

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

Nr. 235

1993

Assimilation hydrographischer Daten in ein  
Zirkulationsmodell des Atlantiks auf der  
Grundlage des adjungierten Verfahrens

DOI 10.3289/IFM-BER-235

von

Andreas Schiller

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:  
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel  
Abt. Theoretische Ozeanographie  
Düsternbrooker Weg 20  
24105 Kiel, -FRG-

ISSN 0341 - 8561 -

**Diese Arbeit wurde von der Mathematisch-  
Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Universität Kiel als Dissertation angenommen.**

## Zusammenfassung

Es werden klimatologische Temperatur- und Salzgehaltsdaten sowie Beobachtungen der thermohalinen Oberflächenflüsse (Nettowärmefluß bzw. Verdunstung minus Niederschlag) in ein großskaliges Zirkulationsmodell des Atlantiks assimiliert. Dabei soll ein stationärer Modellzustand erreicht werden, der dem beobachteten mittleren hydrographischen Aufbau und der dazu gehörenden Zirkulation des Ozeans unter Berücksichtigung der Beobachtungsfehler entspricht. Hierzu wird unter Anwendung des adjungierten Verfahrens ein Inversmodell entwickelt, daß in Form einer Kostenfunktion den Abstand zwischen Modell und Daten sowie die Abweichungen von einem stationären Modellzustand mißt.

In Zwillingsexperimenten mit einem idealisierten Einhemisphärenmodell werden simulierte Daten benutzt, um die prinzipielle Anwendbarkeit des adjungierten Verfahrens auf ein dreidimensionales Zirkulationsmodell zu überprüfen. Die Minimierung der Kostenfunktion liefert akzeptable Ergebnisse, und der gesuchte wahre Modellzustand kann großräumig reproduziert werden. Die erhaltenen Lösungen zeigen jedoch deutliche Sensitivitäten gegenüber dem verwendeten Integrationszeitraum (optimal: ca. 1000 Tage) und gegenüber der nichtlinearen Formulierung der Vertikalkonvektion. In dem durch Konvektion dominierten Modellgebiet weisen die reproduzierten Oberflächenflüsse im Vergleich zum übrigen Modellgebiet erhöhte Abweichungen von den wahren Werten auf (max.  $22.0 \text{ W/m}^2$ ).

Die Ergebnisse des Atlantikmodells belegen, daß das angewandte Inversverfahren grundsätzlich zur Assimilation von hydrographischen Beobachtungen in ein komplexes Zirkulationsmodell des Ozeans geeignet ist und daß mit der adjungierten Methode ein quasistationärer Modellzustand bestimmt werden kann. Die mit verschiedenen Versionen des Inversmodells erhaltenen optimierten hydrographischen Verteilungen zeigen jedoch, daß die im Rahmen der Beobachtungsfehler angestrebte quantitative Übereinstimmung zwischen Modell und Daten regional von deutlichen Differenzen gekennzeichnet ist. Die Ursachen für diese Modell-Daten Differenzen lassen sich auf die grundlegenden Probleme inkompatibler hydrographischer und Oberflächenflußdaten sowie auf inkonsistente Modell-Daten Relationen zurückführen. Die genannten Punkte kommen besonders deutlich im subpolaren Bereich aller Modellversionen zum Ausdruck, in dem großräumige Abweichungen der optimierten von den beobachteten Oberflächenflüssen auftreten. Ein anderes, modellspezifisches Problem ist die zu weit nördlich stattfindende Golfstromablösung von der amerikanischen Küste. Die grobe Modellauflösung in

Kombination mit horizontal gemittelten Beobachtungen führt in dieser, in der Realität durch eine hohe raum-zeitliche Variabilität gekennzeichneten Region zu Inkompatibilitäten zwischen Modell und Beobachtungen.

Zur Untersuchung der Sensitivität der Inverslösungen gegenüber subskaligen Modellparametrisierungen werden verschiedene Formulierungen der Vermischung getestet. Hierbei sind insbesondere im Bereich der subarktischen Front sowie vor der Küste Westafrikas und im Südäquatorialstrom deutliche Abhängigkeiten der optimierten Hydrographie von der gewählten Diffusionsparametrisierung feststellbar. Unter dem Gesichtspunkt möglichst kleiner Abweichungen zwischen Modell und beobachteter Hydrographie erweist sich in diesen Regionen im oberen Bereich der Hauptsprungschicht die Diffusionsparametrisierung mit isopyknischer Vermischung gegenüber einer stabilitätsfrequenzabhängigen bzw. einer konstanten Vermischung in Koordinatenrichtung als am besten geeignet.

Die mittleren ozeanischen Wärme- und Frischwassertransporte werden im Atlantik in erster Linie durch die tiefreichende meridionale Umwälzbewegung bestimmt. In den Experimenten ist diese Umwälzbewegung zu gering, so daß Maximalwerte des Wärmetransports zwischen 0.83 und 1.07 *PW* im subtropischen Atlantik erreicht werden, welche im unteren Bereich allgemein akzeptierter Werte liegen. Die vom Modell gelieferten Frischwassertransporte liegen ebenfalls unterhalb der aus Beobachtungen ableitbaren Werte.

Mit einer vereinfachten Formulierung der Hessschen Matrix werden für ein ausgewähltes Experiment formale Fehler für die optimierte Hydrographie und die Oberflächenflüsse bestimmt. Interpretiert man die an einzelnen Positionen berechneten Fehler als repräsentativ für die jeweiligen Modellregionen, so erscheinen die Fehler unter Berücksichtigung der zum Teil großen Modell-Daten Differenzen zumindest regional als zu gering.

## Abstract

Observations of temperature and salinity as well as surface fluxes of heat and fresh-water are assimilated into a large-scale general circulation model (GCM) of the Atlantic Ocean. Conceptually, the aim is to determine the model inputs that are consistent both with the equilibrium dynamics of the model and with the observed hydrographic data within their error bounds. The task is posed as an optimization problem using the adjoint method to obtain values for the model inputs that minimize a cost function measuring departures from the steady state and from the data.

Identical twin experiments are carried out, using a one-hemisphere model to test the adjoint approach in connection with a three-dimensional circulation model. The minimization of the costfunction produces acceptable results, reproducing the true model state on a large scale. However, the solutions show a distinct sensitivity to the integration time (optimal: about 1000 days) and to the nonlinear formulation of the vertical convection, respectively. Areas of the model domain, that are dominated by convection processes show enhanced deviations of the reproduced surface fluxes from the true values (max.  $22.0 \text{ W/m}^2$ ).

The results of the Atlantic model demonstrate that in principal the applied inverse method is capable of an assimilation of hydrographic data into a complex GCM, creating a quasi-stationary model state as a result of the optimization procedure. However, in some areas of the model domain distinct differences between the model state and the observations are conspicuous. The reasons for these model-data misfits can be traced back to the fundamental problems of model-data inconsistencies and the incompatibility between hydrographic data and surface flux observations. This becomes evident in the subpolar area of all model versions, where large-scale deviations of the optimized fluxes from the observed fluxes exist. Another specific problem of the model concerns the Gulf Stream separation from the American coast. In this area, which in reality is characterized by large space-time variability, the crude model resolution combined with horizontally averaged observations results in incompatibilities between model and observations.

To examine the sensitivity of the inverse solutions with respect to the model's subscale parameterizations, several formulations of mixing are tested. In certain regions such as the Subarctic Front, the Westafrican coast and the South Equatorial Current a distinct dependence of the optimized hydrography on the chosen parameterization of diffusion is found. In these regions and in the upper thermocline the smallest possible model-

data misfit is produced by the isopycnic diffusion compared to a stability dependent and a constant diffusion coefficient, respectively.

In the Atlantic the mean oceanic transports of heat and freshwater are mainly determined by the deep meridional overturning cell. The overturning is too low in the experiments, and as a consequence the maximum values of the heat transport lie between 0.83 and 1.07 *PW*, which is in the lower range of generally accepted values. Similarly, the model produces a freshwater transport which is too low relative to observations.

A simplified formulation of the Hessian matrix is used to compute formal error estimates for the optimized hydrography and surface fluxes at specified positions. Taking these error estimates as representative for the respective model area, the errors seem to be too low, at least regionally, compared to the large model-data misfit in some parts of the model domain.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Datenassimilation . . . . .	1
1.2	Optimierung thermohaliner Zirkulationsparameter . . . . .	2
1.3	Ziele der Arbeit . . . . .	3
1.4	Formulierung des Inversproblems . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Modellbeschreibung</b>	<b>6</b>
2.1	Vorwärtsmodell . . . . .	6
2.2	Adjungiertes Modell . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Zwillingsexperimente</b>	<b>17</b>
3.1	Einleitung . . . . .	17
3.2	Experimente und Ergebnisse . . . . .	18
3.3	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Atlantikmodell: Experimentelle Strategie und Datenbasis</b>	<b>30</b>
4.1	Modellkonfiguration . . . . .	30
4.1.1	Modellgebiet und Auflösung . . . . .	30
4.1.2	Reibungs- und Diffusionskoeffizienten . . . . .	32
4.2	Beobachtungsdaten . . . . .	37
4.2.1	Wärmefluß . . . . .	37
4.2.2	Frischwasserfluß . . . . .	39
4.2.3	Hydrographische Daten . . . . .	41
4.3	Experimentelles Vorgehen . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Ergebnisse des Vorwärtsmodells</b>	<b>49</b>
5.1	Experiment mit Newton-Randbedingungen . . . . .	49
5.2	Experiment mit Flußrandbedingungen . . . . .	51

<b>6</b>	<b>Ergebnisse des Inversmodells</b>	<b>54</b>
6.1	Analyse der Kostenfunktion . . . . .	56
6.2	Oberflächen- und Dichteflüsse . . . . .	58
6.2.1	Wärmeflüsse . . . . .	58
6.2.2	Frischwasserflüsse . . . . .	65
6.2.3	Dichteflüsse . . . . .	68
6.2.4	Wassermassentransformation . . . . .	72
6.3	Hydrographie und Zirkulation . . . . .	77
6.3.1	Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen . . . . .	77
6.3.2	Mittlere Zirkulation . . . . .	93
6.4	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	102
<b>7</b>	<b>Wärme-, Salz- und Frischwassertransporte</b>	<b>107</b>
7.1	Nordwärtiger Wärmetransport . . . . .	107
7.2	Salz- und Frischwassertransporte . . . . .	117
7.3	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	123
<b>8</b>	<b>Sensitivitätsanalysen</b>	<b>125</b>
8.1	Windgetriebene Zirkulation . . . . .	125
8.2	Erhöhung der vertikalen Auflösung . . . . .	130
<b>9</b>	<b>Fehlerabschätzung</b>	<b>132</b>
9.1	Eindeutigkeit der optimierten Modellösungen . . . . .	133
9.2	Sensitivität der Lösungen gegenüber den Beobachtungsfehlern . . . . .	137
9.3	Formale Fehler der optimierten Modellvariablen . . . . .	139
9.4	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	141
<b>10</b>	<b>Schlußbetrachtung</b>	<b>145</b>
<b>11</b>	<b>Literatur</b>	<b>149</b>



# 1 Einleitung

Ziel dieser Arbeit ist es, durch Assimilation ozeanographischer Daten in ein Zirkulationsmodell ein dynamisch und mit den Beobachtungsfehlern konsistentes Bild der Zirkulation im nördlichen und äquatorialen Atlantik zu erhalten. Dabei sollen im Ergebnis bessere Schätzungen für die fehlerbehafteten Messungen erhalten und gleichzeitig der Modellzustand näher an die hydrographischen Beobachtungen gebracht werden.

## 1.1 Datenassimilation

Numerische Zirkulationsmodelle des Ozeans sind neben direkten Beobachtungen von großer Wichtigkeit für das Verständnis und die Interpretation der ozeanischen Zirkulation. In diesem Zusammenhang wurden ozeanographische Beobachtungen in der Vergangenheit hauptsächlich zu qualitativen Vergleichen zwischen Modellergebnissen und Beobachtungsdaten genutzt. Einerseits lagen inadequate ozeanographische Beobachtungsdaten vor, die aufgrund einer ungenügenden Datendichte und zusätzlicher Datenfehler keine sinnvolle Verknüpfung mit den Modellen zuließen. Andererseits war durch operationelle Einschränkungen im Bereich der verfügbaren Computer kein aufwendiges mathematisches Verfahren zur Assimilation von Beobachtungen in ein komplexes Zirkulationsmodell des Ozeans geeignet. Die genannten Einschränkungen hatten zur Folge, daß mit dynamisch einfacheren Inversmodellen jeweils nur Teilaspekte der ozeanischen Zirkulation untersucht werden konnten (STOMMEL & SCHOTT, 1977, WUNSCH, 1978, OLBERS et. al., 1985). Fortschritte im Bereich der inversen Modellierung, insbesondere mit dem in dieser Arbeit benutzten adjungierten Verfahren, ermöglichen jedoch inzwischen eine engere Verknüpfung zwischen komplexen ozeanographischen Zirkulationsmodellen und hydrographischen Beobachtungen. Besondere Impulse erhält die Datenassimilation in der Ozeanographie derzeit durch aktuelle globale Meßkampagnen, wie beispielsweise WOCE ("World Ocean Circulation Experiment") oder TOPEX/POSEIDON ("Topographic Mission Experiment"). Um die dabei anfallenden hydrographischen Datenmengen und Messungen der Meeresoberflächenauslenkung (Altimetrie) voll ausnutzen zu können, ist neben der konventionellen Interpretation der Daten eine Assimilation in Modelle sinnvoll.

In der Vergangenheit häufig verwendete Verfahren der Verknüpfung von Modell und Daten sind die Methode der kleinsten Quadrate in Verbindung mit einer Eigenwertzerlegung der Modellmatrix, die Ersetzung von Modellvariablen durch Beobachtungen und

die Methode der Newton-Randbedingung ("Nudging"). Diese, sowie neuere Methoden der Datenassimilation, wie beispielsweise der Kalman-Filter und das adjungierte Verfahren, werden in ANDERSON & WILLEBRAND (1989) diskutiert. Während in der Meteorologie die Datenassimilation mit der adjungierten Variationsmethode frühzeitig begonnen wurde (SASAKI, 1958), begannen in der Ozeanographie erste Arbeiten mit diesem ursprünglich in den Ingenieurwissenschaften entwickelten Verfahren erst vor wenigen Jahren (PROVOST & SALMON, 1986). Das Hauptinteresse der Datenassimilation in der Ozeanographie ist auf ein besseres Verständnis der aktuellen ozeanographischen Dynamik ausgerichtet. Im Vordergrund der Untersuchungen stehen hierbei die Schätzung von Modellparametern, der Test der Modelle gegen die Daten und Abschätzungen der Modell- und Beobachtungsfehler.

Einfachere Anwendungen des adjungierten Verfahrens, die Modelldaten als simulierte Beobachtungen benutzen, sind von SCHRÖTER (1989) und TZIPERMAN & THACKER (1989) dargestellt worden. SCHRÖTER (1989) demonstriert anhand eines eindimensionalen Modells der Flachwassergleichungen und einer Advektions-Diffusionsgleichung für Tracer die Anwendbarkeit des adjungierten Verfahrens auf zeitabhängige Probleme der Zirkulation. TZIPERMAN & THACKER (1989) benutzen die quasigeostrophische barotrope Vorticitygleichung zur Untersuchung eines stationären Modellzustands in einem geschlossenen Becken. Mit Hilfe simulierter Beobachtungen für die Stromfunktion und die Vorticity werden optimale Felder für diese Modellvariablen sowie für die Windschubspannung ("Windstress") und die Reibungsparameter bestimmt. Neuere Anwendungen des adjungierten Inververfahrens enthalten die Arbeiten von TZIPERMAN et. al. (1992a,b), BERGAMASCO et. al. (1992) sowie MAROTZKE & WUNSCH (1993). Während TZIPERMAN et. al. (1992a,b) und MAROTZKE & WUNSCH (1993) eine Version des von BRYAN (1969) und COX (1984) am GFDL ("Geophysical Fluid Dynamics Laboratory") entwickelten primitiven Gleichungsmodells mit vereinfachter geostrophischer Impulserhaltung zur Bestimmung der Hydrographie und mittleren Zirkulation im Nordatlantik verwenden, untersuchen BERGAMASCO et. al. (1992) mit dem vollständigen GFDL-Modell die Zirkulation im östlichen Mittelmeer zu verschiedenen Jahreszeiten.

## **1.2 Optimierung thermohaliner Zirkulationsparameter**

Im Rahmen des globalen Klimasystems stellt die Grenzfläche Ozean-Atmosphäre eine wichtige Komponente dar. Die Wechselwirkung des Ozeans mit der Atmosphäre wird fast ausschließlich durch diese Grenzfläche kontrolliert (HASSELMANN, 1990). Um

eine korrekte Beschreibung des Ozeanzustandes mit Hilfe von Modellen zu erreichen, ist deshalb eine möglichst genaue Kenntnis der ozeanischen Oberflächenflüsse notwendig. Der Antrieb des Ozeans erfolgt über die Grenzfläche Ozean-Atmosphäre durch die Windschubspannung und den thermohalinen Antrieb. Als thermohaliner Antrieb in Modellen könnten prinzipiell Beobachtungen der thermohalinen Oberflächenflüsse von Wärme und Frischwasser (Verdunstung minus Niederschlag) genutzt werden. In der Praxis scheitert dies jedoch an einer ungenügenden horizontalen Datenabdeckung und vor allem an der unzureichenden Genauigkeit der Oberflächenflüsse. Die thermohalinen Oberflächenflüsse werden gegenwärtig aus meteorologischen Basisvariablen mit Hilfe der Bulk-Parametrisierung bestimmt. Die Bulk-Parametrisierung hängt wiederum von fehlerbehafteten empirischen Koeffizienten und Windfeldern ab (ISEMER & HASSE, 1987). Das in dieser Arbeit benutzte Inversverfahren bietet eine Möglichkeit, die Fehler der thermohalinen Oberflächenflüsse zu verringern. Dies geschieht durch die Einbeziehung der mit größerer Genauigkeit bekannten hydrographischen Daten von Temperatur und Salzgehalt in den Optimierungsprozeß.

Eine weitere Motivation für genauere Schätzungen der thermohalinen Oberflächenflüsse liegt in den Ungenauigkeiten bisheriger Berechnungen des für klimarelevante Prozesse wichtigen ozeanischen Wärmetransports. HALL & BRYDEN (1982) geben als Jahresmittelwert des direkt bestimmten nordwärtigen ozeanischen Wärmetransports im Atlantik mit den gegenwärtig verfügbaren hydrographischen Daten einen Wert von  $1.22 \pm 0.3 PW$  ( $1 PW = 10^{15} W$ ) bei  $25^\circ N$  an. Um genauere Werte des Wärmetransports bei Anwendung der indirekten Methode zu erhalten, ist es beispielsweise notwendig, den gemessenen Oberflächenwärmefluß im Nordatlantik mit einem Fehler von weniger als  $10 W/m^2$  zu kennen, während bisherige Fehler bis zu  $50 W/m^2$  betragen (ISEMER, 1987).

### 1.3 Ziele der Arbeit

Hydrographische Daten und thermohaline Oberflächenflüsse sollen in ein primitives Gleichungsmodell assimiliert werden. Es wird eine Lösung gesucht, bei der der Modellzustand weitgehend mit den beobachteten hydrographischen Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt und den Oberflächenflüssen von Wärme und Frischwasser übereinstimmt. Das Ziel ist eine deutliche Verringerung der Modell-Daten Differenzen, um zu einer realistischen Beschreibung der beobachteten Hydrographie und Zirkulation durch das Modell zu gelangen.

Hierzu soll zunächst anhand von Zwillingsexperimenten untersucht werden, ob das ver-

wendete Inversverfahren prinzipiell dazu in der Lage ist, verbesserte Modellvorhersagen für die thermohaline Zirkulation und deren Randbedingungen zu liefern. Im fünften Kapitel soll anhand zweier Modellexperimente mit dem Atlantikmodell die Notwendigkeit zur gemeinsamen Optimierung der Hydrographie und der thermohalinen Randbedingungen dokumentiert werden. Im anschließend zu behandelnden Inversmodell des Atlantiks stehen neben den Atlasdaten von LEVITUS (1982) zusätzlich hydrographische Stationsdaten zur Verfügung. In Kapitel 6 soll die Frage diskutiert werden, inwieweit die beiden hydrographischen Datensätze in Kombination mit unterschiedlichen Modellparametrisierungen der Diffusion zu verschiedenen Lösungen des Inversmodells führen. Hierbei werden durch direkte Vergleiche mit den Beobachtungen die Ergebnisse der optimierten Modellvariablen von Temperatur, Salzgehalt und thermohalinen Oberflächenflüssen auf ihren Realitätsgrad hin untersucht. Kapitel 7 wendet sich der Problematik der Wärme- und Frischwassertransporte zu. Dabei soll geklärt werden, inwieweit die Assimilation eine Verbesserung gegenüber bisherigen Abschätzungen dieser Größen bewirken kann. In Kapitel 8 wird anhand einer Sensitivitätsstudie der Impulseintrag in den Ozean durch die Windschubspannung und deren Auswirkung auf die optimierten Zirkulationszustände durch Verwendung verschiedener Windstressfelder studiert. Kapitel 9 ist der Untersuchung der Sensitivität der optimierten Modelllösungen hinsichtlich des Minimums der Kostenfunktion gewidmet. Hierbei soll untersucht werden, inwieweit die Lösungen des Inversmodells dem globalen Minimum der Kostenfunktion entsprechen. Weiterhin soll in diesem Kapitel versucht werden, den Fehler der Modellschätzungen zu bestimmen. Im letzten Kapitel werden die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse einer kritischen Gesamtbeurteilung unterzogen.

