\lambda_1} \left(\max(0, A_{i-1/2,jk}) - \min(0, A_{i+1/2,jk}) \right) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{\text{acos}\varphi_j \Delta\varphi_j} \left(\max(0, A_{ij-1/2,k}) - \min(0, A_{ij+1/2,k}) \right) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{\Delta z_k} \left(\max(0, A_{ijk+1/2}) - \min(0, A_{ijk-1/2}) \right)
 \end{aligned} \tag{A2.5a}$$

die Summe aller antidiffusiven Flüsse aus einer Gitterzelle heraus,

$$\begin{aligned}
 P_{ijk}^- &= \frac{2\Delta t}{\text{acos}\varphi_j \Delta\lambda_1} \left(\max(0, A_{i+1/2,jk}) - \min(0, A_{i-1/2,jk}) \right) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{\text{acos}\varphi_j \Delta\varphi_j} \left(\max(0, A_{ij+1/2,k}) - \min(0, A_{ij-1/2,k}) \right) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{\Delta z_k} \left(\max(0, A_{ijk-1/2}) - \min(0, A_{ijk+1/2}) \right)
 \end{aligned} \tag{A2.5b}$$

(A2.5b),

sowie die maximal zulässigen Änderungen durch die Divergenz der antidiffusiven Flüsse nach oben und unten,

$$Q_{ijk}^+ = T_{ijk}^{\text{max}} - T_{ijk}^* \tag{A2.6a}$$

$$Q_{ijk}^- = T_{ijk}^* - T_{ijk}^{\text{min}} \tag{A2.6b}$$

benötigt. Daraus berechnen sich die Zwischengrößen

$$R_{ijk}^+ = \min(1, Q_{ijk}^+ / (P_{ijk}^+ + \varepsilon)) \tag{A2.7a}$$

$$R_{ijk}^- = \min(1, Q_{ijk}^- / (P_{ijk}^- + \varepsilon)) \tag{A2.7b}$$

und schließlich abhängig von der Richtung des jeweiligen antidiffusiven Flusses die Begrenzer

$$C_{i+1/2,jk} = \begin{cases} \min(R_{i+1,jk}^+, R_{ijk}^-) & \text{für } A_{i+1/2,jk} \geq 0 \\ \min(R_{ijk}^+, R_{i+1,jk}^-) & \text{für } A_{i+1/2,jk} < 0 \end{cases} \quad (A2.8)$$

(entsprechend für die anderen Koordinatenrichtungen)

Als Grenzen T_{ijk}^{\min} und T_{ijk}^{\max} werden hier folgende Ausdrücke eingesetzt

$$T_{ijk}^{\min/\max} = \min \left\{ T_{ijk}^*, T_{ijk}^n, \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{i+1,jk}^n), \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{i-1,jk}^n), \right. \\ \left. \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{ij+1k}^n), \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{ij-1k}^n), \right. \\ \left. \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{ijk+1}^n), \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{ijk-1}^n) \right\} \quad (A2.9).$$

An Randpunkten wird der Wert des Landpunktes gleich dem des benachbarten Seepunktes gesetzt, also z.B. $0.5(T_{ijk}^n + T_{i+1,jk}^n)$ durch T_{ijk}^n ersetzt, wenn $(i+1,j,k)$ ein Landpunkt ist.

Das Mittel der benachbarten T^n ersetzt in (A2.9) die vorläufige Lösung T^* in der entsprechenden Formel Zalesaks. Tatsächlich hat diese Modifikation keinen großen Einfluß auf die Lösung, das Resultat wird in der Regel in Richtung der 'upstream'-Lösung, d.h. zur mehr diffusiven Seite hin verschoben. Die Modifikation ermöglicht aber eine einfachere und effizientere Codierung des Verfahrens, da die Lösung niedriger Ordnung T^* nur am zentralen Punkt (i,j,k) benötigt wird.