## **1.4 Formulierung des Inversproblems**

Das in dieser Arbeit behandelte Inversproblem ist als Optimierungsaufgabe formuliert. Eine Kostenfunktion, die den Abstand zwischen Modell und Daten mißt, wird unter Berücksichtigung der Modelldynamik minimiert. Das adjungierte Verfahren bietet eine effiziente Möglichkeit, die Gradienten der Kostenfunktion bezüglich der zu optimierenden Modellparameter zu bestimmen. Die Gradienten ihrerseits enthalten Informationen über die Richtung, in die die Modellparameter geändert werden müssen, um die Modell - Daten Differenz zu reduzieren. Zur Berechnung sämtlicher Gradienten werden jeweils nur ein Vorwärtslauf des Modells und eine Rückwärtsintegration des adjungierten Modells in der Zeit benötigt. Dieses Verfahren wird iterativ fortgesetzt, bis ein Minimum der Kostenfunktion gefunden ist. Die adjungierte Methode bietet konzeptionell die Möglichkeit der Optimierung sämtlicher Modellparameter eines Zirkulati-

onsmodells, wie beispielsweise die Bestimmung von Vermischungskoeffizienten, thermohalinen Oberflächenflüssen, Windstress, Geschwindigkeiten und Tracerverteilungen sowie die Bestimmung von optimalen Randbedingungen bei lateral offenen Rändern. Grundsätzlich können zeitabhängige Probleme mit unterschiedlichen Beobachtungen ebenso behandelt werden wie Probleme, bei denen eine stationäre Lösung gesucht wird.

Das verwendete Modell besteht aus einer vereinfachten Version des adjungierten Modells mit Temperatur- und Salzgleichungen, während das dazugehörige Vorwärtsmodell den kompletten Satz der primitiven Gleichungen enthält. Im Sinne der Variationsrechnung wird keine Optimierung der Windschubspannung, der Geschwindigkeitsfelder sowie der Vermischungs- und Reibungsparameter vorgenommen. Eine Einbeziehung dieser Modellparameter in den Optimierungsprozeß würde eine erhebliche Erweiterung des adjungierten Modells erfordern und ist unter physikalischen und technischen Gesichtspunkten sehr viel komplexer als das verwendete Inversmodell. Andererseits findet im Vorwärtsmodell eine im wesentlichen geostrophische Adjustierung des Geschwindigkeitsfeldes an das optimierte Dichtefeld statt, so daß durchaus Aussagen über das dazugehörige „optimale“ Geschwindigkeitsfeld möglich sind.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf ein grobauflösendes Modell mit stationärem Antrieb. Im Rahmen der bisher gemachten geringen Erfahrungen mit adjungierten Ozeanmodellen ist dieser Ansatz als ein erster Schritt in Richtung auf eine Datenassimilation mit saisonalem Antrieb und wirbelauflösenden Gitterskalen zu interpretieren. Es wird der Versuch unternommen, optimale Felder für die Jahresmittelwerte der Oberflächenflüsse und die mittlere Zirkulation im nördlichen und äquatorialen Atlantik zu erhalten. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, daß die mittlere Zirkulation im Nordatlantik durch ein Modell mit stationärem Antrieb beschrieben werden kann. Die hydrographischen Stationsdaten besitzen räumliche und zeitliche Strukturen, die in Oberflächennähe vom Jahresgang der Temperatur und des Salzgehalts und insbesondere im westlichen Randstrombereich von transienten mesoskaligen Wirbeln geprägt sind. Beide Effekte können vom Modell nicht aufgelöst werden. Sämtliche subskaligen Prozesse, wie beispielsweise die mesoskalige Variabilität und die durch interne Wellen hervorgerufene kleinskalige Turbulenz, werden mit Hilfe des Austauschansatzes als Vermischungsprozeß parametrisiert. Die zwischenjährlichen Schwankungen in den gemessenen Temperaturen und Salzgehalten werden durch Einführung eines speziellen Terms in der Kostenfunktion berücksichtigt, so daß innerhalb vorzugebender Fehlergrenzen Abweichungen von einem stationären Modellzustand erlaubt sind.

## 2 Modellbeschreibung

### 2.1 Vorwärtsmodell

Das verwendete GFDL-Modell basiert auf einem von BRYAN (1969) beschriebenen und von COX (1984) weiter entwickelten primitiven Gleichungsmodell, ausgehend von den Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse, Wärme und Salzgehalt sowie der nicht-linearen Zustandsgleichung. Gegenstand der hier durchgeführten Untersuchungen sind großräumige und langsam veränderliche Vorgänge im Ozean, die eine numerische Diskretisierung der Raum- und Zeitskalen bei allen in dieser Arbeit verwendeten Modellversionen von horizontal einigen hundert Kilometern und zeitlich von ein bis fünf Tagen zulassen. Daraus resultieren einige notwendige und sinnvolle Approximationen an den hydro- und thermodynamischen Erhaltungssätzen, die auf die primitiven Gleichungen führen. Für eine ausführlichere Diskussion dieser Näherungen und deren Gültigkeit sei auf MÜLLER & WILLEBRAND (1989) verwiesen. Molekulare Flüsse sowie das Gezeitenpotential werden hierbei vernachlässigt. Die Einführung der anelastischen Approximation ermöglicht das Herausfiltern von Schallwellen, ohne die Effekte der Kompressibilität auf die Dichte und die potentielle Temperatur zu vernachlässigen. Zusätzlich werden die Boussinesq-, die sphärische, die traditionelle und die hydrostatische Approximation durchgeführt. Die im Modell auftretenden Prozesse unterhalb der noch festzulegenden horizontalen und vertikalen Auflösung werden nach dem Austauschkonzept parametrisiert. Reibung und Diffusion finden entlang der Koordinatenflächen statt.

Das System der primitiven Gleichungen lautet in sphärischen Koordinaten:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_{\mathbf{h}} \mathbf{u} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_{\mathbf{h}} p + A_v \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} + A_h (\nabla_{\mathbf{h}}^2 \mathbf{u} + \text{metrische Terme}) \quad (2.1)$$

$$\nabla_{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (2.3)$$

Hierbei ist  $\mathbf{u}$  der horizontale Geschwindigkeitsvektor und  $w$  ist die Vertikalgeschwindigkeit.  $p$  ist der Druck,  $\rho$  und  $\rho_0$  sind die Dichte bzw. Referenzdichte.  $f$

ist der Coriolisparameter mit dem Einheitsvektor  $\mathbf{k}$  in der Vertikalen  $z$ , und  $\nabla_h$  ist der horizontale Gradient in sphärischen Koordinaten.  $A_h$  und  $A_v$  sind die horizontalen und vertikalen Reibungskoeffizienten.

Für die seitlichen Ränder gilt eine Haftbedingung ("no slip"):  $\mathbf{u} = 0$ , und durch den Boden soll kein Impulstransport stattfinden ("free slip"):  $u_z = 0$ . An der Oberfläche wird die Stetigkeit des Impulsflusses gefordert:

$$A_v \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = \frac{\boldsymbol{\tau}}{\rho_0} \quad \text{bei } z = 0, \quad (2.4)$$

$\boldsymbol{\tau}$  ist der Vektor der Windschubspannung. Die Einführung der "rigid lid"-Randbedingung

$$w = 0 \quad \text{bei } z = 0, -H \quad (2.5)$$

ermöglicht die Elimination externer Schwerewellen und damit einen größeren Zeitschritt bei der Integration der Impulserhaltungsgleichung. Statt der Oberflächenauslenkung oder des Oberflächendrucks wird die Stromfunktion  $\psi$  des vertikal integrierten Volumentransports als prognostische Variable benutzt. Die Stromfunktion ist definiert durch:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} &= \int_{-H}^0 u dz = -H\bar{u} \\ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} &= \int_{-H}^0 v dz = H\bar{v}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

$a$  ist der Erdradius. Durch vertikale Integration der Bewegungsgleichung (2.1) und anschließende Rotationsbildung wird der Oberflächendruck eliminiert:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ a^2 \cos \phi \nabla_h \cdot \left( \frac{1}{H} \nabla_h \psi \right) \right] &= \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{f}{H} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{f}{H} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \\ - \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ \frac{g}{\rho_0 H} \int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \phi} dz' dz \right] &+ \frac{\partial}{\partial \phi} \left[ \frac{g}{\rho_0 H} \int_{-H}^0 \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} dz' dz \right] \\ + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ \frac{a}{H} \int_{-H}^0 G^{(\phi)} dz \right] &- \frac{\partial}{\partial \phi} \left[ \frac{a \cos \phi}{H} \int_{-H}^0 G^{(\lambda)} dz \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

$G^{(\phi, \lambda)}$  enthält die nichtlinearen und dissipativen Terme. Gleichung (2.7) ist eine prognostische Gleichung für  $\nabla_h \cdot (H^{-1} \nabla_h \psi)$ , aus der die Stromfunktion  $\psi$  für jeden Zeitschritt bestimmt wird. Die Randbedingungen sind durch  $\psi = \text{const.}$  (kinematische Randbed.) und  $\psi_n = 0$  ("no slip" - Randbed.) gegeben.

Die prognostischen Gleichungen für die potentielle Temperatur  $T$  und den Salzgehalt  $S$  lauten:

$$\begin{aligned}
 E(T, \mathbf{x}, t) &= \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_h T + w \frac{\partial T}{\partial z} - K_h \nabla_h^2 T - \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right) - C_T = 0 \\
 E(S, \mathbf{x}, t) &= \frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_h S + w \frac{\partial S}{\partial z} - K_h \nabla_h^2 S - \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial S}{\partial z} \right) - C_S = 0
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

$K_h$  und  $K_v$  sind die horizontalen und vertikalen Diffusionskoeffizienten für Wärme und Salzgehalt.  $C_T$  repräsentiert die konvektive Vermischung bei statisch instabiler Schichtung. Dieser Prozeß wird mit einem von M. Cox entwickelten impliziten Schema approximiert (RICHTMYER & MORTON, 1967).

Die thermohalinen Randbedingungen an der Meeresoberfläche sind an einen vorzuzugenden Wärmefluß  $H_T$  bzw. Frischwasserfluß  $H_S$  gekoppelt:

$$\rho_0 c_p K_v T_z = H_T \tag{2.9}$$

$c_p$  ist die als konstant angenommene spezifische Wärmekapazität von Wasser.

Der Frischwasserfluß  $H_S$  an der Meeresoberfläche, bestehend aus der Differenz Verdunstung minus Niederschlag, wird in eine äquivalente Salzgehaltsänderung umgerechnet (STERN, 1975). Die entsprechende Randbedingung lautet:

$$K_v S_z = H_S S_{\text{ref}} \tag{2.10}$$

$S_{\text{ref}}$  ist hier ein konstanter Referenzsalzgehalt. Anders als an der Meeresoberfläche, findet kein Wärme- und Salzfluß über seitliche Ränder und den Boden statt, d. h.:

$$\begin{aligned}
 K_h \cdot \nabla_h(T, S) &= 0 && \text{entlang der seitlichen Berandungen} \\
 K_v \frac{\partial(T, S)}{\partial z} &= 0 && \text{bei } z = -H
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$



Für die nichtlineare Zustandsgleichung

$$\rho = \rho(S, T, p) \quad (2.12)$$

wird die Polynomapproximation von BRYAN & COX (1972) verwendet.

In dieser Arbeit wird sowohl im Einhemisphärenmodell als auch im Atlantikmodell die asynchrone Integration benutzt. Dieses Verfahren erlaubt die Verwendung verschiedener Zeitschritte für die Temperatur- bzw. Salzgleichung und die Impuls- bzw. Stromfunktionsgleichung, ohne die Gleichgewichtslösung des Systems zu verändern (BRYAN, 1984).

Die geostrophische Adjustierung an Änderungen des Antriebs geschieht im GFDL-Modell im wesentlichen durch interne Schwerewellen, externe Rossbywellen und Trägheitswellen mit einer Zeitskala von einigen Tagen bis wenigen Wochen. Längerfristige Veränderungen sind die advektive und diffusive Anpassung des Dichtefeldes an einen zeitlich konstanten Antrieb sowie die Ausbreitung von internen Rossbywellen. Im Vordergrund des Interesses stehen in dieser Arbeit die längerfristigen Prozesse, so daß man idealerweise nur die internen Rossbywellen zeitlich explizit auflösen würde. Mit den beschriebenen Wellenvorgängen sind allerdings unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten verbunden, die wiederum die Länge der Zeitschritte bei der Vorwärtsintegration des Modells begrenzen (CFL-Kriterium, MESINGER & ARAKAWA, 1976). Aus diesem Grund werden die Bewegungsgleichungen mit einem kleineren Zeitschritt integriert als die Gleichungen für Temperatur und Salzgehalt. Die Verwendung unterschiedlicher Zeitschritte reduziert zwar die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von externen Rossbywellen und internen Schwerewellen; interne Rossbywellen werden allerdings durch die asynchrone Integration wenig beeinflußt, wenn ihre Wellenlänge groß gegen den internen Rossby-Radius ist (BRYAN, 1984). Durch eine semi-implizite Behandlung des Coriolis-Terms braucht die Trägheitsfrequenz nicht aufgelöst zu werden.

## 2.2 Adjungiertes Modell

Das in dieser Arbeit benutzte Inversverfahren beruht auf der aus der Kontrolltheorie ableitbaren adjungierten Methode. Die theoretischen Grundlagen des adjungierten Verfahrens sowie deren Anwendungen in Meteorologie und Ozeanographie sind in einer Vielzahl von Veröffentlichungen behandelt worden, z. B. LE DIMET & TALAGRAND (1985), TALAGRAND & COURTIER (1987), THACKER & LONG (1988), WUNSCH (1988), GHIL & MALANOTTE-RIZZOLI (1991). An dieser Stelle soll das adjungierte Verfahren in der vereinfachten Form dargestellt werden, wie es zur Lösung des vorliegenden ozeanographischen Inversproblems benutzt wurde. Die grundlegende Idee läßt sich dabei wie folgt darstellen:

Ausgehend von einem Modell soll die Differenz zwischen Modellvorhersage  $\mathbf{x}_{\text{mod}}$  und beobachteten Daten  $\mathbf{x}_{\text{obs}}$  minimiert werden. Hierzu wird eine auf der Gaußschen Fehlerstatistik basierende quadratische Kostenfunktion  $J$  definiert:

$$J = \frac{1}{2}(\mathbf{x}_{\text{obs}} - \mathbf{x}_{\text{mod}})^T \mathbf{W}_{\text{obs}} (\mathbf{x}_{\text{obs}} - \mathbf{x}_{\text{mod}}) \quad (2.13)$$

Die Wichtungsmatrix  $\mathbf{W}_{\text{obs}}$  ist die Inverse der Fehlerkovarianzmatrix der Beobachtungen. In der vorliegenden Arbeit soll die Kostenfunktion bezüglich der thermohalinen Anfangsbedingungen (Temperatur, Salzgehalt), sowie bezüglich der thermohalinen Randbedingungen (Oberflächenwärmefluß, Frischwasserfluß) minimiert werden, d. h. die resultierende Modelltrajektorie soll innerhalb der vorgegebenen Fehlergrenzen den Beobachtungen folgen. Somit lautet die Kostenfunktion  $J$ :

$$\begin{aligned} J = & \frac{1}{2}(\mathbf{T}_{\text{obs}} - \mathbf{T}_f)^T \mathbf{W}_{\mathbf{T},\text{obs}} (\mathbf{T}_{\text{obs}} - \mathbf{T}_f) \\ & + \frac{1}{2}(\mathbf{S}_{\text{obs}} - \mathbf{S}_f)^T \mathbf{W}_{\mathbf{S},\text{obs}} (\mathbf{S}_{\text{obs}} - \mathbf{S}_f) \\ & + \frac{1}{2}(\mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{mod}})^T \mathbf{W}_{\mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{obs}}} (\mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{mod}}) \\ & + \frac{1}{2}(\mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{mod}})^T \mathbf{W}_{\mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{obs}}} (\mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{mod}}) \end{aligned} \quad (2.14)$$

$T_{\text{obs}}, S_{\text{obs}}$	=	Beobachtungen der Temperatur und des Salzgehalts
$T_f, S_f$	=	Modellwerte der Temperatur und des Salzgehalts am Ende der Vorwärtsintegration
$H_{T,\text{obs}}, H_{S,\text{obs}}$	=	Beobachtungen des Oberflächenwärmeflusses und des Frischwasserflusses
$H_{T,\text{mod}}, H_{S,\text{mod}}$	=	Modellwerte des Oberflächenwärmeflusses und des Frischwasserflusses

Da das zu lösende Inversproblem die mittlere Zirkulation des Ozeans beschreiben soll, werden als Antrieb nur zeitlich konstante thermohaline Oberflächenflüsse betrachtet. Das verwendete GFDL-Modell berechnet den stationären Zustand der Zirkulation als Funktion der Antriebsfelder und des Anfangszustands. Dies geschieht prinzipiell durch eine Vorwärtsintegration in der Zeit, bis alle lokal zeitlichen Ableitungen verschwunden oder zumindest sehr klein sind. Temperatur und Salzgehalt befinden sich dann in einem advektiv-diffusiven Gleichgewicht, das durch den stationären Antrieb bestimmt ist. Bedingt durch das am Ende dieses Kapitels erklärte iterative Inversverfahren können in dieser Arbeit die Modellgleichungen nicht bei jeder Vorwärtsintegration bis in ein stationäres Gleichgewicht integriert werden. Der benötigte Rechenzeitbedarf mit den heute verfügbaren Computern ist dafür noch zu groß. Stattdessen wird versucht, die Driften im Modellozean, die durch die Adjustierung des Ozeans an veränderte thermohaline Anfangs- und Randbedingungen auftreten, durch zusätzliche Zwangsbedingungen zu minimieren. Analog zu TZIPERMAN & THACKER (1989) wird die Kostenfunktion in Gleichung (2.14) um zwei Terme erweitert, die die quadratische Differenz des Modellzustandes zwischen Ende und Anfang der Integrationsperiode bestrafen:

$$\begin{aligned}
J &= \frac{1}{2}(\mathbf{T}_{\text{obs}} - \mathbf{T}_f)^T \mathbf{W}_{\mathbf{T},\text{obs}} (\mathbf{T}_{\text{obs}} - \mathbf{T}_f) \\
&+ \frac{1}{2}(\mathbf{S}_{\text{obs}} - \mathbf{S}_f)^T \mathbf{W}_{\mathbf{S},\text{obs}} (\mathbf{S}_{\text{obs}} - \mathbf{S}_f) \\
&+ \frac{1}{2}(\mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{mod}})^T \mathbf{W}_{\mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{obs}}} (\mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{T},\text{mod}}) \\
&+ \frac{1}{2}(\mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{mod}})^T \mathbf{W}_{\mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{obs}}} (\mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{obs}} - \mathbf{H}_{\mathbf{S},\text{mod}}) \\
&+ \frac{1}{2}(\mathbf{T}_f - \mathbf{T}_0)^T \mathbf{W}_{\Delta\mathbf{T}} (\mathbf{T}_f - \mathbf{T}_0) \\
&+ \frac{1}{2}(\mathbf{S}_f - \mathbf{S}_0)^T \mathbf{W}_{\Delta\mathbf{S}} (\mathbf{S}_f - \mathbf{S}_0)
\end{aligned} \tag{2.15}$$

$T_0, S_0$  = Modellwerte der Temperatur und des Salzgehalts  
 am Anfang der Vorwärtsintegration  
 $W_{\Delta T}, W_{\Delta S}$  = Wichtungsmatrizen für die Abweichungen  
 von der Stationarität

Die Wichtungsmatrizen  $W_{obs}$  und  $W_{\Delta T, S}$  enthalten nur Elemente entlang ihrer Hauptdiagonalen. Somit gilt z. B. für ein Element der Matrix  $W_{T, obs}$ :

$$W_{T, obs} = \frac{1}{\sigma_{T, obs}^2} \quad (2.16)$$

Diese Vereinfachung resultiert aus der Tatsache, daß Fehlerabschätzungen der Kovarianzterme bei beobachteten Daten im allgemeinen unbekannt sind. Jedes Element der Matrizen  $W_{\Delta T}, W_{\Delta S}$  stellt das Gewicht dar, mit dem in den entsprechenden Termen ein stationärer Zustand gefordert wird. Dies ist gleichbedeutend mit einer maximal erlaubten zeitlichen Änderungsrate von  $T$  oder  $S$  an einem Modellgitterpunkt integriert über einen Vorwärtslauf des Modells. Die Bestimmung der Stationaritätsfehler erfolgt analog zu TZIPERMAN et. al. (1992a,b) und MAROTZKE (1992):

Sei  $\tau$  die typische Zeitskala der Prozesse, für die Stationarität verlangt wird. Die lokal zeitlichen Änderungen von Modelltemperatur und Modellsalzgehalt werden dann über die Zeit  $\tau$  extrapoliert (z. B.  $(T_f - T_0) \cdot (\tau/t)$ ,  $t$  = Integrationzeit) und an die Beobachtungsfehler gekoppelt. Hierbei sollen die Residuen der Driften über den Zeitraum  $\tau$  gleich dem jeweiligen Beobachtungsfehler sein:

$$W_{\Delta T} = \frac{1}{\sigma_{\Delta T}^2} = \frac{1}{\sigma_{T, obs}^2} \cdot \left(\frac{\tau}{t}\right)^2 \quad (2.17)$$

Bei sehr kleinen Driften und einer Zeitskala  $\tau$  von mehreren Jahren oder Jahrzehnten wird die Stationaritätsforderung in der Kostenfunktion unbedeutend. Werden hingegen die beiden Stationaritätsterme gegenüber den Beobachtungstermen zu stark gewichtet ( $\tau \gg t$ ), führt dies dazu, daß die Kostenfunktion insensitiv gegenüber den Beobachtungstermen wird und keine Anpassung des Modells an die Beobachtungen mehr stattfindet.

Die Kostenfunktion  $J$  in Gleichung (2.15) soll minimiert werden unter Berücksichtigung der Modellphysik als Zwangsbedingung. Das dabei entstehende Funktional, die Lagrange-Funktion, enthält die Modelldynamik als sogenannte „starke“ Zwangsbedingung, da die Modellphysik als exakt erfüllt angenommen wird. Hingegen werden in der Kostenfunktion Abweichungen zwischen Modellparametern und beobachteten Parametern zugelassen. Die Kostenfunktion stellt somit die „schwachen“ Zwangsbedingungen

dar. Die in dieser Arbeit benutzte Lagrange-Funktion  $L$  lautet:

$$\begin{aligned}
 L(T_0, S_0, T, S, \lambda_T, \lambda_S) &= \int_V J \, dv \\
 &+ \int_t \int_V \lambda_T(\mathbf{x}, t) \cdot E(T, \mathbf{x}, t) \, dv dt \\
 &+ \int_t \int_V \lambda_S(\mathbf{x}, t) \cdot E(S, \mathbf{x}, t) \, dv dt \qquad (2.18)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E(T, \mathbf{x}, t), E(S, \mathbf{x}, t) &= \text{Erhaltungsgleichungen für Wärme und Salzgehalt} \\
 \lambda_T(\mathbf{x}, t), \lambda_S(\mathbf{x}, t) &= \text{Lagrangesche Multiplikatoren für Wärme-} \\
 &\quad \text{und Salzerhaltung}
 \end{aligned}$$

Das in dieser Arbeit benutzte vereinfachte adjungierte Modell enthält nur die Erhaltungsgleichungen für Temperatur und Salzgehalt, während das Vorwärtsmodell den vollständigen Satz der primitiven Gleichungen verwendet. Die vereinfachte Form des adjungierten Modells beinhaltet, daß nur die thermohalinen Parameter optimiert werden, während sich das Geschwindigkeitsfeld des Vorwärtsmodells den veränderten thermohalinen Anfangs- und Randbedingungen anpassen muß.

Die Vorteile des vereinfachten adjungierten Ansatzes sind ein geringerer Rechenzeitbedarf für das Minimierungsverfahren und ein einfacherer Programmcode. Nachteilig kann sich jedoch auswirken, daß nicht alle unabhängigen Modellvariablen in den Optimierungsprozeß mit einbezogen sind. Daher ist die Bestimmung der Gradienten zur Minimierung der Kostenfunktion nicht optimal. Es wird hier von den Annahmen ausgegangen, daß die Kenntnis der approximierten Gradienten in Kombination mit der vollständigen Berücksichtigung der Modellphysik im Vorwärtsmodell ausreichend sind, um eine annehmbare Minimierung der Kostenfunktion zu gewährleisten. Die in Kapitel 3 beschriebenen Zwillingsexperimente, sowie die Ergebnisse des Atlantikmodells in Kapitel 6 belegen, daß selbst mit der vereinfachten Dynamik im adjungierten Modell akzeptable Ergebnisse für das mittlere Zirkulationsbild im Atlantik erhalten werden.

Die kürzeste thermohaline Zeitskala im Ozean betrifft den Response und die Adjustierung oberflächennaher Schichten auf Fluktuationen der entsprechenden Antriebsfunktionen (Größenordnung: einige Monate). Demgegenüber benötigt eine barotrope Rossbywelle zum Durchqueren eines ozeanischen Beckens ca. 3-4 Tage (ANDERSON et. al., 1979, SARMIENTO und BRYAN, 1982). Das Geschwindigkeitsfeld des Vorwärtsmodells adjustiert sich auf dieser Zeitskala an ein verändertes Dichtefeld. In

den Advektionstermen des adjungierten Modells kann sich der geostrophische Anpassungsprozeß während der letzten Zeitschritte der Rückwärtsintegration negativ auf die Bestimmung der Gradientenrichtung auswirken. Aus diesem Grund wird während der letzten fünf Tage der Rückwärtsintegration die Geschwindigkeit konstant gehalten.

Die Gradienten der thermohalinen Anfangsbedingungen werden ohne eine Variation der Geschwindigkeit bezüglich der Temperatur und des Salzgehalts berechnet. Ein vereinfachter Ansatz für die Impulserhaltungsgleichung durch die Variation der geostrophischen Geschwindigkeit führte bei einem hier nicht dokumentierten Experiment zu keiner zusätzlichen Verringerung der Kostenfunktion.

Die adjungierte Methode bietet im Zusammenhang mit der in Gleichung (2.18) definierten Lagrange-Funktion eine effiziente Möglichkeit zur Berechnung der Gradienten der Kostenfunktion bezüglich der thermohalinen Anfangs- und Randbedingungen. Mit Hilfe der Gradienten lassen sich nachfolgend neue Schätzwerte für  $T_0, S_0, H_T, H_S$  bestimmen. Die Berechnung der Gradienten geschieht durch Rückwärtsintegration in der Zeit der adjungierten Modellvariablen  $\lambda_T(\mathbf{x}, t)$  und  $\lambda_S(\mathbf{x}, t)$  (THACKER, 1988).

Am Beispiel der Wärmeerhaltungsgleichung soll dieses Verfahren dargestellt werden. Der Gradient der Lagrange-Funktion muß im Minimum der Kostenfunktion verschwinden. Daraus resultieren die folgenden drei Bedingungen:

$$\frac{\partial L}{\partial \lambda_T} = E(T, \mathbf{x}, t) = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial L}{\partial T} = \text{Adj.}(E(T, \mathbf{x}, t)) = 0, \quad t > 0 \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial L}{\partial T_0} = 0 \quad \text{für optimales } T_0, \quad t = 0 \quad (2.21)$$

Die Ableitung der Lagrange-Funktion bezüglich  $T_0$  stellt den Gradienten für die zu optimierende Anfangsbedingung dar (2.21). Aus Gleichung (2.19) folgt die Wärmeerhaltungsgleichung (2.8), und die Ableitung in Gleichung (2.20) ergibt die adjungierte Wärmeerhaltungsgleichung:

$$\int_i \left( -\frac{\partial \lambda_T}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla_h \lambda_T - w \frac{\partial \lambda_T}{\partial z} - K_h \nabla_h^2 \lambda_T - \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial \lambda_T}{\partial z} \right) - C_{\lambda_T} \right) dt = -\frac{\delta J}{\delta T} \quad (2.22)$$

Der Gradient der Kostenfunktion bezüglich der Zustandsvariablen  $T$  auf der rechten

Seite der Gleichung (2.22) ist der Antrieb für die rückwärts in der Zeit zu integrierende adjungierte Modellgleichung. Der Lagrangesche Multiplikator  $\lambda_T$  kann hierbei als ein Maß für die Sensitivität der Kostenfunktion  $J$  gegenüber Variationen der Modellvariablen interpretiert werden. Vergleicht man die Gleichungen (2.8) und (2.22) miteinander, so fällt auf, daß die Diffusionsterme die gleichen Vorzeichen besitzen, d. h. im adjungierten Modell wird die Variable  $\lambda_T$  entsprechend der Temperatur im Vorwärtsmodell vermischt.

Analog zu den thermohalinen Randbedingungen des Vorwärtsmodells findet im adjungierten Modell keine Advektion oder Diffusion des Lagrangeschen Multiplikators  $\lambda_T$  über seitliche Ränder und den Boden statt. Aus der Variation der Lagrange-Funktion bezüglich des Oberflächenflusses  $H_T$  ergibt sich der Gradient für die thermische Randbedingung des Modells ( $z_1$  ist die oberste Schichtdicke im Modell):

$$\frac{\partial L}{\partial H_T} = \frac{(H_T - H_{T,obs})}{\sigma_{H_T,obs}^2} - \int_t \lambda_T \cdot \frac{1}{\rho_0 \cdot c_p \cdot z_1} dt \quad (2.23)$$

Die anhand der Wärmeerhaltungsgleichung dargestellten Schritte zur Bestimmung der Gradienten für die Temperatur  $T_0$  und den Oberflächenwärmefluß  $H_T$  gelten entsprechend für den Salzgehalt  $S_0$  und den Frischwasserfluß  $H_S$ .

Zusammenfassend stellt im folgenden ein Flußdiagramm den Ablauf der Minimierung der Kostenfunktion mit der adjungierten Methode dar. Ausgehend von der Anfangsschätzung für die zu optimierenden Kontrollvariablen  $T_0, S_0, H_T, H_S$  wird das GFDL-Modell über einen noch zu spezifizierenden Zeitraum vorwärtsintegriert. Am Ende der Vorwärtsintegration ergeben sich dreidimensionale Felder für die Temperatur  $T_f$  und den Salzgehalt  $S_f$ . Anschließend wird mit diesen Parametern die Kostenfunktion  $J$  bestimmt. Für den Fall, daß die Kostenfunktion noch kein Minimum erreicht hat, werden durch Rückwärtsintegration in der Zeit des adjungierten Modells die Gradienten für die Anfangs- und Randbedingungen berechnet. Die Gradienten und der aktuelle Wert der Kostenfunktion dienen einer Routine aus einer mathematischen Programm-bibliothek als Eingangsinformation (NUMERICAL ALGORITHMS GROUP, 1984), um neue Schätzwerte für  $T_0, S_0, H_T, H_S$  zu bestimmen. Beim verwendeten Verfahren der konjugierten Gradienten werden Linearkombinationen aus aktuellen und bereits benutzten Gradienten vorhergehender Iterationen gebildet, um den Informationsgehalt der Gradienten optimal ausnutzen zu können (GILL et. al., 1981). Anschließend wird mit den neuen Schätzwerten eine weitere Vorwärtsintegration durchgeführt. Dieses Verfahren wird so lange fortgesetzt, bis ein Minimum der Kostenfunktion gefunden ist.

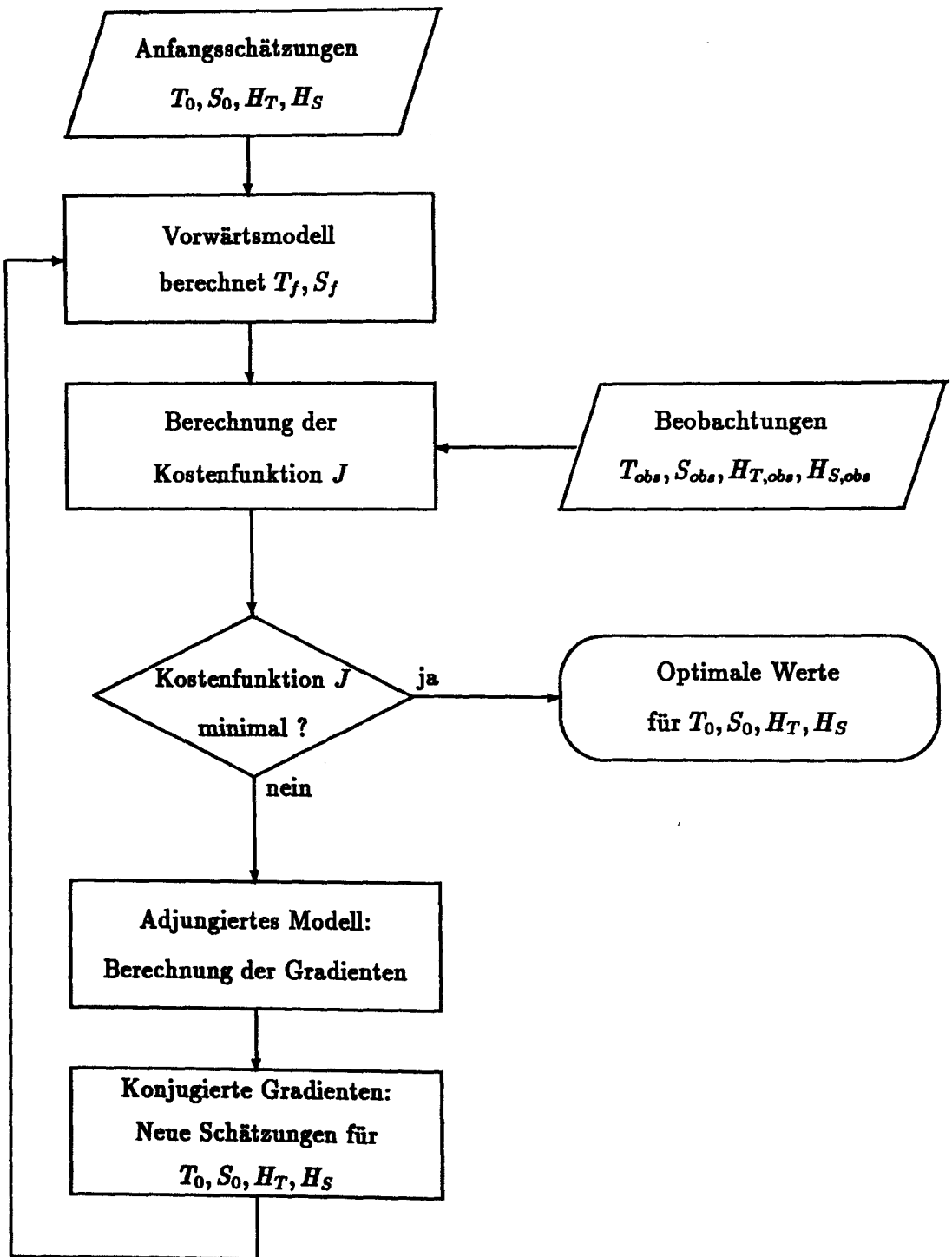


Abbildung 2.1: Flußdiagramm zum Ablauf der Optimierung.



## 3 Zwillingsexperimente

### 3.1 Einleitung

In diesem Kapitel wird anhand einer einfachen Version des GFDL-Modells die Anwendbarkeit des in Abschnitt 2.2 vorgestellten vereinfachten adjungierten Verfahrens untersucht. Dazu dient ein Einhemisphärenmodell ohne Topographie, dessen thermohaliner Gleichgewichtszustand mit gemischten Randbedingungen und einer Integrationszeit von 5750 Jahren erreicht wurde (MAROTZKE, 1990, Experiment W3, S. 54). Die Untersuchungen werden mit sogenannten Zwillingsexperimenten durchgeführt. Dabei werden bei einer Integration des Modells Daten extrahiert, die als simulierte Beobachtungen dienen. Diese künstlich erzeugten Beobachtungen werden anschließend in dasselbe Modell assimiliert. Dabei kann z. B. das Modell von einem anderen Anfangszustand aus gestartet werden, der Beobachtungsfehler durch Hinzufügen von Rauschen auf die Daten simuliert werden, oder es wird nur eine reduzierte Anzahl von Beobachtungen bei der Assimilation verwendet. Zweck dieses Vorgehens ist es festzustellen, inwieweit die assimilierten Beobachtungen das Modell wieder in den ursprünglichen Gleichgewichtszustand bringen können. Der Wert der Zwillingsexperimente liegt in der Tatsache, daß Daten und Modellphysik miteinander kompatibel sind und die korrekte Lösung der jeweiligen Fragestellung bekannt ist. Dies erlaubt am Ende einer Optimierung eine objektive Bewertung der Ergebnisse.

In numerischen Zirkulationsmodellen des Ozeans wird der Modellzustand von den Anfangsbedingungen sowie durch den Wind und die thermohalinen Antriebsfunktionen bestimmt. Davon sind insbesondere die beobachteten thermohalinen Oberflächenflüsse mit großen Unsicherheiten behaftet (ISEMER, 1987), während die dreidimensionalen Felder von Temperatur und Salzgehalt im Inneren des Ozeans vergleichsweise gut bekannt sind. Somit liegt es nahe, im Rahmen der Zwillingsexperimente zu untersuchen, inwieweit das hier verwendete Optimierungsverfahren in der Lage ist, bei genauer Kenntnis der stationären Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen im Modellozean die Oberflächenflüsse zu reproduzieren. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, daß keine Beobachtungen für die thermohalinen Oberflächenflüsse vorliegen. Folglich enthält die Kostenfunktion in Gl. (2.15) für die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente keine Beiträge aus der Modell-Daten Differenz der Oberflächenflüsse.

Hierbei sollen im wesentlichen zwei Fragen diskutiert werden:

- Inwieweit ist das adjungierte Verfahren in der Lage, mit unvollständigen Beobachtungen den Gleichgewichtszustand wiederzufinden?
- Welcher Integrationszeitraum ist notwendig, um mit dem benutzten Inversverfahren den Gleichgewichtszustand des Modells reproduzieren zu können?

### 3.2 Experimente und Ergebnisse

Das Modellgebiet umfaßt einen 60° breiten Bereich vom Äquator bis 64° N mit einer horizontalen Auflösung von 4.0° in meridionaler Richtung und 3.75° in zonaler Richtung. Die vertikale Auflösung beträgt 15 Schichten mit Schichtdicken zwischen 50 m in Oberflächennähe und 500 m in Bodennähe. Die Wassertiefe beträgt konstant 4500 m. Eine Diskussion der verwendeten und im folgenden angegebenen Mischungs- und Reibungsparameter ist in MAROTZKE (1990) zu finden:

$$\begin{aligned}
 A_h &= 2.5 \cdot 10^5 \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \\
 A_v &= 10^{-4} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \\
 K_h &= 10^3 \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \\
 K_v &= \begin{cases} 5.0 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} : & \frac{\partial \rho}{\partial z} < 0 \\ 1.0 \frac{\text{m}^2}{\text{s}} : & \frac{\partial \rho}{\partial z} \geq 0 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Als Zeitschritte im Einhemisphärenmodell wurden zwei Stunden für die Impuls- bzw. Vorticitygleichung und maximal fünf Tage für die Temperatur- und Salzgleichungen gewählt.

Die Anfangsschätzungen und die Beobachtungen für die dreidimensionalen Felder von Temperatur und Salzgehalt sind für die im folgenden beschriebenen Experimente die

„wahren“ Werte aus dem Gleichgewichtszustand des Modells. Die entsprechenden Fehler für die Modell-Daten Differenz (Gl. 2.16) und für die Stationaritätsforderung (Gl. 2.17) wurden deshalb als sehr klein angenommen ( $\approx 0.02 \text{ }^\circ\text{C}$  bzw.  $0.005 \text{ PSU}$  in Oberflächennähe). Die Anfangsschätzungen für die Oberflächenflüsse von Wärme und Frischwasser wurden in zwei getrennten Experimentserien auf null bzw. den zonalen Mittelwert gesetzt. Abb. 3.1 zeigt den aus der Optimierung resultierenden flächengemittelten RMS-Fehler des Oberflächenwärmeflusses, berechnet aus den Differenzen zwischen optimiertem und „wahrem“ Oberflächenwärmefluß als Funktion der Integrationszeit. Unter Integrationszeit ist hierbei die Zeitdauer einer Vorwärtsintegration des Modells bzw. einer Rückwärtsintegration des adjungierten Modells zu verstehen. Der optimale Integrationszeitraum mit den geringsten Fehlern beim Oberflächenwärmefluß liegt für beide Experimentserien in einem zeitlichen Fenster zwischen ca. 100 und 1000 Tagen. In diesem Bereich liegen die Fehler zwischen ca. 2 und  $10 \text{ W/m}^2$ , während bei sehr kurzen oder sehr langen Integrationszeiten die Fehler gegen die Anfangsfehler konvergieren. Für den hier nicht gezeigten Frischwasserfluß durch die Oberfläche ergibt sich ein vergleichbares Bild mit minimalen Fehlern von weniger als  $0.2 \text{ m/Jahr}$  bei Integrationszeiten von 100 bis 1000 Tagen.