Im Gegensatz zum eindimensionalen Problem ist in keinem Fall die Monotonie der Lösung gewährleistet, obwohl die Lösung den Bereich $T^{\min/\max}$ nicht verlassen kann. Monotonie ist hier im folgenden Sinne gemeint: Verteilungen T^n und T^* , die beide bezüglich einer Koordinatenrichtung monoton sind, resultieren nicht notwendigerweise in eine monotone Verteilung T^{n+1} . Die maximal zulässigen Änderungen $Q_{ijk}^{+/-}$ werden durch eine Maximum/Minimumbildung über alle umliegenden Punkte bestimmt. Dabei kann es vorkommen, daß die zulässigen Änderungen durch die Variation der Vorhersagegröße in einer Koordinatenrichtung allein festgelegt wird, während die größten anti-diffusiven Flüsse in einer Richtung senkrecht dazu erfolgen.

Dies führte im dreidimensionalen Ozeanmodell zu erheblichem Rauschen in den advehierten Feldern. Der vertikale Gradient ist hier häufig so groß, daß T^{\min} und T^{\max} weit von T_{ijk}^n entfernt sind. Der Algorithmus sieht dann keine

Notwendigkeit, die antidiffusiven Flüsse zu begrenzen. Dabei wird nicht bezüglich der Richtung der Flüsse diskriminiert. So werden weder der vertikale antidiffusive Fluß, noch die horizontalen antidiffusiven Flüsse begrenzt, obwohl letzteres für die Erzwingung der Monotonie der neuen Lösung in der Horizontalen erforderlich wäre. Dies Verhalten des Begrenzers resultiert in einer zum Teil starken vertikalen Auslenkungen der Isoflächen. Die horizontalen Verteilungen, Abb.A2.1 zeigt ein typisches Beispiel, weisen dadurch eine hohe Variabilität auf kleinen Skalen auf, was an das Resultat eines Zentrale-Differenzen-Schemas ohne explizite Diffusion erinnert.

Die Schwierigkeiten können behoben werden, indem die antidiffusiven Flüsse zunächst wie bei einem eindimensionalen FCT-Verfahren behandelt werden. $T_{ijk}^{\min/\max}$ bestimmen sich dabei nur aus den Werten des zentralen Punkts und der beiden Nachbarn in der jeweiligen Koordinatenrichtung, z.B. für die zonale Richtung

$$T_{ijk}^{\min/\max} = \min \left\{ T_{ijk}^*, T_{ijk}^n, \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{i+1,jk}^n), \frac{1}{2} (T_{ijk}^n + T_{i-1,jk}^n) \right\} \quad (\text{A2.10})$$

Ebenso wird nur der Einfluß der antidiffusiven Flüsse in dieser Richtung vom Begrenzer berücksichtigt, z.B. wieder für die Begrenzung der zonalen Flüsse

$$P_{ijk}^+ = \frac{2\Delta t}{\text{acos}\varphi_j \Delta\lambda_i} \left(\max(0, A_{i-1/2,jk}) - \min(0, A_{i+1/2,jk}) \right) \quad (\text{A2.11a})$$

$$P_{ijk}^- = \frac{2\Delta t}{\text{acos}\varphi_j \Delta\lambda_i} \left(\max(0, A_{i+1/2,jk}) - \min(0, A_{i-1/2,jk}) \right) \quad (\text{A2.11b})$$

Durch die Einschränkung der $T_{ijk}^{\min/\max}$ auf eine Dimension wird der Schwankungsbereich der neuen Lösung gegenüber dem dreidimensionalen Verfahren eingeschränkt. Dadurch wird die Gewichtung zum 'upstream'-Verfahren hin verschoben, die Lösung also diffusiver. Andererseits werden nicht alle Flüsse berücksichtigt, die zu einer Änderung am zentralen Punkt beitragen können. Es ist damit nicht mehr sichergestellt, daß T^{n+1} keine unphysikalischen Extrema enthält. Zalesak schlägt deshalb vor, die zunächst eindimensional vorbegrenzten antidiffusiven Flüsse mit dem dreidimensionalen Begrenzer zu überprüfen und gegebenenfalls weiter zu begrenzen. In hier nicht weiter beschriebenen Kontrollexperimenten hat sich diese rechenintensive Überprüfung als überflüssig erwiesen, so daß für die Experimente FCT und ISO nur die eindimensionale Vorkorrektur des FCT-Verfahrens verwendet worden ist.

Es gibt mehrere Wege, die Vorbegrenzung durchzuführen. Beim FCT-Verfahren hat man große Freiheit, obere und untere Grenzen $T_{ijk}^{\min/\max}$ und die für die Berechnung der Begrenzer zu berücksichtigenden antidiffusiven Flüsse auszuwählen. Durch die Auswahl kann das Verfahren an die jeweilige Situation angepaßt werden. Brauchbare Ergebnisse wurden hier z.B. auch mit einem zweidimensionalen FCT-Verfahren für die horizontalen Flüsse, verbunden mit einem eindimensionalen Verfahren für die vertikalen Flüsse erhalten. Diese Alternative ist weniger diffusiv, erzeugt aber auch in einigen Regionen ein stärkeres Rauschen in T. Als besonders kritisch hat sich hier die Vorgabe des Schwankungsintervalls herausgestellt. Vertikale und horizontale Auflösung und ihr Verhältnis zueinander und zu den Komponenten des Gradienten von T gehen entscheidend ein. Da diese Parameter von Experiment zu Experiment verschieden sind, ist man gezwungen, für jedes Experiment eine Feineinstellung des Verfahrens vorzunehmen, wie man es von der Auswahl der Diffusionsparameter für die explizite Diffusion bei einem Zentrale-Differenzen-Schema gewohnt ist. Dies ist ein nicht zu unterschätzender Nachteil des FCT-Verfahrens.

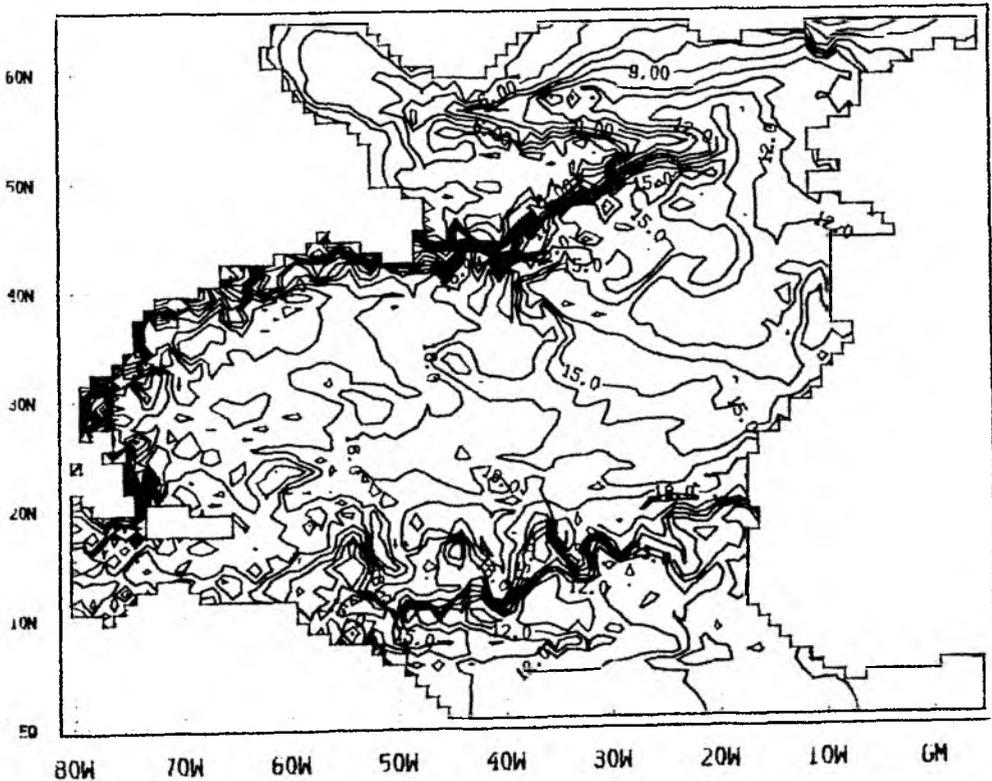


Abb.A2.1. Potentielle Temperatur in 217m beim FCT-Verfahren ohne Vorbegrenzung der antidiffusiven Flüsse. Zustand nach 4 Jahren Integrationszeit. Linienabstand 1K.