Die resultierenden RMS-Fehler bei kurzen und langen Integrationszeiten haben vermutlich unterschiedliche Ursachen und werden deshalb getrennt behandelt.

TZIPERMAN und THACKER (1989) benutzten in einem quasigeostrophischen Inversmodell mit der adjungierten Methode jeweils einen einzigen Zeitschritt zur Integration des Vorwärtsmodells und des adjungierten Modells. Beim Versuch, dieses Einschrittverfahren auf das hier verwendete Einhemisphärenmodell mit primitiven Gleichungen zu übertragen, ergaben sich im Ergebnis Beiträge in den Stationaritätstermen der Kostenfunktion, die um Größenordnungen die Beiträge aus den Beobachtungstermen übertrafen, wobei insbesondere im westlichen Randstrombereich und in Gebieten mit starker Vertikalkonvektion die Resultate große Abweichungen von der geforderten Stationarität aufwiesen. Die Residuen der Kostenfunktion stellen somit bei Verwendung des Einschrittverfahrens keinen Kompromiß zwischen der Stationaritätsforderung und der Modell-Daten Differenz dar. MAROTZKE (1992) zeigte anhand von Experimenten mit einem primitiven Gleichungsmodell und einem einfachen linearen Reibungsmodell, daß dieses Einschrittverfahren nicht auf ein primitives Gleichungssystem übertragbar ist. Ein wesentlicher Grund für dieses Ergebnis liegt in der hohen Nichtlinearität des verwendeten Modells und der darin enthaltenen Formulierung der Vertikalkonvektion: Zwei übereinanderliegende Modellboxen seien schwach geschichtet. Zusätzlich sei der

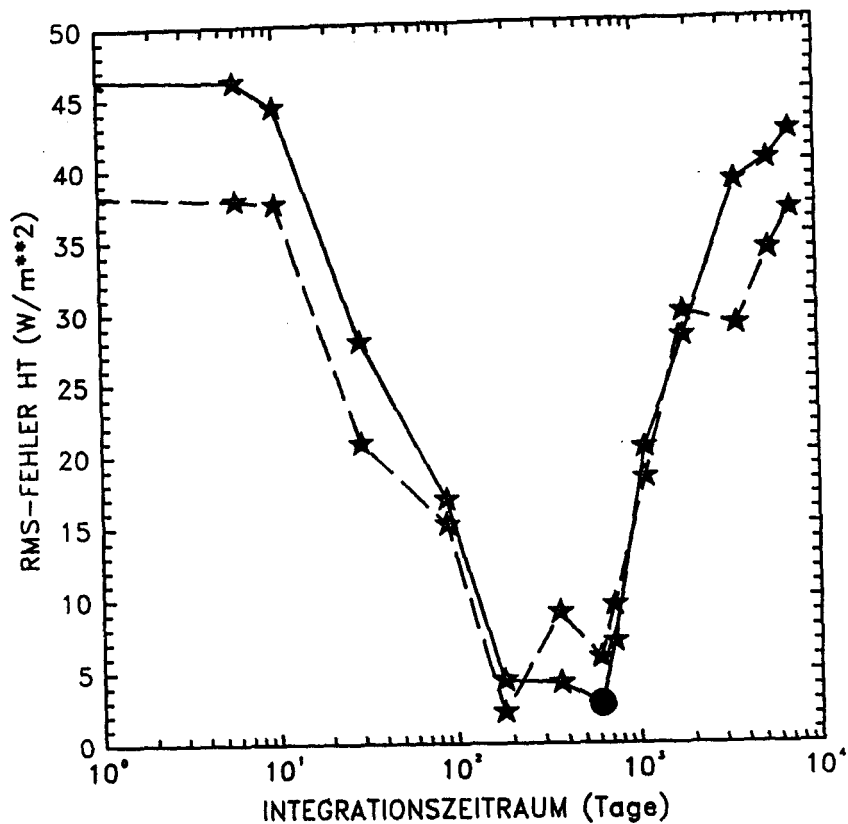


Abbildung 3.1: *RMS-Fehler des Oberflächenwärmeflusses in  $W/m^2$  als Funktion der Integrationszeit in Tagen. Anfangsschätzungen für die Oberflächenflüsse: durchgezogene Linie:  $0 W/m^2$ , gestrichelte Linie: zonale Mittelwerte.*

*Die Sterne markieren die einzelnen Experimente, der Punkt markiert ein näher untersuchtes Experiment.*

Gradient der Kostenfunktion so orientiert, daß bei einer neuen Schätzung der Salzgehalt in der oberen Box zunehmen und die Schichtung instabil würde, während gleichzeitig die Kostenfunktion verringert wird. Die statische Instabilität führt jedoch zu einer starken vertikalen Vermischung der Boxen mit dem Ergebnis, daß die beiden Stationaritätsterme in der Kostenfunktion während des einen Integrationszeitschritts drastisch zunehmen ( $\tau \gg \Delta t$ ). Das Optimierungsverfahren wird deshalb den Salzgehalt in der oberen Modellschicht nicht erhöhen, um keine Konvektion hervorzurufen. Infolgedessen wird die Optimierung stagnieren und kein akzeptables Minimum der Kostenfunktion finden (MAROTZKE, 1992). Da die Konvektion wesentlich zur Wassermassenbildung beiträgt und deshalb im Modell nicht unterdrückt werden sollte, ist eine mögliche Konsequenz, den Integrationszeitraum auf mehr als einen Zeitschritt auszudehnen. Die negativen Auswirkungen einzelner Konvektionsereignisse auf die Kostenfunktion werden bei längeren Integrationszeiten verringert, und der optimierte Modellzustand kann sich

an eine erhöhte konvektive Aktivität anpassen.

Zudem erlaubt eine längere Integrationsperiode überhaupt erst eine Anpassung des Modellzustandes an andere längerfristige physikalische Prozesse, wie beispielsweise die barokline Adjustierung durch interne Rossbywellen, die zum Durchqueren eines Ozeanbeckens mehrere Jahre benötigen (GILL, 1982). Der positive Effekt einer längeren Integrationszeit wird in Abb. 3.1 sichtbar, wenn die Integrationszeit von anfänglich 6 Tagen erhöht wird und der resultierende RMS-Fehler für den Oberflächenwärmefluß zunächst stark abnimmt.

Bei Integrationszeiten von mehr als ca. 1000 Tagen werden die Oberflächenflüsse in Abb. 3.1 zunehmend schlechter reproduziert. Hier ist eine Ursache in der schlechten Anfangsschätzung der Oberflächenflüsse zu suchen. Ein Modellstart, der zu weit vom Gleichgewichtszustand des Modells entfernt ist, läßt das Vorwärtsmodell bei langen Integrationszeiten in einen anderen Modellzustand laufen. Dadurch entstehen zu Beginn der Rückwärtsintegration des adjungierten Modells große Modell-Daten Differenzen. Im adjungierten Modell wirkt die Diffusion während des langen Zeitraums der Rückwärtsintegration so stark auf die Modell-Daten Differenzen, daß der Informationsgehalt der lokalen Differenzen stark durchmischt wird. Dies hat eine schlechte Konvergenz des Minimierungsverfahrens zur Folge, und das korrekte Minimum der Kostenfunktion kann nicht bestimmt werden.

Ein Integrationszeitraum von ca. 100 - 1000 Tagen stellt somit einen Kompromiß zwischen der notwendigen Adjustierungszeit des Modells und einer die Gradientinformation stark beeinflussenden Diffusion dar.

Die Assimilation der Beobachtungen in das Modell wird bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten nur zu Beginn der Rückwärtsintegration vorgenommen. Dieses Vorgehen basiert auf Ergebnissen von Vorexperimenten, bei denen während eines Integrationszeitraums die Beobachtungen mehrmals assimiliert wurden, um geringere Residuen speziell bei längeren Integrationszeiten zu erhalten. Dabei ergab sich bei den hier beschriebenen Zwillingsexperimenten keine Verringerung der RMS-Fehler der Oberflächenflüsse im Vergleich zur einmaligen Assimilation der Beobachtungen. Die Ursache für dieses Modellverhalten bei längeren Integrationszeiten ist vermutlich in den großen Kostenfunktionsbeiträgen zu Beginn der Rückwärtsintegration und der Diffusion zu suchen:

Im vorliegenden Fall wird der Anfangszustand des Modells von der „wahren“ Hydro-

graphie aus gestartet, während die dazugehörigen Oberflächenflüsse vom Inversmodell bestimmt werden sollen. Dies führt dazu, daß der Modellzustand am Ende der ersten Vorwärtsintegration weiter von der „wahren“ Hydrographie entfernt ist als nach einigen Zeitschritten zu Beginn der Vorwärtsintegration. Folglich werden die Gradienten des adjungierten Modells hauptsächlich durch die großen Modell-Daten Differenzen zu Beginn der Rückwärtsintegration und nicht von den vergleichsweise kleineren Modell-Daten Differenzen zum Ende der Rückwärtsintegration bestimmt. Die Diffusion bewirkt wiederum bei langen Integrationszeiten, daß die lokalen Unterschiede der Modell-Daten Differenzen, besonders die der zeitlich weit zurückliegenden, stark vermischt werden. Infolgedessen ergeben sich Gradienten, deren Informationsgehalt im wesentlichen von den stark durchmischten Modell-Daten Differenzen zu Beginn der Rückwärtsintegration bestimmt ist. Dies ist jedoch äquivalent zu den oben beschriebenen Problemen bei der einmaligen Assimilation der Beobachtungen. In beiden Fällen lieferte deshalb eine Integrationszeit von mehr als 1000 Tagen keine befriedigenden Resultate. Integrationszeiten von etwa 5 Jahren entsprechen zwar nicht der diffusiven Zeitskala des Modells von einigen hundert Jahren, die Wirkung der Diffusion ist aber offensichtlich bereits bei diesem Integrationszeitraum ausreichend, um eine akzeptable Minimierung der Kostenfunktion zu verhindern.

Welche Zeitskalen können mit einem Integrationszeitraum von typischerweise 1000 Tagen aufgelöst werden? Der Ozean reagiert auf Änderungen des thermohalinen Antriebs in Oberflächennähe mit einer Zeitskala von einigen Monaten, in der Hauptsprungschicht mit einer Zeitskala von einigen Jahren und im tiefen Ozean, außerhalb von Regionen, die durch starke Advektion oder Konvektion gekennzeichnet sind, mit einer diffusiven Zeitskala von einigen hundert bis tausend Jahren. Folglich wird sich bei Integrationszeiten von einigen Jahren (ca. 1000 Tage) der oberflächennahe Ozean im Gleichgewicht mit den thermohalinen Oberflächenflüssen befinden, die Hauptsprungschicht wird eine zeitliche Drift aufweisen, während der tiefe Ozean nicht auf veränderte Randbedingungen reagieren und nahe bei den Anfangsschätzungen der thermohalinen Felder bleiben wird. Im Rahmen dieser Arbeit erscheint es deshalb möglich, neben der Oberfläche den Response der Hauptsprungschicht auf veränderte Anfangs- und Randbedingungen aufzulösen.

Im zweiten Teil dieses Abschnitts soll untersucht werden, inwieweit das in dieser Arbeit verwendete Inversverfahren in der Lage ist, den Gleichgewichtszustand des Modells mit unvollständigen Beobachtungen zu reproduzieren. Dazu soll das in Abb. 3.1

mit einem Punkt markierte Experiment näher untersucht werden. Dieses Experiment wurde mit einer Anfangsschätzung von null für die Oberflächenflüsse gestartet und über 610 Tage integriert. Die Abb. 3.2.a-c stellen den Verlauf der Kostenfunktion sowie die Fehler der Oberflächenflüsse für Wärme und Frischwasser als Funktion der Iterationen dar. Die Kostenfunktion in Abb. 3.2.a wurde mit dem Wert zu Beginn der Optimierung normiert. Es fällt auf, daß während der ersten 14 Iterationen eine starke Abnahme der Kostenfunktion um fast zwei Größenordnungen erfolgt, während weitere 43 Iterationen notwendig sind, um eine zusätzliche Verringerung der Kostenfunktion um etwa eine Größenordnung zu erbringen. Die Abnahme der Kostenfunktion beruht in diesem Experiment auf der Verringerung der Modell-Daten Differenz und der Instationarität für Temperatur und Salzgehalt. Abb. 3.2.b und Abb. 3.2.c zeigen, daß während der ersten Iterationen die größten Reduzierungen in den Fehlern der Oberflächenflüsse stattfinden. Mit der zunehmenden Anzahl der Iterationen wird die Abnahme der RMS-Fehler immer geringer. Die Rekonstruktion der Oberflächenflüsse geschieht derart, daß zunächst die großskaligen Strukturen aufgebaut werden, während die lokalen Unterschiede in den Oberflächenflüssen sukzessive während der weiteren Iterationen reproduziert werden. Abb. 3.3.a und Abb. 3.3.b dokumentieren die Rekonstruktion des Oberflächenwärmeflusses zu verschiedenen Zeitpunkten des Minimierungsprozesses. Nach 3 Iterationen sind bereits die Regionen mit Wärmeabgabe im Bereich des westlichen Randstroms und im Nordwesten des Modellgebiets sichtbar, Wärmeaufnahme findet im zentralen Modellgebiet und am Südrand statt (Abb. 3.3.a). Nach 57 Iterationen ist der optimierte Endzustand erreicht (Abb. 3.3.b), der beckenweit gemittelte RMS-Fehler beträgt dann  $2.8 \text{ W/m}^2$ . Zusammengefaßt bedeutet dies, daß die großskaligen Strukturen der Oberflächenflüsse bereits nach 3 Iterationen vom Inversmodell reproduziert werden, während die folgenden Iterationen zur Rekonstruktion der kleineren Skalen benötigt werden. Ein Neustart vom gefundenen Minimum aus mit einer verlängerten Integrationszeit ergab aufgrund der bereits genannten negativen Effekte der Diffusion keine weitere Verringerung der Fehler.

Hier stellt sich die Frage, warum die Oberflächenflüsse nicht exakt rekonstruiert werden können. Neben dem vereinfachten adjungierten Modell ist die Ursache vor allem in der Konvektion zu suchen. Abb. 3.4 zeigt die lokalen Differenzen zwischen dem „wahren“ und dem optimierten Oberflächenwärmefluß. Dabei fällt auf, daß Unterschiede bis zu  $22 \text{ W/m}^2$  im Nordwesten des Modellgebietes auftreten, während im übrigen Modellgebiet die Differenzen kleiner als  $2 \text{ W/m}^2$  sind. Die Region im Nordwesten ist durch eine starke Konvektionstätigkeit gekennzeichnet. Die starke Nichtlinearität des Konvek-

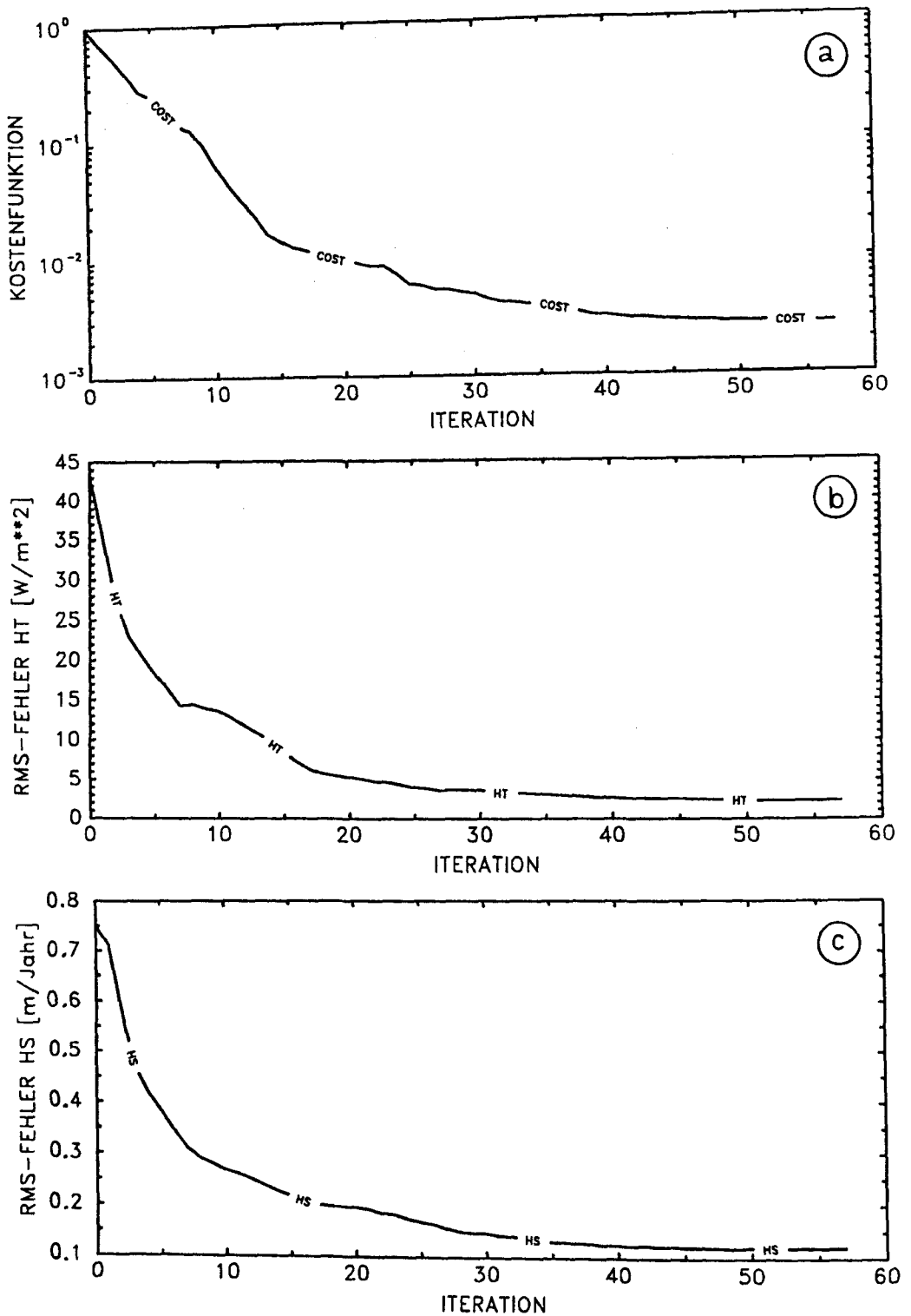
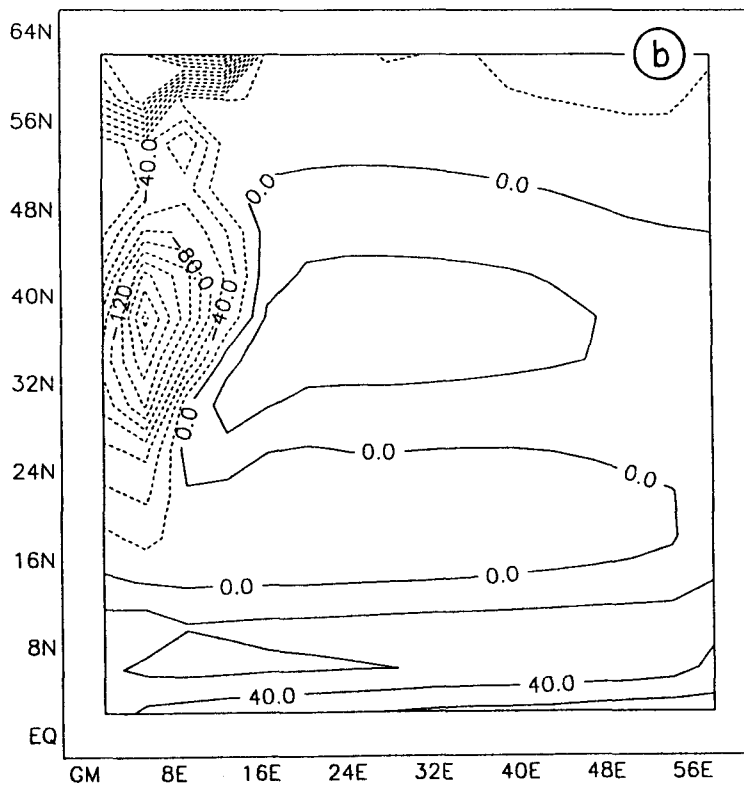
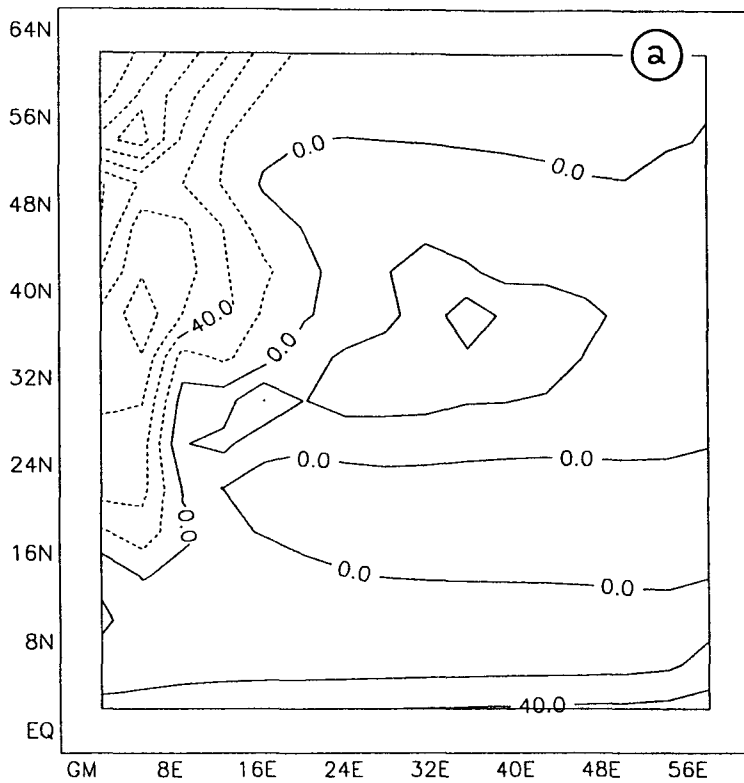


Abbildung 3.2: a) Kostenfunktion als Funktion der Iterationsnummer. Die Kostenfunktion wurde mit ihrem Anfangswert normiert ( $J_0 = 5.7 \cdot 10^6$ ).  
 b) RMS-Fehler des Oberflächenwärmeflusses in  $W/m^2$  als Funktion der Iterationsnummer.  
 c) RMS-Fehler des Frischwasserflusses in  $m/Jahr$  als Funktion der Iterationsnummer.