LITERATURVERZEICHNIS

- ANDERSON, D.L.T., K.BRYAN, A.E.GILL, R.C.PACANOWSKI, 1979: The transient response of the North Atlantic - some model studies. *J.Geophys.Res.* 84, 4795-4815.
- ANDERSON, D.L.T., R.A. CORRY, 1985a: Ocean response to low frequency wind forcing with application to the seasonal variation in the Florida Straits - Gulf Stream Transport. *Prog. Oceanog.* 14, 7-40.
- ANDERSON, D.L.T., R.A. CORRY, 1985b: Seasonal transport variations in the Florida Straits: A model study. *J.Phys. Oceanogr.* 15, 773-786.
- BENNETT, S.L., 1986: The relationship between vertical, diapycnal, and isopycnal velocity and mixing in the ocean general circulation. *J.Phys.Oceanogr.* 16, 167-174.
- BLECK, R., D.B. BOUDRA, 1981: Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. *J.Phys.Oceanogr.* 11, 755-770.
- BLECK, R., D.B. BOUDRA, 1986: Wind-driven spin-up in eddy-resolving ocean models formulated in isopycnic and isobaric coordinates. *J.Geophys.Res.* 91, 7611-7621.
- BOGUE, N.M., R.X. HUANG, K.BRYAN, 1986: Verification experiments with an isopycnal coordinate ocean model. *J.Phys.Oceanogr.* 16, 985-990.
- BÖNING, C.W., M.D. COX, 1987: Particle dispersion and mixing of conservative properties in an eddy resolving model. *J.Geophys.Res.* (eingereicht).
- BORIS, J.P., D.L.BOOK, 1973: Flux-corrected transport, I, SHASTA, a fluid transport algorithm that works. *J.Comput.Phys.* 11, 38-69.
- BRETHERTON, F., 1982: Ocean climate modelling. *Progr.Oceanogr.* 11, 93-129.
- BROECKER, W.S., 1979: A revised estimate for the radiocarbon age of North Atlantic deep water. *J.Geophys.Res.* 84, 3218-3226.
- BRYAN, F., 1987: Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J.Phys.Oceanogr.* 17, 970-985.

- BRYAN, K., 1969: A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J.Comput.Phys.* 3, 347-376.
- BRYAN, K., 1984: Accelerating the convergence of ocean-climate models. *J.Phys.Oceanogr.* 14, 666-673.
- BRYAN, K., M.D.COX, 1972: An approximate equation of state for numerical models of ocean circulation. *J.Phys.Oceanogr.* 2, 510-514.
- BRYAN, K., L.J.LEWIS, 1979: A water mass model of the world ocean. *J.Geophys.Res.* 84, 2503-2517.
- BRYAN, K., J.L. SARMIENTO, 1985: Modeling ocean circulation. *Adv.Geophys.* 28A, 433-459.
- BRYAN, K., M.J.SPELMAN, 1985: The ocean's response to a CO₂-induced warming. *J.Geophys.Res.* 90, 11679-11688.
- CALDWELL, D.R., 1983: Small-scale physics of the ocean. *Rev.Geophys.* 21, 1192-1205.
- CALDWELL, D.R., 1987: Small-scale physics of the ocean. *Rev.Geophys.* 25, 183-192.
- CHARNOCK, H., 1981: Air-sea interaction. In: B.A.Warren, C.Wunsch (Eds.), *Evolution of Physical Oceanography*, The MIT Press, Cambridge.
- CLARKE, R.A., H. HILL, R.F. REININGER, B.A. WARREN, 1980: Current system south and east of the Grand Banks of Newfoundland. *J.Phys.Oceanogr.* 10, 25-65.
- COLIN DE VERDIERE, A., 1986: On mean flow instabilities within the planetary geostrophic equations. *J.Phys.Oceanogr.* 16, 1981-1984.
- COX, M.D., 1984: A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. GFDL Ocean Group Tech.Rep.No.1, GFDL/Princeton University.
- COX, M.D., 1985: An eddy-resolving numerical model of the ventilated thermocline. *J.Phys.Oceanogr.* 15, 1312-1324.
- COX, M.D., 1987: Isopycnal diffusion in a z-coordiante ocean model. *Ocean modelling* 74, 1-5.
- COX, M.D., K.BRYAN, 1984: A numerical model of the ventilated thermocline. *J.Phys.Oceanogr.* 14, 674-687.

- CSANADY, G.T., 1978: The arrested topographic wave. *J.Phys.Oceanogr.* 8, 47-62.
- DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS, G. SIEDLER, 1975: *Allgemeine Meereskunde*. 3.Aufl., Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart.
- FOFONOFF, N.P., R.M. HENDRY, 1985: Current variability near the southeast Newfoundland Ridge. *J.Phys.Oceanogr.* 15, 963-984.
- GARGETT, A.E., 1984: Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *J.Mar.Res.* 42, 359-393.
- GERDES, R., C. KÖBERLE, J. WILLEBRAND, 1988: The role of numerical advection schemes in general circulation models (in Vorbereitung).
- GILL, A.E., 1982: *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, London.
- GORDON, A.L., 1986: Interocean Exchange of Thermocline Water. *J.Geophys.Res.* 91, 5037-5046.
- GREGG, M.C., 1987: Diapycnal mixing in the thermocline: a review. *J.Geophys.Res.* 92, 5249-5286.
- HALL, M.M., H.L. BRYDEN, 1982: Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport. *Deep-Sea Res.* 29, 339-359.
- HANEY, R.L., 1971: Surface thermal boundary condition for ocean circulation models. *J.Phys.Oceanogr.* 1, 241-248.
- HELLERMAN, S., M.ROSENSTEIN, 1983: Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J.Phys.Oceanogr.* 13, 1093-1104.
- HOLLAND, W.R., 1971: Ocean tracer distributions. *Tellus* 23, 371-392.
- HOLLAND, W.R., D.E.HARRISON, A.J.SEMTNER, 1983: Eddy-resolving numerical models of large-scale ocean circulation. In: ROBINSON, A.R.(Ed.), *Eddies in marine science*. Springer Verlag Berlin.
- HOLLAND, W.R., A.D. HIRSCHMAN, 1972: A numerical calculation of the circulation in the North Atlantic ocean. *J.Phys.Oceanogr.* 2, 336-354.
- HOLLAND, W.R., W.J. SCHMITZ, 1985: Zonal penetration scale of model midlatitude jets. *J.Phys.Oceanogr.* 15, 1859-1875.