**Abbildung 3.3: Rekonstruktion des Oberflächenwärmeflusses.**  
**Isolinienabstand:  $20.0 \text{ W/m}^2$ .**  
**a) nach 3 Iterationen.**  
**b) am Ende der Optimierung.**

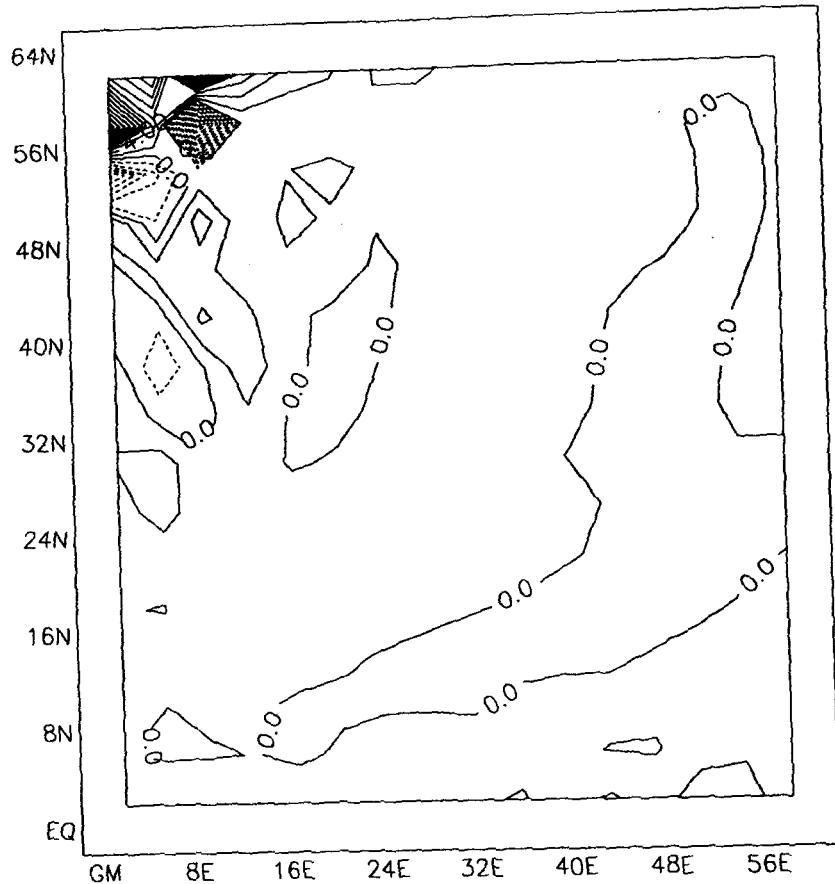


Abbildung 3.4: Differenz zwischen „wahrem“ und optimiertem Oberflächenwärmefluß. Isolinienabstand:  $2.0 \text{ W/m}^2$ . Positive Werte: wahrer Wärmefluß  $>$  optimiertem Wärmefluß. Min./Max.:  $-20.0/+22.0 \text{ W/m}^2$ .

onsschemas bewirkt an benachbarten Modellgitterpunkten Differenzen zwischen den wahren und optimierten Wärmeflüssen mit wechselnden Vorzeichen. Selbst eine regionale Mittelung in diesem Modellbereich kann die Unterschiede nicht vollständig beseitigen ( $\Delta HT_{\text{wahr-opt.}} \approx 1.7 \text{ W/m}^2$ , gemittelt über  $4 \times 4$  Modellgitterpunkte). Offenbar ist das Modell trotz der Vergrößerung der Integrationszeit nicht in der Lage, die bereits beschriebenen negativen Auswirkungen der Vertikalkonvektion auf das Optimierungsverfahren völlig zu unterdrücken. Die nicht korrekt rekonstruierten Oberflächenflüsse im Nordwesten des Modellgebiets werden auch in den Differenzen zwischen den optimierten Temperaturen bzw. Salzgehalten und ihren „wahren“ Werten deutlich. Abb. 3.5 zeigt dies am Beispiel des Salzgehalts in einer Tiefe von  $425 \text{ m}$ . Die Abweichungen vom stationären Modellgleichgewicht im Nordwesten, hervorgerufen durch die fehlerhaft reproduzierten Oberflächenflüsse, sind bis in große Tiefen nachweisbar (Abb. 3.6). Durch

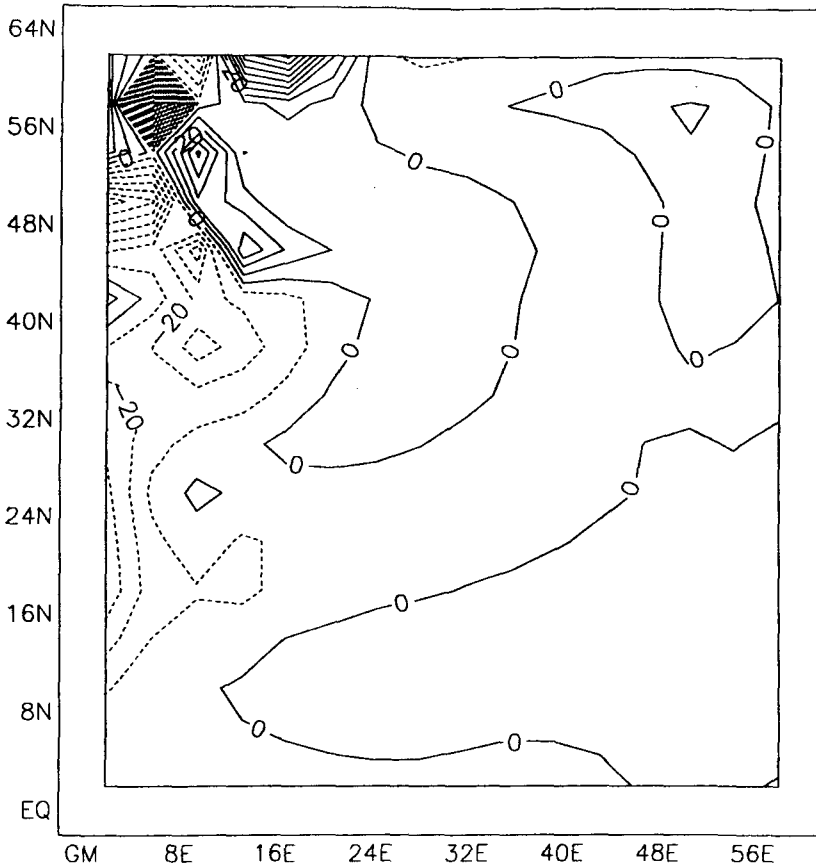


Abbildung 3.5: Differenz zwischen „wahrem“ und optimiertem Salzgehalt in 425 m Tiefe. Isolinienabstand: 0.001 PSU. Beschriftung skaliert mit  $10^4$ . Min./Max.: -0.018/+0.009 PSU.

die Vertikalkonvektion wird das Oberflächensignal in kurzer Zeit in den tiefen Ozean transportiert, so daß dort Differenzen zwischen dem optimierten Anfangszustand und dem Endzustand von Temperatur und Salzgehalt auftreten.

Ein hier nicht näher untersuchter Punkt ist die Abhängigkeit der Genauigkeiten der reproduzierten Oberflächenflüsse von den angenommenen Beobachtungsfehlern in Temperatur und Salzgehalt. Aufgrund der engen Verknüpfung zwischen Beobachtungsfehler, Stationaritätsforderung und Integrationszeit nach Gl. 2.17 lassen sich kaum allgemeingültige Aussagen treffen. Generell ist jedoch ein möglichst kleiner Beobachtungsfehler anzustreben, da sich dieser Fehler indirekt über den Lagrangeschen Formalismus auf die Güte der Schätzungen der Oberflächenflüsse auswirkt.

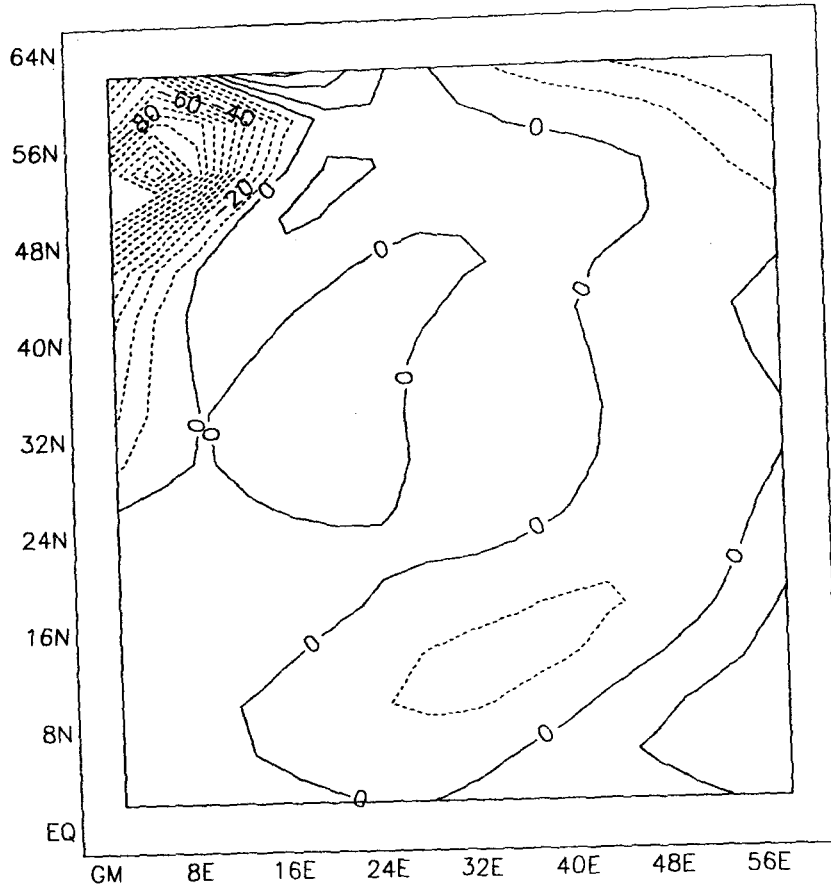


Abbildung 3.6: Temperaturdifferenz Ende - Anfang des optimierten Modellzustandes für eine Integrationszeit von 610 Tagen in 1875 m Tiefe. Isolinienabstand:  $0.001\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Beschriftung skaliert mit  $10^4$ . Min./Max.:  $-0.014/+0.003\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

### 3.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Das adjungierte Verfahren wurde an einem Einhemisphärenmodell getestet, wobei Modelldaten als simulierte Beobachtungen benutzt wurden. Die Aufgabe bestand darin, die zu einem Gleichgewichtszustand des Modells gehörenden thermohalinen Oberflächenflüsse ohne a priori Kenntnis der entsprechenden Beobachtungen wiederzufinden.

Aus den Ergebnissen der Zwillingsexperimente läßt sich für beide Experimentserien (Anfangsschätzungen für die Oberflächenflüsse gleich null oder zonale Mittelwerte) ein optimaler Integrationszeitraum von ca. 100 bis 1000 Tagen ableiten, bei dem die thermohalinen Oberflächenflüsse für Wärme und Frischwasser bis auf Fehler von we-

niger als  $3 \text{ W/m}^2$  und  $0.2 \text{ m/Jahr}$  reproduziert werden konnten. Ein kürzerer Integrationszeitraum verhindert insbesondere eine konvektive Adjustierung des Modells an die veränderten Rand- und Anfangsbedingungen, während sich bei längeren Integrationszeiträumen der Einfluß der Diffusion im adjungierten Modell negativ auf die Bestimmung der Gradienten auswirkt.

Die aus diesen Experimenten resultierenden Fehler für die thermohalinen Oberflächenflüsse sind bis um eine Größenordnung geringer als die Fehler bisheriger Beobachtungen. Grundsätzlich sollte es deshalb möglich sein, mit echten hydrographischen Beobachtungen in einem Inversmodell des Atlantiks Oberflächenflüsse zu schätzen, die einen deutlich geringeren Fehler als die derzeit vorhandenen Beobachtungen besitzen. Kritisch müssen allerdings die Regionen mit starker Vertikalkonvektion betrachtet werden. Dort wurde anhand der Zwillingsexperimente deutlich, daß das Inversverfahren nicht in der Lage ist, die beobachteten Felder in befriedigender Weise zu reproduzieren.

## 4 Atlantikmodell: Experimentelle Strategie und Datenbasis

In diesem Kapitel werden zunächst die in den folgenden Kapiteln allen Experimenten gemeinsamen Modellparameter beschrieben. Es folgt eine Zusammenfassung des zur Assimilation verwendeten Datenmaterials (Abschnitt 4.2). Abschnitt 4.3 beschließt dieses Kapitel mit der Beschreibung des experimentellen Vorgehens und der Darstellung der Unterschiede zwischen den einzelnen Experimenten.

### 4.1 Modellkonfiguration

#### 4.1.1 Modellgebiet und Auflösung

Das Modellgebiet erstreckt sich von 77° S bis 75° N und von 97° W bis 19° E. Die Auflösung beträgt horizontal  $2^\circ \times 2^\circ$ , in der Vertikalen enthält das Modell 12 Niveaus. Die Schichtdicken variieren zwischen 50 m in Oberflächennähe und 915 m am Boden, die Maximaltiefe beträgt 5130 m (Tab. 4.1). Aufgrund der groben Auflösung enthält das Modell keine Inseln, es gibt kein Mittelmeer.

Tiefenniveau	$\Delta z$	Tiefe des Modellgitterpunkts	Untergrenze der Box
1	50	25.0	50
2	63	81.5	113
3	92	159.0	205
4	140	275.0	345
5	213	451.5	558
6	313	714.5	871
7	435	1088.5	1306
8	566	1589.0	1872
9	689	2216.5	2561
10	790	2956.0	3351
11	864	3783.0	4215
12	915	4672.5	5130

Tabelle 4.1: Vertikales Modellgitter. Tiefenangaben in m.

In den Experimenten liegt das Hauptinteresse auf der thermohalinen Zirkulation nördlich von 30° S, weshalb auf eine Einbeziehung des Atlantiks südlich von 30° S in den Assimilationsprozeß verzichtet wurde. Andererseits wird die großskalige Zirkulation im Nordatlantik durch Wassermassen aus dem Südatlantik beeinflusst, insbesondere durch das Antarktische Zwischenwasser (AAIC) und durch das Antarktische Bodenwasser (AABW). Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll, den südlichen Teil des Modellgebiets als eine Randzone zu konfigurieren, die möglichst gut die Wassermassen im Südatlantik wiedergibt. Dies geschieht mit Hilfe sogenannter „Restoring“-Terme (SARMIENTO & BRYAN, 1982). Die prognostischen Gleichungen für potentielle Temperatur und Salzgehalt (Gl. 2.8, 2.10) werden um einen Zusatzterm

$$\Gamma(T^* - T) \text{ bzw. } \Gamma(S^* - S) \quad (4.1)$$

erweitert, der die Modellgrößen auf einer Zeitskala  $\Gamma^{-1}$  zu vorgegebenen Werten  $T^*$  und  $S^*$  hin zwingt.

Im Gegensatz zum nördlichen Modellteil, wo die thermohalinen Oberflächenrandbedingungen als Flußrandbedingungen formuliert sind (Gl. 2.8, 2.10), werden diese Randbedingungen im Bereich südlich von 30° S durch Newtonsche Dämpfungsterme als lokale Anpassung der Modelltemperaturen und Salzgehalte an vorzugebende Oberflächentemperaturen  $T_a$  und Oberflächensalzgehalte  $S_a$  formuliert (HANEY, 1971):

$$\gamma(T_a - T) = \frac{H_T}{\rho_0 c_p z_1} \text{ bzw. } \gamma(S_a - S) = \frac{H_S \cdot S_{\text{ref}}}{z_1} \quad (4.2)$$

mit  $\gamma$  als inverser Zeitkonstante. Die Referenzwerte in den Gl. (4.1, 4.2) werden dem Levitus-Atlas als Jahresmittelwerte entnommen (LEVITUS, 1982).

Die Drake-Passage bzw. das Seegebiet zwischen Antarktis und Afrika sind im Modell als offene Ränder implementiert. Alle anderen, in der Realität offenen Meeresverbindungen zum Atlantik sind geschlossen (z. B. nördlicher Modellrand, Mittelmeer). Die barotrope Strömung des Antarktischen Zirkumpolarstroms (ACC) ist über eine Stromfunktions-Randbedingung der vertikal integrierten Vorticitygleichung mit 125 Sv fest vorgeschrieben ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Die barokline Strömung wird an den offenen Berandungen aus dem vorliegenden Dichtefeld bestimmt, im Fall von Einstrom werden aus den Levitus-Daten Temperatur und Salzgehalt vorgegeben.

#### 4.1.2 Reibungs- und Diffusionskoeffizienten

Bei der Wahl der Vermischungskoeffizienten müssen numerische Stabilitätsforderungen berücksichtigt werden. Um die Anregung numerischer Instabilitäten zu verhindern, wird der horizontale Reibungskoeffizient  $A_h$  so gewählt, daß die Munksche Reibungsgrenzschicht durch das Modellgitter aufgelöst wird (BRYAN et. al., 1975):

$$\Delta x < \frac{\pi}{\sqrt{3}} \left( \frac{A_h}{\beta} \right)^{1/3}, \quad (4.3)$$

mit  $\beta = \partial f / \partial y$ . Bei einer horizontalen Auflösung von  $2^\circ$  ergibt sich ein Wert von  $4 \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$ .

Für den vertikalen Impulsaustausch  $A_v$  wird ein Wert von  $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$  gewählt, der im unteren Bereich der von OLBERS et. al. (1985) bestimmten Koeffizienten liegt.

Die horizontale Diffusivität  $K_h$  in den Temperatur- und Salzgleichungen wird in den Experimenten mit Diffusion in Koordinatenrichtung zu  $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$  gewählt.

Die Diffusionsterme in den Gleichungen für  $T$  und  $S$  parametrisieren Effekte, die vom Modellgitter nicht aufgelöst werden, dies sind im wesentlichen die mesoskaligen geostrophischen Wirbel. Aufgrund ihrer weitgehend geostrophischen Dynamik scheint eine Vermischung auf Flächen konstanter potentieller Dichte physikalisch sinnvoller zu sein als eine rein horizontale Vermischung (BOGUE et. al., 1986). In einigen Experimenten wird deshalb ein isopyknischer Diffusionsansatz gewählt.

Das Konzept der isopyknischen Vermischung wird durch eine Drehung des Vermischungstensors  $\mathbf{K}$  auf das  $z$ -Koordinatensystem übertragen (REDI, 1982, COX, 1987). Die Hauptachsen des Tensors liegen dann in Richtungen von  $\nabla \rho$  bzw. senkrecht dazu. Mit diesem Ansatz lauten die Gleichungen (2.8):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_h T + w \frac{\partial T}{\partial z} - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla T) - C_T = 0 \quad (4.4)$$

bzw.

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_h S + w \frac{\partial S}{\partial z} - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla S) - C_S = 0 \quad (4.5)$$

Im Modell wird eine vereinfachte Form des Diffusionstensors verwendet, die im wesentlichen mit der von COX (1987) angegebenen übereinstimmt (GERDES, 1988).