- HUANG, R.X., G.R.FLIERL, 1987: Two-layer models for the thermocline and current structure in subtropical/subpolar gyres. *J.Phys.Oceanogr.* 17, 872-884.
- IERLEY, G.R., W.R. YOUNG, 1983: Can the western boundary layer affect the potential vorticity distribution in the Sverdrup interior of a wind gyre ? *J.Phys.Oceanogr.* 13, 1753-1763.
- ISEMER, H.J., L. HASSE, 1987: The Bunker climate atlas of the North Atlantic ocean. Vol.2: Air-sea interactions. Springer Verlag, Berlin.
- KAWASE, N., J.L. SARMIENTO, 1985: Nutrients in the Atlantic thermocline. *J.Geophys.Res.* 90, 8961-8979.
- KILLWORTH, P.D., 1985: A two-level wind and buoyancy driven thermocline model. *J.Phys.Oceanogr.* 15, 1414-1432.
- KILLWORTH, P.D., J.M. SMITH, A.E. GILL, 1984: Speeding up ocean circulation models. *Ocean Modelling* 54, 1-4.
- KRAUSS, W., 1986: The North Atlantic Current. *J.Geophys.Res.* 91, 5061-5074.
- KRAUSS, W., C.W. BÖNING, 1987: Lagrangian properties of eddy fields in the northern North Atlantic as deduced from satellite-tracked buoys. *J.Mar.Res.* 45, 259-291.
- KRAUSS, W., E.FAHRBACH, A.AITSAM, J.ELKEN, P.KOSKE, 1987: The North Atlantic Current and its associated eddy field southeast of Flemish Cape. *Deep-Sea Res.* 34, 1163-1185.
- KRAUSS, W., R.H. KÄSE, 1984: Mean circulation and eddy kinetic energy in the eastern North Atlantic. *J.Geophys.Res.* 89, 3407-3415.
- KUNHARDT, E.E., C. WU, 1987: Towards a more accurate flux corrected transport algorithm. *J.Comput.Phys.* 68, 127-150.
- LEETMAA, A., A.F. BUNKER, 1978: Updated charts of the mean annual wind stress, convergence in the Ekman layers, and Sverdrup transports in the North Atlantic. *J.Mar.Res.* 36, 311-322.
- LEETMAA, A., P.NIILER, H. STOMMEL, 1977: Does the Sverdrup relation account for the mid-Atlantic circulation ? *J.Mar.Res.* 35, 1-10.

- LEVITUS, S., 1982: Climatological atlas of the world ocean. NOAA Prof.Pap. 13, 173pp.
- LUYTEN, J.R., J.PEDLOSKY, H.STOMMEL, 1983: The ventilated thermocline. *J.Phys.Oceanogr.* 13, 292-309.
- LUYTEN, J., H. STOMMEL, 1986: Gyres driven by combined wind and buoyancy flux. *J.Phys.Oceanogr.* 16, 1551-1560.
- LUYTEN, J., H.STOMMEL, C. WUNSCH, 1985: A diagnostic study of the northern Atlantic subpolar gyre. *J.Phys.Oceanogr.* 15, 1344-1348.
- MAILLARD, C., 1984: Mean circulation and exchanges in the northeastern Atlantic from historic data. *Rapp.P.V.Reun.Cons.Int.Explor.Mer* 185, 131-139.
- McCARTNEY, M.S., 1982: The subtropical recirculation of mode waters. *J.Mar.Res* 40(Suppl.), 427-464.
- McCARTNEY, M.S., L.D. TALLEY, 1982: The subpolar mode water of the North Atlantic Ocean. *J.Phys.Oceanogr.* 12, 1169-1188.
- McCARTNEY, M.S., L.D. TALLEY, 1984: Warm-to-cold water conversion in the northern Atlantic Ocean. *J.Phys.Oceanogr.* 14, 922-935.
- McDOUGALL, T.J., 1984: The relative roles of diapycnal and isopycnal mixing on subsurface water-mass conversion. *J.Phys.Oceanogr.*, 14, 1577-1589.
- McDOUGALL, T.J., 1987: Thermobaricity, cabbeling, and water-mass conversion. *J.Geophys.Res.* 92, 5448-5464.
- McDOUGALL, T.J., J.A. CHURCH, 1986: Pitfalls with the numerical representation of isopycnal and diapycnal mixing. *J.Phys.Oceanogr.* 16, 196-199.
- MEEHL, G.A., W.M. WASHINGTON, A.J. SEMTNER, 1982: Experiments with a global ocean model driven by observed atmospheric forcing. *J.Phys.Oceanogr.* 12, 301-312.
- MESINGER, F., A. ARAKAWA, 1976: Numerical Methods used in Atmospheric Models. GARP Publications Series No. 17, Vol.1.