Die Vereinfachungen gegenüber dem Ansatz von COX (1987) beruhen auf dem großen Aspektverhältnis  $\delta = H/L \leq 0.01$  im Modell. Damit sind vertikale Gradienten für Dichte bzw. Temperatur und Salzgehalt sehr viel größer als die horizontalen Gradienten. Außerdem ist die Vermischung längs der Isopyknen um mehrere Größenordnungen stärker als die Vermischung senkrecht zu den Isopyknen. Daraus folgt für den Vermischungstensor  $\mathbf{K}$ :

$$\mathbf{K} = K_1/s^2 \begin{pmatrix} \rho_z^2 & 0 & -\rho_x/\rho_y \\ 0 & \rho_z^2 & -\rho_y/\rho_x \\ -\rho_x/\rho_x & -\rho_y/\rho_x & K_d s^2/K_1 + \rho_x^2 + \rho_y^2 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Hierbei sind  $K_1$  der isopyknische und  $K_d$  der diapyknische Diffusionsanteil und  $\rho$  die potentielle Dichte des betrachteten Tiefenniveaus.

Aus numerischen Gründen müssen große vertikale Flüsse von Tracern, wie sie bei stark geneigten Dichteflächen auftreten können, begrenzt werden, da sonst durch numerische Instabilitäten das CFL-Kriterium verletzt werden kann. Dies wird im Diffusionstensor durch eine Begrenzung der vertikalen Neigung der Isopyknen erreicht:

$$s = \min \{ \rho_z, -(\rho_x^2 + \rho_y^2)^{1/2} / \tan \alpha_{\max} \} \quad (4.7)$$

$\alpha$  ist die Neigung der Isopyknenfläche gegen die Horizontale, für die nach COX (1987) folgende Bedingung gilt:

$$\alpha_{\max} = \min \left( \frac{\Delta z}{(4K_1\Delta t)^{1/2}}, \frac{\Delta x\Delta z}{4K_1\Delta t}, \frac{\Delta y\Delta z}{4K_1\Delta t} \right) \quad (4.8)$$

Trotz dieser Einschränkung können in den meisten Fällen die im Modell auftretenden Isopyknenneigungen voll berücksichtigt werden, eine Neigungsbeschränkung ist hauptsächlich in Gebieten mit konvektiver Durchmischung notwendig.

Bei dem hier verwendeten numerischen Advektionsschema mit zentralen Differenzen muß auch bei den Modellversionen mit isopyknischem Diffusionsansatz eine gewisse explizite Diffusion in Koordinatenrichtung beibehalten werden, um Effekte der numerischen Dispersion zu unterdrücken.

Ein Problem bei der Verwendung isopyknischer Vermischung tritt bei topographisch isolierten Modellgitterpunkten am Boden und an der lateralen Berandung auf. Die

Temperaturen und Salzgehalte an diesen Punkten erreichen teilweise Werte weit außerhalb des physikalisch möglichen Bereichs. Die Ursache für dieses Modelldefizit liegt in einer negativen Diffusion aufgrund der diskreten Struktur des Modells (GERDES et. al., 1992). Das Problem konnte durch Einführung von Grenzschichten entlang der lateralen Berandung mit der Weite einer Gitterdistanz behoben werden. In diesen Grenzschichten wird statt der isopyknischen die kartesische Diffusion benutzt. Durch die diapykne Komponente der kartesischen Diffusion erfolgt eine stärkere Vermischung der Wassermassen an den Berandungen, so daß keine Anomalien der Temperatur oder des Salzgehaltes mehr beobachtet wurden.

Ein weiteres, grundsätzliches Problem tritt bei Modellen, die Tiefe bzw. Druck als vertikale Koordinate benutzen ( $z$ -Koordinatenmodelle), im Zusammenhang mit der horizontalen Diffusion auf. Bei gegen die Horizontale geneigten Dichteflächen bewirkt die horizontale Diffusion eine zusätzliche diapyknische Vermischung, die erheblich stärker sein kann als die explizit vorgegebene vertikale Modelldiffusivität. Dieser Effekt kann sich im ungünstigsten Fall auf die Gesamtzirkulation auswirken und zu unrealistischen Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt auf Isopyknen führen (GERDES, 1988). Die numerisch bedingten Beschränkungen und Probleme, die mit der Verwendung des Vermischungsansatzes auf Isopyknen verbunden sind, werden ausführlich von GERDES (1988) diskutiert.

OLBERS et. al. (1985) finden im Tiefenbereich von 100 bis 800  $m$  isopyknische Diffusionskoeffizienten die typischerweise bei  $10^3 m^2/s$  liegen, während im Tiefenbereich von 800 bis 2000  $m$  Werte um  $0.3 \cdot 10^3 m^2/s$  vorherrschen. Die im Modell verwendeten isopyknischen Diffusionskoeffizienten orientieren sich an diesen Ergebnissen.

Die vertikale Vermischung wird in Zirkulationsmodellen des Ozeans gewöhnlich mit einem Fickschen Diffusionsansatz parametrisiert. Die vertikale Vermischung beschreibt dabei Prozesse der kleinskaligen, dreidimensionalen Turbulenz, wie das Brechen von internen Wellen, Doppeldiffusion und Effekte der nichtlinearen Zustandsgleichung. Die räumliche Struktur der vertikalen Diffusion ist nur ungenügend bekannt, so daß in ozeanischen Zirkulationsmodellen häufig ein möglichst plausibler und den numerischen Stabilitätsforderungen genügender, konstanter Wert verwendet wird. Eine aus Beobachtungen ableitbare realistischere Parametrisierung erlaubt eine vertikale Vermischung, die invers proportional zur lokalen Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  ist (GARGETT, 1984):

$$K_v, K_d = \begin{cases} a_0 \cdot N^{-1} \frac{m^2}{s} : & \frac{\partial \rho}{\partial z} < 0 \\ 1.0 \frac{m^2}{s} : & \frac{\partial \rho}{\partial z} \geq 0 \end{cases} \quad (4.9)$$

$$a_0 = 10^{-7} \frac{m^2}{s^2},$$

mit

$$N = \left( -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{1/2}$$

als Maß für die statische Stabilität. Damit wird der vertikale Diffusionskoeffizient abhängig von der Dichteschichtung und von internen Wellen. Mit der hier gewählten Formulierung für den vertikalen bzw. diapynischen Diffusionskoeffizienten variieren  $K_v$  und  $K_d$  zwischen sehr kleinen Werten im Bereich der Pyknokline von  $10^{-5} m^2/s$  bis zu typischen Werten von  $10^{-4} m^2/s$  im tiefen Ozean.

Wesentliche Effekte dieser Parametrisierung sind die Erhöhung der vertikalen Diffusivität im tiefen Ozean und eine damit verbundene Zunahme von Temperatur und Salzgehalt in der Tiefe, während im Bereich der Pyknokline vergleichsweise kleine vertikale Diffusionskoeffizienten erzeugt werden, wodurch größere vertikale Dichtegradienten aufrechterhalten werden können. Im Vergleich zu einem klein gewählten konstanten vertikalen Diffusionskoeffizienten ergibt sich nach CUMMINS et. al. (1990) aus der verringerten Temperaturdifferenz zwischen Ozeanoberfläche und tiefem Ozean und unter der Bedingung eines konstanten polwärtigen Wärmetransports eine Zunahme der zonal integrierten Massentransports.

Durch die Verwendung einer von der Stabilitätsfrequenz abhängigen vertikalen Vermischung können zwischen der ersten und zweiten Modellschicht lokal Werte für  $K_d$  erreicht werden, die geringer als  $10^{-5} m^2/s$  sind, so daß der diffusive Austausch über diese Grenzfläche stark herabgesetzt wird. Dies ist physikalisch durchaus sinnvoll, da die obere Schicht im Modell die Deckschicht repräsentiert, und sich diese im realen Ozean durch andere Eigenschaften auszeichnet als die darunterliegenden Wassermassen. Bei ersten Experimenten mit dem isopyknischen Diffusionsansatz ergaben sich jedoch in Frontalregionen in der oberen Modellschicht numerische Instabilitäten, die auf einen zu geringen vertikalen Diffusionskoeffizienten zurückzuführen sind. Ein kleiner vertikaler, von der Stabilitätsfrequenz abhängiger Diffusionskoeffizient führt dann

bei stabiler Schichtung zu einer „diffusiven Isolation“ der oberen von den darunterliegenden Modellschichten. Während sich bei Verwendung einer Relaxationsbedingung die Modelltemperaturen und -salzgehalte an vorgegebene Oberflächenwerte anpassen, entfällt diese Möglichkeit bei Benutzung der Flußrandbedingung. Dies kann bei einem längeren Integrationszeitraum und unter ungünstigen dynamischen Bedingungen trotz vergleichsweise kleiner Oberflächenflüsse zu oberflächennahen Erwärmungen oder Abkühlungen führen, die unrealistische Werte annehmen. Dieses Problem kann grundsätzlich auch bei kartesischer Vermischung auftreten, allerdings wurde dieser numerische Effekt nur mit isopyknischer Diffusion beobachtet. Durch eine experimentell bestimmte untere Grenze von  $K_d = 5 \cdot 10^{-5} m^2/s$  in der  $zz$ -Komponente des Diffusionstensors (Gl. 4.6) konnte dieses Problem beseitigt werden.

Tabelle 4.2 faßt die wichtigsten gemeinsamen Modellparameter der Experimente in den Kapiteln 6 und 7 zusammen, wobei neben den beiden beschriebenen Diffusionsparametrisierungen auch zwei Experimente mit konstanter vertikaler Vermischung untersucht werden.

$\Delta\phi, \Delta\lambda$	2°
$\Delta t_{T,s}$	1 Tag
$\Delta t_{u,v}$	1 Stunde
$A_h$	$4.0 \cdot 10^4 m^2/s$
$A_v$	$10^{-2} m^2/s$
$K_h$	$10^3 m^2/s$
$K_v$	$a_0 \cdot N^{-1} m^2/s, a_0 = 10^{-7} m^2/s^2, \text{ bzw. } 10^{-4} m^2/s \text{ const.}$
$K_l$	$[(10^3 - 3 \cdot 10^2) \exp^{z/500m} + 3 \cdot 10^2] m^2/s$
$K_d$	$a_0 \cdot N^{-1} m^2/s, a_0 = 10^{-7} m^2/s^2; K_{dmin} = 5 \cdot 10^{-5} m^2/s \text{ für } k = 1$
$\Gamma^{-1}$	30 Tage
$\gamma^{-1}$	$[(1/30 \text{ Tage} - 1/250 \text{ Tage}) \exp^{z/500m} + 1/250 \text{ Tage}]^{-1}$

Tabelle 4.2: Die wichtigsten Modellparameter der Experimente

## 4.2 Beobachtungsdaten

### 4.2.1 Wärmefluß

Für die Assimilation von Oberflächenflußbeobachtungen in das Modell wird ein Datensatz mit ausreichender Datenüberdeckung zwischen 30° S und 75° N und von ausreichender Qualität benötigt. Diese Forderungen erfüllt der COADS-Datensatz ("Comprehensive Ocean Atmosphere Data Set", WOODRUFF et. al., 1987). Der COADS-Datensatz basiert auf ca. 70 Millionen maritimen Wetterbeobachtungen von 1854 bis 1979, die hauptsächlich von Handelsschiffen aufgezeichnet wurden. Dem Benutzer steht ein aufbereiteter globaler meteorologischer Datensatz mit monatlicher Auflösung auf einem  $2^\circ \times 2^\circ$  Gitter zur Verfügung. Fehler in diesem Datensatz sind insbesondere auf unterschiedliche Meßmethoden, die Verwendung unterschiedlicher Instrumente sowie verkehrte Schiffspositionen zurückzuführen (WOODRUFF et. al., 1987). Eine eingehende Diskussion über systematische und zufällige Fehlerquellen bei der Berechnung der Komponenten des Energieflusses an der Meeresoberfläche aus historischen Daten ist in ISEMER (1987) zu finden. Der in dieser Arbeit verwendete Oberflächenwärmefluß und die in Abschnitt 4.2.2 zur Berechnung des Frischwasserflusses benutzte Verdunstungsrate wurden mit einem korrigierten Windfeld und revidierten Bulk-Koeffizienten aus den meteorologischen Basisvariablen des COADS-Datensatzes neu berechnet (ISEMER & HASSE, 1991, ISEMER, pers. Mitteilung, 1992).

Der Wärmefluß an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre setzt sich zusammen aus der kurzwelligen und langwelligen Nettostrahlung, sowie aus den latenten und sensiblen Wärmeflüssen. Die langwellige Nettostrahlung wird vom atmosphärischen Wasserdampfgehalt sowie der Wolkenbedeckung beeinflusst und bewirkt einen Wärmeverlust des Ozeans. Die räumlichen und jahreszeitlichen Schwankungen der langwelligen Nettostrahlung sind vergleichsweise gering, ein typischer Wert für diese Strahlungskomponente liegt in mittleren Breiten bei  $-40 \text{ W/m}^2$ . Der sensible Wärmefluß trägt nur im Bereich der westlichen Randströme wesentlich zum Energieaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre bei, da dort die größten Temperaturdifferenzen zwischen kalter Festlandsluft und warmen Wassermassen auftreten. In diesen Regionen kann der sensible Wärmefluß im Winter Werte unter  $-150 \text{ W/m}^2$  erreichen.

Der Netto-Wärmefluß durch die Ozeanoberfläche wird hauptsächlich vom Residuum der kurzwelligen Nettostrahlung und dem latenten Wärmefluß gebildet. Die solare Nettostrahlung ist im wesentlichen eine Funktion der Wolkenbedeckung und des Son-

nenstandes. Der latente Wärmefluß wird durch die Windgeschwindigkeit, die Luftfeuchtigkeit und die Temperatur bestimmt, maximale Wärmeabgaben des Ozeans von etwa  $400 \text{ W/m}^2$  treten im Dezember im Bereich der Golfstromregion auf. Sowohl die kurzweilige Nettostrahlung als auch der latente Wärmefluß unterliegen großen räumlichen und jahreszeitlichen Schwankungen (ISEMER & HASSE, 1987).

Abb. 4.1 zeigt den aus allen Wärmeflußkomponenten resultierenden Jahresmittelwert des Oberflächenwärmeflusses, wobei die Beobachtungen auf das Modellgitter interpoliert wurden. Die größte Wärmeabgabe erfolgt im Bereich des Golfstroms und seiner Fortsetzung mit mehr als  $225 \text{ W/m}^2$ . Im gesamten subarktischen Wirbel sowie in den Bereichen der Labrador- und der Norwegensee wird im Jahresmittel Wärme vom Ozean an die Atmosphäre abgegeben. Wärmeeufnahmen des Ozeans sind besonders in den

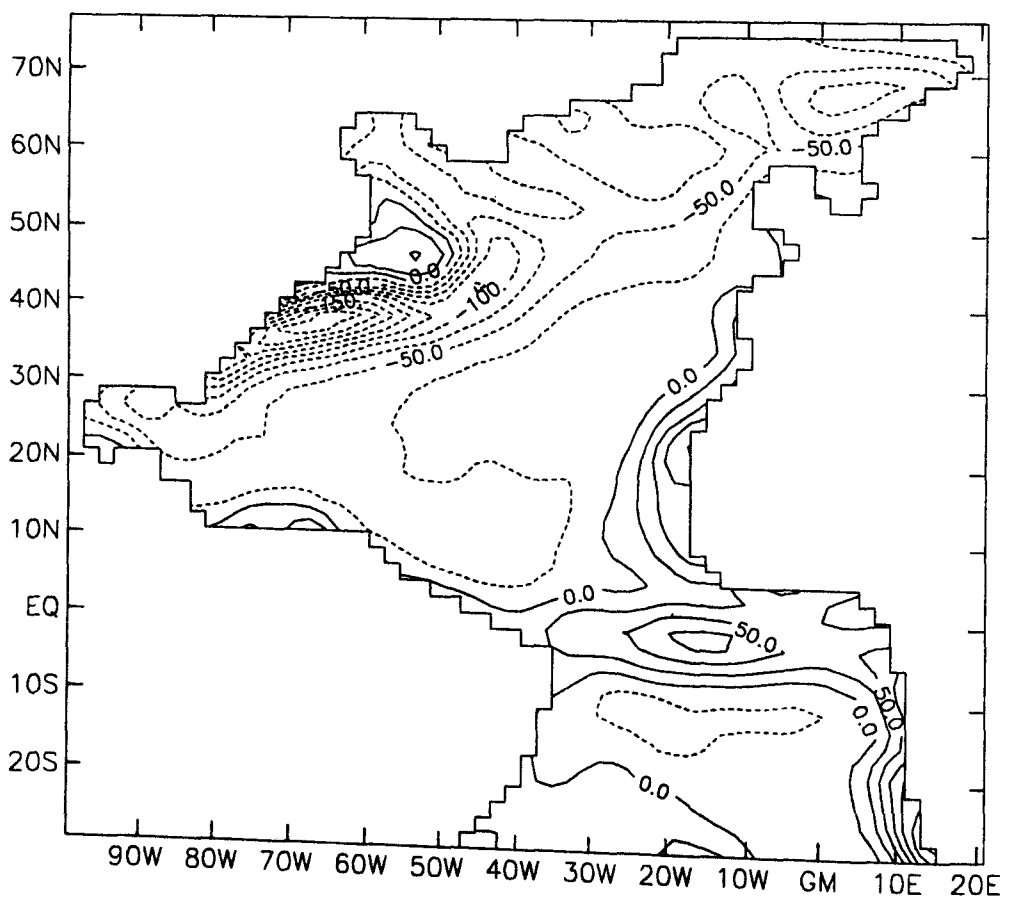


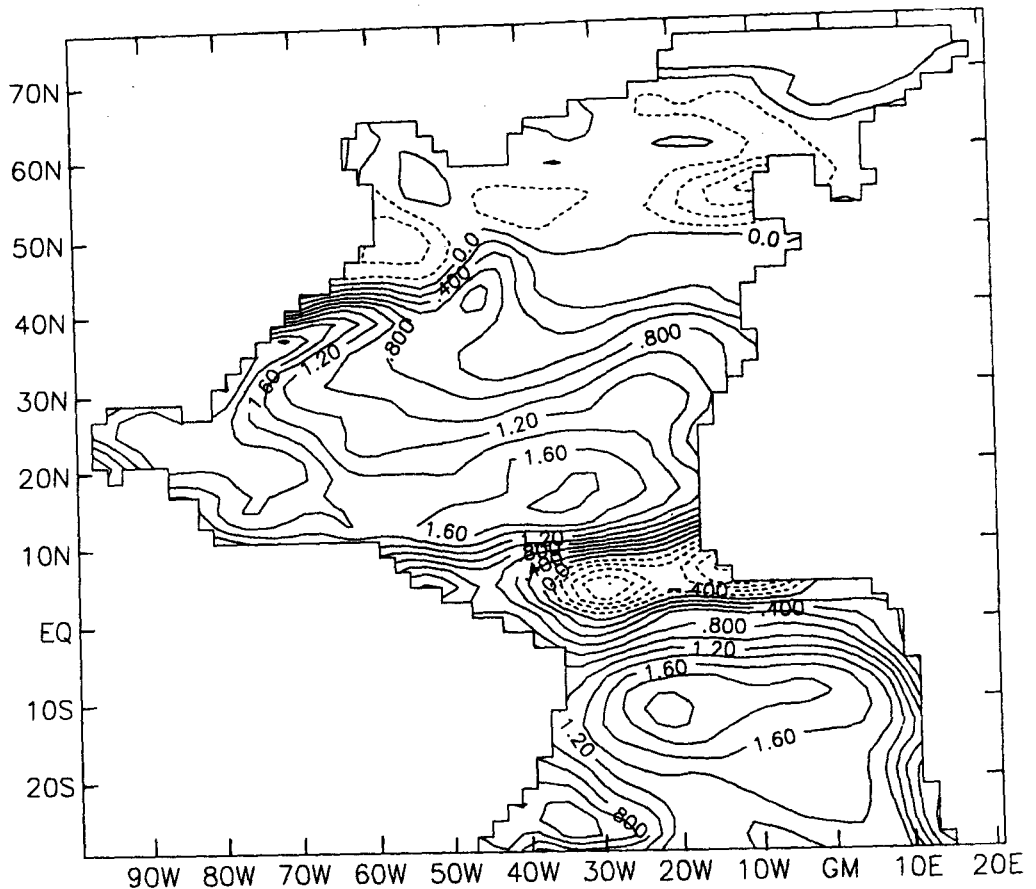
Abbildung 4.1: Jahresmittelwert des Oberflächenwärmeflusses, basierend auf COADS-Daten (WOODRUFF et. al., 1987). Isolinienabstand:  $25 \text{ W/m}^2$ .

Auftriebsgebieten vor Westafrika ( $> 100 W/m^2$ ) und Südwestafrika ( $> 150 W/m^2$ ), sowie im Bereich der innertropischen Konvergenzzone zu finden ( $> 75 W/m^2$ ). Der entlang der nordamerikanischen Küste fließende kalte Labradorstrom bewirkt im Jahresmittel eine Wärmeaufnahme des Ozeans in dieser Region bis zu  $75 W/m^2$ . Der zentrale Teil des subtropischen Nordatlantiks ist durch einen Wärmeverlust von etwa  $25 W/m^2$  gekennzeichnet.

#### 4.2.2 Frischwasserfluß

Der Frischwasserfluß durch die Meeresoberfläche wird aus der Differenz Verdunstung minus Niederschlag gebildet. Die Verdunstungsrate wird aus dem latenten Wärmefluß der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen COADS-Daten bestimmt. Die Niederschlagsdaten entstammen der Arbeit von DORMAN & BOURKE (1981). Die Niederschlagsmessungen basieren auf Schiffsmeldungen der Jahre 1950 bis 1974. Dabei wurden die Niederschlagshäufigkeit, der Typ und die Intensität des Niederschlags aufgezeichnet. Die Daten sind als Monatswerte mit einer Auflösung von  $5^\circ$  in zonaler und  $2^\circ$  in meridionaler Richtung verfügbar. Durch die Einbeziehung vermehrter Schiffsmeldungen in die Niederschlagsberechnungen konnten DORMAN & BOURKE darauf verzichten, Niederschlagsmessungen von Landstationen auf Ozeangebiete ohne Messungen extrapolieren zu müssen. Die so erhaltenen Niederschlagsdaten stellen trotz der teilweise ungenauen Messungen auf Schiffen eine bedeutende Verbesserung gegenüber älteren Schätzungen des Niederschlags dar (z. B. BAUMGARTNER & REICHEL, 1975). DORMAN & BOURKE schätzen die Fehler im Niederschlag auf maximal  $\pm 20\%$  in Regionen mit ausreichender Datenüberdeckung. Größere Fehler wegen zu geringer Datendichten sind in den subpolaren Regionen, dem nordäquatorialen Bereich und besonders in weiten Teilen des zentralen Südatlantiks zu erwarten.

Die Verdunstungs- und Niederschlagsdaten wurden mit Hilfe der objektiven Analyse auf das Modellgitter interpoliert. Abb. 4.2 zeigt den Jahresmittelwert des Frischwasserflusses. In den subpolaren Gebieten überwiegt der Niederschlag, minimale Werte für den Frischwasserfluß sind westlich der britischen Inseln zu finden ( $< -0.8 m/Jahr$ ). Im Bereich der innertropischen Konvergenzzone überwiegt der Niederschlag die Verdunstung mit einem Frischwasserfluß kleiner  $-1.0 m/Jahr$ . Verdunstungsüberschuß tritt im Jahresmittel insbesondere in den Subtropen der beiden Hemisphären ( $> 2.0 m/Jahr$ ) und im Bereich der Golfstromregion ( $> 2.2 m/Jahr$ ) auf. SCHMITT



**Abbildung 4.2: Jahresmittelwert des Frischwasserflusses.**  
**Verdunstung: COADS-Daten (WOODRUFF et. al., 1987),**  
**Niederschlag: DORMAN & BOURKE (1981).**  
**Isolinienabstand: 0.2 m/Jahr.**

et. al. (1989) erhalten mit den Wärmeflußdaten von BUNKER (1976) sowie mit den Niederschlagsdaten von DORMAN & BOURKE (1981) für den Jahresmittelwert des Frischwasserflusses im Nordatlantik qualitativ das gleiche Bild. Der Frischwasserfluß bei SCHMITT et. al. ist jedoch südlich von 30° N durch die Verwendung geringerer Windgeschwindigkeiten und anderer Bulk-Koeffizienten, die bei der Berechnung der Verdunstung eingehen, systematisch um ca. 0.3 bis 0.4 m/Jahr geringer als bei den hier verwendeten Daten.



### 4.2.3 Hydrographische Daten

In dieser Arbeit werden zwei hydrographische Datensätze verwendet. Dabei handelt es sich um den klimatologischen Atlas von LEVITUS (1982) und um einen aus hydrographischen Stationsdaten zusammengestellten Datensatz.

In den globalen Levitus-Atlas gehen über 1.5 Millionen Messungen aus Schöpferdaten sowie aus MBTs und XBTs ("Mechanical/Expandable Bathythermograph") ein. Der Atlas enthält auf einem  $1^\circ \times 1^\circ$  Gitter klimatologisch gemittelte Daten für Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoff in 32 Tiefenstufen. Eine Beschreibung der Datenquellen, der Qualitätskontrolle sowie der Analysemethoden ist in LEVITUS (1982) zu finden. Bedingt durch die klimatologische Mittelung besitzen die Levitus-Daten in zentralen Ozeangebieten eine Horizontalskala von  $5^\circ$  bis  $10^\circ$  und von  $2^\circ$  bis  $3^\circ$  an den Ozeanrändern (OLBERS et. al., 1985). Während großskalige ozeanographische Strukturen, wie z. B. das Mittelmeerwassersignal im Nordatlantik in den Atlas-Daten reproduziert werden, sind insbesondere die Gradienten in den Tracerverteilungen der Randstrombereiche stark geglättet. Als Beobachtungsdaten werden die Jahresmittelwerte der potentiellen Temperatur und des Salzgehalts aus dem Levitus-Atlas herangezogen.

Der hydrographische Stationsdatensatz aus dem Atlantik setzt sich zusammen aus historischen und neueren Schöpferdaten sowie CTD-Messungen, die auf Standardtiefen interpoliert wurden (Abb. 4.3a,b). Tabelle 4.3 listet die dem Gesamtdatensatz zugrundeliegenden Einzeldatensätze und Expeditionen auf.

Konzeptionell bietet das adjungierte Verfahren in Verbindung mit der Kostenfunktion (Gl. 2.15) die Möglichkeit eines direkten Vergleichs hydrographischer Stationsdaten mit den entsprechenden Modellvariablen. Dazu müßten die Modellvariablen bei jeder Berechnung der Kostenfunktion auf die Beobachtungskoordinaten interpoliert werden. Die Realisierung eines solchen Modell-Daten Vergleichs ist jedoch technisch sehr viel aufwendiger als der in dieser Arbeit beschrittene Weg einer räumlichen Mittelung der hydrographischen Daten vor Beginn der Assimilationsexperimente. Zu diesem Zweck wurden alle 5700 Vertikalprofile, die sich innerhalb des Modellgebiets zwischen  $30^\circ$  S und  $75^\circ$  N befinden, aus dem hydrographischen Gesamtdatensatz extrahiert. Sämtliche Temperatur- und Salzgehaltsdaten innerhalb einer Modellbox wurden mit gleichem Gewicht auf den entsprechenden Modellgitterpunkt interpoliert. Damit stehen die hydrographischen Daten an den Modellgitterpunkten zur Verfügung und es entfällt die Interpolation während der Assimilationsexperimente. Der mit dieser Interpolation ver-

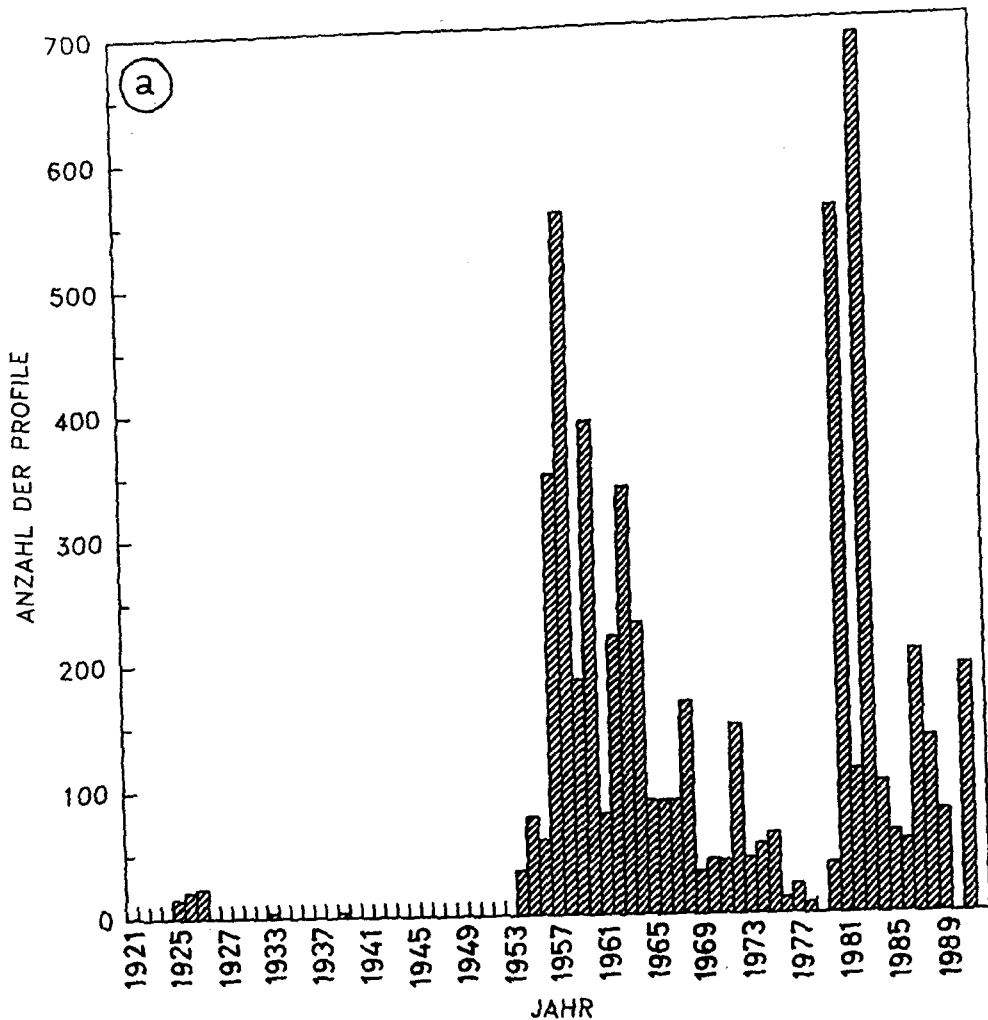


Abb. 4.3a

bundene horizontale Positionsfehler beträgt maximal  $1.4^\circ$ , womit eine deutlich kleinere Horizontalskala als bei den Levitus-Daten erreicht wird. Aus diesem Grund sind bei den Experimenten mit hydrographischen Daten insbesondere dort unterschiedliche Ergebnisse zu den Levitus-Daten zu erwarten, wo die horizontale Glättung im Levitus-Atlas größer ist als die horizontale Modellauflösung, beispielsweise in den Gebieten des Golfstroms und des Nordatlantischen Stroms.

In Abb. 4.4 ist exemplarisch der Salzgehalt in einer Tiefe von 275 m dargestellt. Bedingt durch fehlende Daten ergibt sich ein lückenhaftes Bild der Salzgehaltsverteilung. Zudem ist in den gemittelten Daten besonders im Bereich des Golfstroms/Nordatlantischen Stroms eine verrauschte Struktur erkennbar, die auf das Mäandrieren des Golfstroms, auf Wirbel und auf saisonale Einflüsse in den Ausgangs-

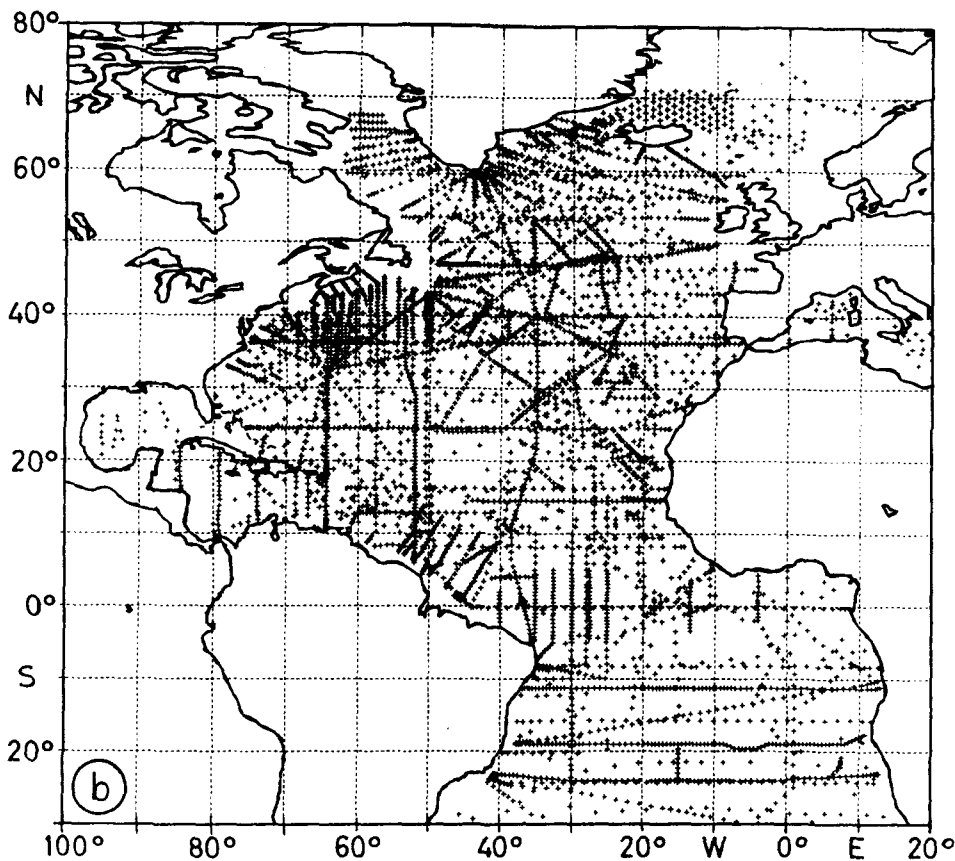


Abbildung 4.3: Verteilung des hydrographischen Stationsdatensatzes, a) zeitlich, b) räumlich.

daten zurückzuführen ist. Als auffälligste Erscheinung ist neben den starken Salzgehaltsgradienten im Bereich des westlichen Randstroms die Zentralwassermassengrenze mit starken Gradienten zwischen Westafrika und Südamerika erkennbar.

Ein Problem bei der Verwendung hydrographischer Daten in einem Modell mit stationärem Antrieb stellt die in den Beobachtungen enthaltene zeitliche und räumliche Variabilität dar. Mesoskalige Wirbel und der Jahresgang von Temperatur bzw. Salzgehalt können vom Modell nicht reproduziert werden und müssen daher bei der Fehlerabschätzung in der Kostenfunktion (Gl. 2.15) berücksichtigt werden. Die Wahl der Beobachtungsfehler wird im folgenden Abschnitt 4.3 näher beschrieben.

Datensatz/Expedition	Autor
Aufbereitete hydrographische Daten vom National Oceanographic Data Center, U.S.A.	REID (pers. Mitteilung, 1989), Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, U.S.A.
Hydrographische Messungen aus dem Nordatlantik	LUYTEN & STOMMEL (1987)
Hydrographische Messungen aus dem Nordatlantik, aufgenommen zu Beginn der 80er Jahre	FUKUMORI et. al. (1991)
Poseidon, Reise Nr. 138	KRAUSS et. al. (1990)
Meteor, Reise Nr. 4, Kapverdenexpedition	SIEDLER et. al. (1987)
Meteor, Reise Nr. 6, Atlantik 87/88	MÜLLER et. al. (1988)
Meteor, Reise Nr. 9, Barlavento Expedition	ZENK et. al. (1989)
Meteor, Reise Nr. 15, WOCE Südatlantik	SIEDLER et. al. (1992)
Oceanus, Reise Nr. 133	WARREN & SPEER (1990)
South Atlantic Ventilation Experiment (SAVE), Leg 1-3	OCEANIC DATA FACILITY, Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, U.S.A., (1988)

Tabelle 4.3: Einzelne Datensätze und Expeditionen, die zur Erstellung eines Gesamtdatensatzes für Temperatur und Salzgehalt benutzt wurden.

### 4.3 Experimentelles Vorgehen

Das Jahresmittel der Windschubspannungen wird der Arbeit von HELLERMAN & ROSENSTEIN (1983) entnommen. Wie bereits in Kapitel 1 dargelegt, wird auf eine Einbeziehung der Windschubspannungen in den Optimierungsprozeß verzichtet. Die Sensitivität der Lösungen des Inversmodells gegenüber einem geänderten Windfeld wird jedoch in Kapitel 8 untersucht.

Alle Experimente werden von den beobachteten Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen und von den beobachteten Oberflächenflüssen aus gestartet. Im Fall der hydrographischen Stationsdaten liegen an etwa 81% der Modellgitterpunkte Beobachtungen vor. An den Modellgitterpunkten ohne hydrographische Daten werden die Levitus-Daten als Anfangsschätzungen herangezogen. Die Kostenfunktion enthält für diesen Fall jedoch nur Modell-Daten Differenzen für die hydrographischen Stationsdaten. Die Anfangsschätzungen für die Geschwindigkeitsfelder werden vorweg durchgeführten "Spin

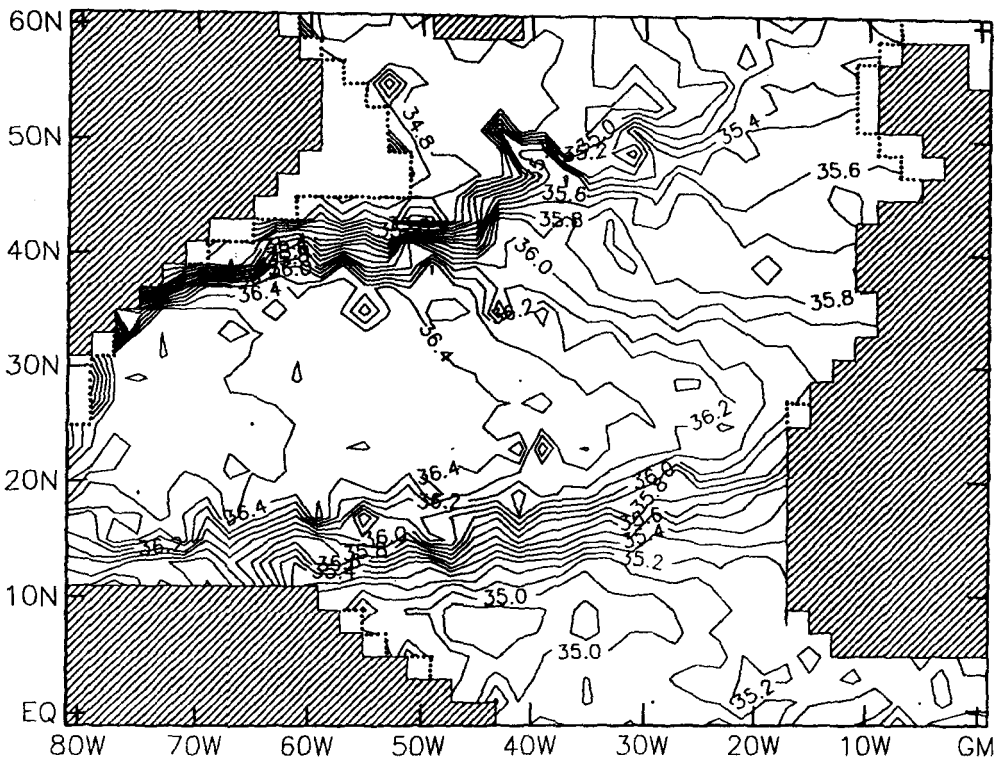


Abbildung 4.4: Ausschnitt der auf das Modellgitter interpolierten hydrographischen Daten. Dargestellt ist der Salzgehalt in 275 m Tiefe. Isolinienabstand: 0.1 PSU. Aus Gründen der besseren Darstellbarkeit wurden die an vereinzelten Modellgitterpunkten fehlenden hydrographischen Beobachtungen durch Levitus-Daten ergänzt.

Up"-Experimenten entnommen, die ihrerseits von den klimatologischen Verteilungen des Levitus-Atlas aus gestartet wurden (vgl. Kapitel 5.1). Damit ist gewährleistet, daß einerseits die Modellgeschwindigkeiten zu Beginn eines Experiments nicht zu sehr von einem aus den Beobachtungen ableitbaren geostrophischen Geschwindigkeitsfeld abweichen, und andererseits keine numerischen Probleme, wie sie bei einem Modellstart ohne Anfangsgeschwindigkeitsfeld auftreten können, entstehen.

Die Experimente des folgenden Modellvergleichs lassen sich anhand zweier Unterteilungen charakterisieren. Die Unterschiede basieren zum einen auf der Formulierung der Diffusion in kartesischen oder isopyknischen Koordinaten sowie zum anderen auf den beiden Datensätzen für Temperatur und Salzgehalt in Form des Levitus-Atlas bzw. des hydrographischen Stationsdatensatzes. Im Mittelpunkt des Interesses steht dabei die Frage der Reproduzierbarkeit der beobachteten Felder durch das Modell innerhalb noch

festzulegender Fehlergrenzen für die Beobachtungen. Hierbei soll auch untersucht werden, ob und inwieweit die aus physikalischer Sicht sinnvollere isopyknische Vermischung in dem hier verwendeten Inversmodell der kartesischen Vermischung überlegen ist. Ferner soll geklärt werden, ob die hydrographischen Stationsdaten mit einem stationären Modellzustand kompatibel sind. Wenn ja, wo existieren Unterschiede zu den Atlasdaten von Levitus?