- MÜLLER, T., 1987: Analyse niederfrequenter Strömungsschwankungen im Nordostatlantik. Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel 170.
- MÜLLER, P., J. WILLEBRAND, 1985: Equations for oceanic motions. In: Landolt-Börnstein "Oceanography", J.SÜNDERMANN (Ed.), Springer Verlag Berlin.
- MUSGRAVE, D.L., 1985: A numerical study of the roles of subgyre-scale mixing and the western boundary current on homogenization of a passive tracer. J.Geophys.Res. 90, 7037-7043.
- OLBERS, D.J., M.WENZEL, J.WILLEBRAND, 1985: The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data. Rev.Geophys. 23, 313-356.
- PACANOWSKI, R.C., S.G.H.PHILANDER, 1981: Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. J.Phys.Oceanogr. 11, 1443-1451.
- PEDLOSKY, J., 1986: The buoyancy and wind-driven ventilated thermocline. J.Phys.Oceanogr. 16, 1077-1087.
- PEDLOSKY, J., W. SMITH, J.LUYTEN, 1984: On the dynamics of the coupled mixed layer - thermocline system and the determination of the oceanic surface density. J.Phys.Oceanogr. 14, 1159-1171.
- PEYRET, R., T.D. TAYLOR, 1981: Computational methods in fluid flow. Springer-Verlag Berlin.
- REDI, M.H., 1982: Oceanic isopycnal mixing by coordinate rotation. J.Phys.Oceanogr. 12, 1154-1158.
- REID, J.L., 1981: On the Mid-Depth Circulation of the World Ocean. In: B.A.Warren, C.Wunsch (Hrsg.), Evolution of Physical Oceanography, The MIT Press, Cambridge.
- RHINES, P.B., 1986: Lectures on ocean circulation dynamics. In: WILLEBRAND, J., D.L.T. ANDERSON (Eds.), Large-scale transport processes in oceans and atmosphere. Reidel Publishing Company Dordrecht.
- RHINES, P.B., W.R. YOUNG, 1982: Homogenization of potential vorticity in planetary gyres. J.Mar.Res. 40, 559-596.

- RICHARDSON, P.L., 1985: Average velocity and transport of the Gulf Stream near 55W. J.Mar.Res. 43, 83-111.**
- ROEMMICH, D., 1980: Estimation of meridional heat flux in the North Atlantic Ocean by inverse methods. J.Phys.Oceanogr. 10, 1972-1983.**
- ROEMMICH, D., C. WUNSCH, 1985: Two transatlantic sections: Meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic. Deep-Sea Res. 32, 619-644.**
- ROOD, R.B., 1987: Numerical advection algorithms and their role in atmospheric transport and chemistry models. Rev.Geophys. 25, 71-100.**
- ROOTH, C., 1972: A linearized bottom friction law for large-scale oceanic motions. J.Phys.Oceanogr. 1, 509-510.**
- SARKISYAN, A.S., V.F. IVANOV, 1971: Joint effect of baroclinicity and bottom relief as an important factor in the dynamics of sea currents. Izv.Akad.Nauk SSSR, Fiz.Atmos.Okeana 7, 173.**
- SARMIENTO, J.L., 1983: A simulation of bomb tritium entry into the Atlantic Ocean. J.Phys.Oceanogr. 13, 1924-1939.**
- SARMIENTO, J.L., 1986: On the north and tropical Atlantic heat balance. J.Geophys.Res. 91, 11677-11689.**
- SARMIENTO, J.L., K. BRYAN, 1982: An ocean transport model for the North Atlantic. J.Geophys.Res. 87, 394-408.**
- SAUNDERS, P.M., 1982: Circulation in the eastern North Atlantic. J.Mar.Res. 40(Suppl.), 641-657.**
- SCHMITT, R.W., 1981: Form of the temperature-salinity relationship in the Central Water: evidence for double-diffusive mixing. J.Phys.Oceanogr. 11, 1015-1026.**
- SCHMITZ, W.J., 1985: SOFAR float trajectories associated with the Newfoundland Basin. J.Mar.Res. 43, 761-778.**
- SCHMITZ, W.J., W.R.HOLLAND, 1986: Observed and modeled mesoscale variability near the Gulf Stream and Kuroshio Extension. J.Geophys.Res. 91, 9624-9638.**

- SMOLARKIEWICZ, P.K., 1984: A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion. *J.Comput.Phys.* 54, 325-362.
- SOLOMON, H., 1971: On the representation of isentropic mixing in ocean circulation models. *J.Phys.Oceanogr.* 1, 233-234.
- TALLEY, L.D., M.S. McCARTNEY, 1982: Distribution and Circulation of Labrador Sea Water. *J.Phys.Oceanogr.* 12, 1189-1205.
- THIELE, G., W.ROETHER, P.SCHLOSSER, R.KUNTZ, G.SIEDLER, L.STRAMMA, 1986: Baroclinic flow and transient-tracer fields in the Canary-Cape-Verde basin. *J.Phys.Oceanogr.* 16, 814-826.
- VERONIS, G., 1975: The role of models in tracer studies. *Numerical Models of the Ocean Circulation.* Natl.Acad.Sci., Washington, DC, 133-146.
- WAJSOWICZ, R.C., 1986: Free planetary waves in finite-difference numerical models. *J.Phys.Oceanogr.* 16, 773-789.
- WARREN, B.A., 1981: Deep Circulation of the World Ocean. In: B.A.Warren, C.Wunsch (Hrsg.), *Evolution of Physical Oceanography*, The MIT Press, Cambridge.
- WARREN, B.A., 1983: Why is no deep water formed in the North Pacific ? *J.Mar.Res.* 41, 327-347.
- WATTS, D.R., 1983: Gulf Stream variability. In: ROBINSON, A.R.(Ed.), *Eddies in marine science.* Springer Verlag Berlin.
- WELANDER, P., 1986: Thermohaline effects in the ocean circulation and related simple models. In: WILLEBRAND, J., D.L.T. ANDERSON (Eds.), *Large-scale transport processes in oceans and atmosphere.* Reidel Publishing Company Dordrecht.
- WENZEL, M.K.C., 1986: Die mittlere Zirkulation des Nordatlantik auf der Grundlage klimatologischer hydrographischer Daten. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel* 157.
- WORTHINGTON, L.V., 1970: The Norwegian Sea as a mediterranean basin. *Deep-Sea Res.* 17, 77-84.
- WORTHINGTON, L.V., 1976: On the North Atlantic circulation. *The Johns Hopkins Oceanographic Studies* 6. 110pp.

- WUNSCH, C., 1984: An eclectic Atlantic Ocean circulation model. Part I: The meridional flux of heat. *J.Phys.Oceanogr.* 14, 1712-1733.
- WUNSCH, C., D. ROEMMICH, 1985: Is the North Atlantic in Sverdrup balance ? *J.Phys.Oceanogr.* 15, 1876-1880.
- WÜST, G., 1935: Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans. Die Stratosphäre. In *Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff "Meteor" 1925-1927.* (The Stratosphere of the Atlantic Ocean, W.J. EMERY (Ed.), 1978. Amerind, New Delhi, 112 pp.)
- YOUNG, W.R., 1984: The role of the western boundary layers in gyre-scale ocean mixing. *J.Phys.Oceanogr.* 14, 478-483.
- ZALESAK, S.T., 1978: Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids. *J.Comput.Phys.* 31, 335-362.

Danksagung

Für die Anregung zu dieser Arbeit und die während der Bearbeitung genossene weitgehende Freiheit danke ich Herrn Prof.Dr.W.Krauß. Viele Anregungen und Hinweise verdanke ich Prof.Dr.J.Willebrand. Allen Kollegen in der Abteilung Theoretische Ozeanographie danke ich für ihre Diskussionsbereitschaft und die mir entgegengebrachte Unterstützung und Offenheit. Besonders erwähnen möchte ich Herrn Dr.Aike Beckmann, Frau Cornelia Köberle, Herrn Peter Herrmann und meinen langzeitigen Mitstreiter Herrn Dr.Chresten Wübber.

Die Mitarbeiter des Rechenzentrums des IfM und des Konrad-Zuse-Zentrums für Informationstechnik in Berlin hatten immer ein offenes Ohr, Verständnis und Hilfsbereitschaft für die Nöte und Bedürfnisse eines Benutzers. Dafür sei ihnen hier ausdrücklich gedankt.