Tabelle 4.4 gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der Experimente und ihrer Unterschiede.

Experiment	KARLEV	ISOLEV	CONLEV	KARHYD	ISOHYD	CONHYD
Beobachtungen der Oberflächenflüsse	Nettowärmefluß und Verdunstung: COADS-Daten (WOODRUFF et. al., 1987), Niederschlag: DORMAN & BOURKE (1981)					
Hydrographische Beobachtungen	Jahresmittel aus Levitus-Atlas (1982)			Hydrographische Stationsdaten (siehe Tab. 4.3)		
Diffusionsparametrisierung	kart. vert. $f(N)$	iso./diap.	kart. konstant	kart. vert. $f(N)$	iso./diap.	kart. konstant

Tabelle 4.4: Kurzbezeichnungen der Experimente und ihre Unterschiede.

*iso./diap.*: isopyknische/diapyknische Diffusion. *kart.*: Diffusion in Koordinatenrichtung, bei KARLEV und KARHYD in der vertikalen Richtung variabel in Abhängigkeit von der Stabilitätsfrequenz  $N$ .

In den in Kapitel 3 beschriebenen Zwillingsexperimenten wurde ein optimaler Integrationszeitraum von 100 bis 1000 Tagen für die Assimilationsexperimente ermittelt. Ähnliche Integrationszeiträume konnten für das Atlantikmodell aus Vorexperimenten abgeleitet werden. Für die im folgenden dargestellten Experimente wird deshalb zunächst ein Integrationszeitraum von einem Jahr gewählt. Innerhalb dieses kurzen Integrationszeitraums erfolgt eine Anpassung der oberflächennahen Schichten an den thermohalinen Antrieb. Gegen Ende der jeweiligen Optimierung wird die Integrationszeit auf fünf Jahre ausgedehnt, um eine ozeanische Anpassung der tieferen Modellschichten an den thermohalinen Antrieb zu ermöglichen. Zusätzlich wurden die Experimente mehrmals mit den Endwerten vorhergehender Iterationen als neuen Anfangsschätzungen gestartet. Die Verlängerung des Integrationszeitraums in Verbindung mit der Reinitialisierung ermöglicht eine Adjustierung der Hauptsprungschicht an einen thermohalinen Antrieb, der sich gegen Ende der Optimierung nur noch wenig verändert. Auf diese Weise werden Ventilationszeiten von ca. 10 bis 20 Jahren für die Thermokline erreicht,

wie sie von SARMIENTO (1982) und von COX & BRYAN (1984) für den subtropischen Wirbel in numerischen Modellen identifiziert wurden. Ein anderer positiver Effekt des längeren Gesamtintegrationszeitraums ist das Verschwinden der durch den "Bottom Torque"-Term in der barotropen Vorticitygleichung hervorgerufenen starken Meridionalzellen der zonal integrierten Stromfunktion in Äquatornähe, wie sie von SARMIENTO & BRYAN (1982) beschrieben wurden. Dieser physikalisch unrealistische Effekt in primitiven Gleichungsmodellen resultiert aus der Inkompatibilität einer vorgegebenen Anfangsdichteverteilung mit der Bodentopographie und verschwindet im Fall eines prognostischen Modells nach einigen Jahren Integrationszeit.

Die Festlegung der Beobachtungsfehler in Inversmodellen stellt aufgrund nicht vorhandener Fehlerabschätzungen bei den verwendeten Datensätzen ein häufig auftretendes Problem dar (OLBERS et. al., 1985, HOGG, 1987). So liefert der Levitus-Atlas nur horizontal und beckenweit gemittelte Standardfehler (= mittlerer Fehler des arithmetischen Mittelwerts) für den Atlantik, die in dieser Arbeit als Beobachtungsfehler für die Levitus-Daten dienen. Abb. 4.5a,b zeigt die Beobachtungsfehler für die Levitus-Daten. Der Fehler in der Temperatur erreicht in Oberflächennähe, bedingt durch saisonale Einflüsse und mesoskalige Wirbel, Werte von 1.4 °C, minimale Werte treten in mittleren Tiefen mit 0.2 °C auf, bevor der Fehler in Bodennähe wieder geringfügig auf 0.3 °C zunimmt. Der Salzgehaltsfehler zeigt eine monotone Abnahme von 0.28 PSU an der Oberfläche bis auf 0.02 PSU in Bodennähe.

Bei den gemittelten hydrographischen Stationsdaten wird der Versuch einer regionalen Fehlerabschätzung unternommen. Dazu wurden bei der bereits beschriebenen Interpolation der Stationsdaten auf die Modellgitterpunkte die Standardfehler berechnet und anschließend für sechs verschiedene Modellregionen (siehe Abb. 6.5) regional gemittelt. Die entsprechenden Kurven in Abb. 4.5a,b zeigen am Beispiel der Beobachtungsfehler für den westlichen Randstrombereich deutlich geringere Fehler als die Levitus-Daten. Als untere Fehlergrenze werden 0.01 °C für die Temperatur und 0.01 PSU für den Salzgehalt zugelassen. Niedrigere Werte würden allgemein akzeptierten Genauigkeitsannahmen über klimatologische Daten widersprechen (vgl. OLBERS et. al., 1985). Auf eine Darstellung der anderen regional bestimmten Fehler wurde wegen der ähnlichen Amplitude zu dem hier gezeigten Beispiel verzichtet. Die in Kapitel 2.2 dargestellte Verknüpfung zwischen Beobachtungsfehler und Stationaritätsforderung wird an dieser Stelle auf die Beobachtungsfehler der Levitus-Daten angewendet. Mit der gewählten Stationaritätsforderung von  $\tau = 20$  Jahren dürfen sich die lokalen Temperatur- oder Salzgehaltswerte extrapoliert über 20 Jahre um den gleichen Betrag wie ihr je-

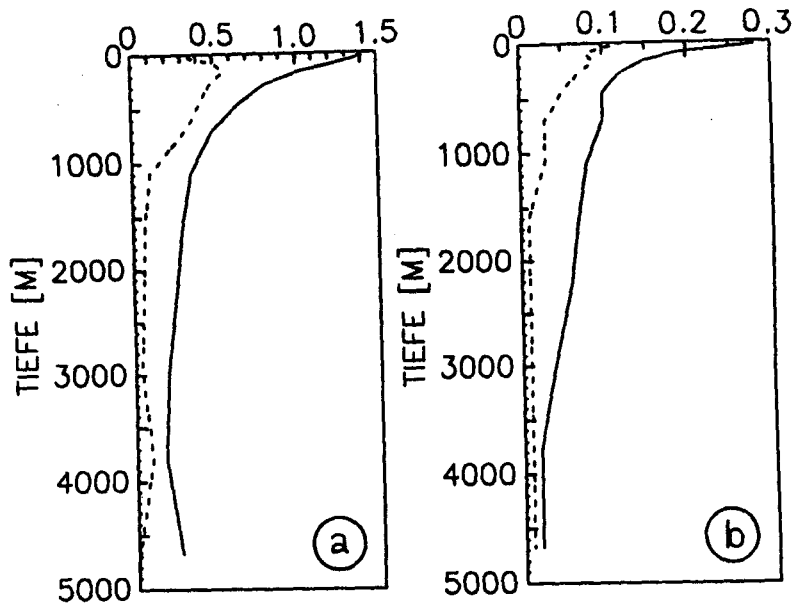


Abbildung 4.1: Beobachtungsfehler  $\sigma_{obs}$  für  
a) Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$  und b) Salzgehalt in PSU.  
Durchgezogene Linien: Levitus-Daten,  
gestrichelt: Hydrographische Stationsdaten, westlicher Randstrombereich.

weiliger Beobachtungsfehler ändern. Die daraus resultierenden zeitlichen Änderungen entsprechen in etwa der langjährigen Variabilität der großskaligen ozeanischen Zirkulation, wie sie von LEVITUS (1989) für zwei 15 Jahre auseinanderliegende Zeiträume im Nordatlantik festgestellt wurden. Da die Stationaritätsfehler im Gegensatz zum Beobachtungsfehler eine Modelleigenschaft charakterisieren, wird für spätere Modellvergleiche der Stationaritätsfehler aus den Levitus-Daten auf die Experimente mit den hydrographischen Stationsdaten übertragen.

Der für den Oberflächenwärmefluss angenommene Fehler von  $25 \text{ W/m}^2$  ist mit dem von ISEMER et. al. (1989) mit einem Inversmodell geschätzten Fehler von  $21.5 \text{ W/m}^2$  vergleichbar. Dieser Wert liegt auch im mittleren Bereich der von ISEMER (1987) angegebenen maximalen Unsicherheiten von  $52 \text{ W/m}^2$  für den systematischen und von  $8 \text{ W/m}^2$  für den zufälligen Fehler des Jahresmittels im Oberflächenwärmefluss, basierend auf BUNKER-Daten (BUNKER & GOLDSMITH, 1979). Eine Zusammenfassung globaler Schätzungen der Frischwasserflüsse und ihrer qualitativen Ungenauigkeiten geben PEIXOTO & OORT (1992). Für den Beobachtungsfehler des Frischwasserflusses an der Meeresoberfläche liegen nur ungenaue Schätzungen vor (SCHMITT et. al., 1989). In dieser Arbeit wird ein Wert von  $0.5 \text{ m/Jahr}$  angenommen.



## 5 Ergebnisse des Vorwärtsmodells

Bevor in den folgenden Kapiteln auf die Ergebnisse des Inversmodells eingegangen wird, soll in diesem Kapitel anhand zweier Experimente die Notwendigkeit zur Optimierung der thermohalinen Oberflächenflüsse dokumentiert werden. Es soll gezeigt werden, daß weder die Newton-Randbedingung noch die Flußrandbedingung zu jeweils gleichzeitig akzeptablen Ergebnissen für die Hydrographie und die thermohalinen Oberflächenflüsse führen.

Die beiden Experimente verwenden eine stabilitätsfrequenzabhängige vertikale Vermischung und unterscheiden sich hinsichtlich der Formulierung des thermohalinen Antriebs. Das erste Experiment wurde mit der bei thermohalin angetriebenen Modellen häufig verwendeten Newton-Randbedingung durchgeführt (Zeitskala: 30 Tage). Im zweiten Experiment sind die thermohalinen Randbedingungen in Form von zeitlich konstanten Flußrandbedingungen implementiert, wozu die im vorhergehenden Kapitel beschriebenen beobachteten Oberflächenflüsse benutzt wurden. Beide Experimente wurden von den hydrographischen Verteilungen des Levitus-Atlas aus gestartet.

### 5.1 Experiment mit Newton-Randbedingungen

Die Abbildungen 5.1, 5.2 zeigen den aus der Newton-Randbedingung diagnostizierten Oberflächenwärmefluß und einen Temperaturschnitt entlang  $31^\circ$  W für den Modellzustand nach 120 Jahren Integrationszeit. Das Modell befindet sich zu diesem Zeitpunkt in den tieferen Schichten noch nicht im stationären Modellgleichgewicht, trotzdem lassen die Abbildungen einige Rückschlüsse auf den Realitätsgrad der Oberflächenflüsse und der hydrographischen Verteilungen zu.

Der in Abb. 5.1 dargestellte Wärmefluß reproduziert zwar qualitativ einige großskalige Phänomene des beobachteten Wärmeflusses, wie etwa starke Wärmeabgabe im westlichen Randstrombereich und äquatoriale Wärmeaufnahme, lokal sind jedoch erhebliche Unterschiede zu den Beobachtungen festzustellen (vgl. Abb. 4.1). Beispielsweise ist im westlichen Randstrombereich des Modells die Wärmeabgabe auf ein schmales Gebiet entlang der amerikanischen Küste beschränkt, während in den Beobachtungen ein wesentlich größerer Bereich mit erhöhter Wärmeabgabe enthalten ist. Die Region mit starker Wärmeaufnahme südlich von Grönland entspricht ebenfalls nicht den Beobachtungen und ist ursächlich mit der Advektion zu kalten Oberflächenwas-

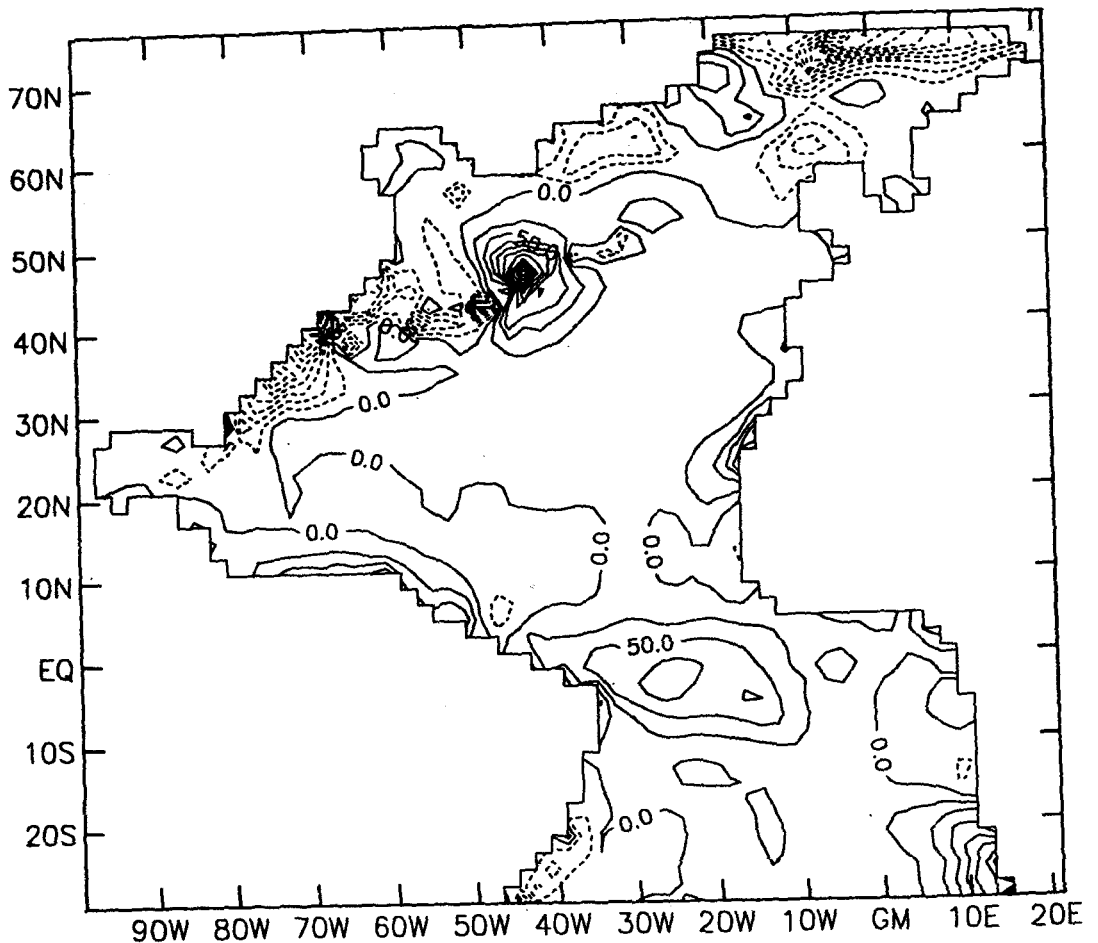


Abbildung 5.1: Oberflächenwärmefluß nach 120 Jahren Integrationszeit (Newton-Randbedingung). Isolinienabstand:  $25.0 \text{ W/m}^2$ .

ders in diesem Modellbereich verbunden, wodurch der Modellozean über die Newton-Randbedingung zu einer Wärmeaufnahme gezwungen wird (näheres dazu in Kapitel 6.2.1). Die starke Wärmeabgabe an der nördlichen Modellgrenze ist auf die Advektion zu warmen Wassers mit dem Nordatlantischen Strom und dem Norwegenstrom in dieser Region zurückzuführen. Die zum Teil erheblichen Abweichungen der Oberflächenflüsse von den Beobachtungen lassen sich auch mit dem hier nicht dargestellten Frischwasserfluß belegen, der insbesondere im Bereich der Golfstromfortsetzung und im Modellgebiet nördlich von etwa  $60^\circ \text{ N}$  unrealistische Strukturen und Werte aufweist.

Bedingt durch die Anpassung von Oberflächentemperaturen und -salzgehalten an vorgegebene Werte auf Zeitskalen von einigen Tagen oder Wochen bleibt die Modellhydrographie in den oberen Modellniveaus relativ nahe bei den Beobachtungen (Abb. 5.2).

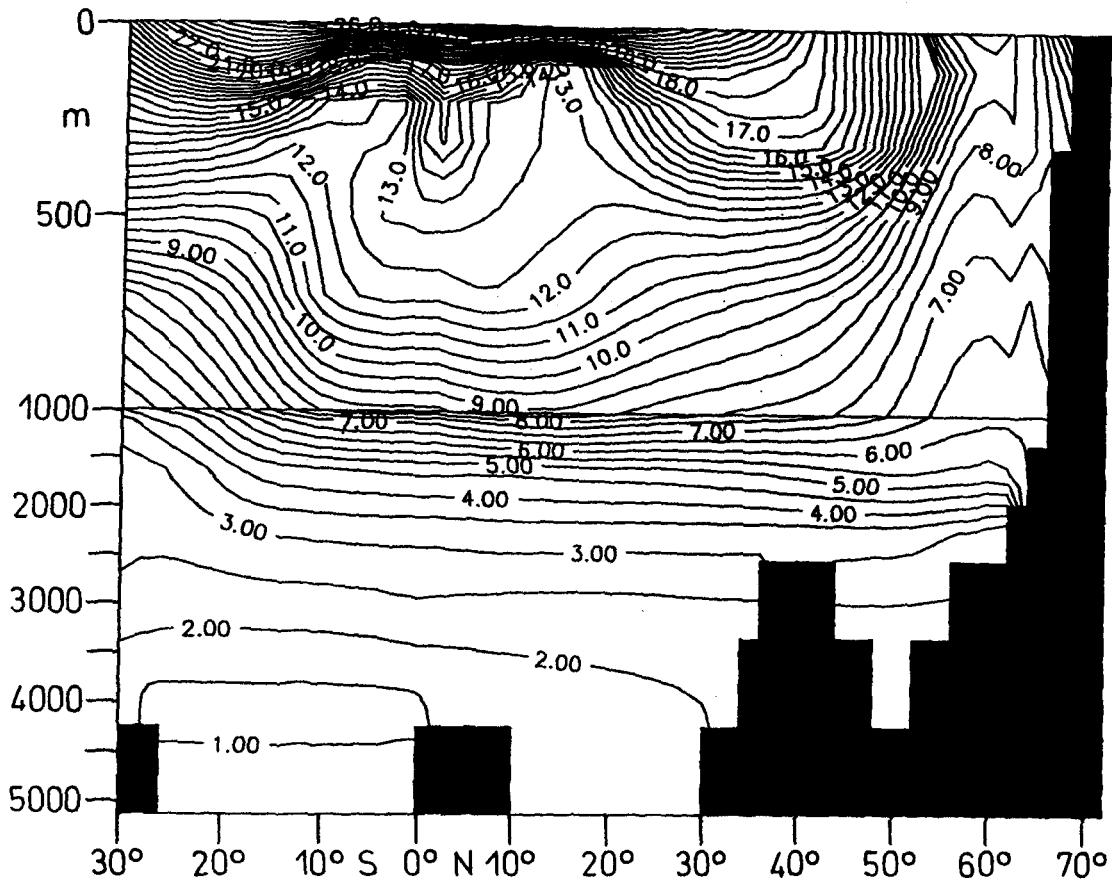


Abbildung 5.2: Potentielle Temperatur entlang 31° W nach 120 Jahren Integrationszeit (Newton-Randbedingung). Isolinienabstand: 0.5 °C.

## 5.2 Experiment mit Flußrandbedingungen

Im folgenden soll die zeitliche Entwicklung des Modellzustands mit den beobachteten Oberflächenflüssen als thermohaliner Antrieb dargestellt werden. Hierzu wurde das Experiment über einen Zeitraum von 500 Modelljahren vorwärts integriert.

Die über weite Modellbereiche vorherrschende Wärmeabgabe bewirkt zunächst eine Abkühlung der Wassermassen in den zentralen Ozeanbereichen. Der Wärmegewinn in Äquatornähe, entlang der afrikanischen Auftriebsgebiete, vor Neufundland und an der südamerikanischen Küste (vgl. Abb. 4.1) kann den weiträumigeren Abkühlungstrend nicht unterbinden. Zu Beginn der Integration sind die Wärmetransporte aus der Anpassungszone heraus nach Norden zu schwach, um den Wärmeverlust ausgleichen zu können. Bereits nach 25 Modelljahren ist jedoch eine starke Umwälzbewegung entstanden, die ihr Maximum bei 17° N hat und zeitweise über 100 Sv ( $1 Sv = 10^6 m^3/s$ ) beträgt (Abb. 5.3). Mit dieser starken Umwälzbewegung versucht das Modell, die

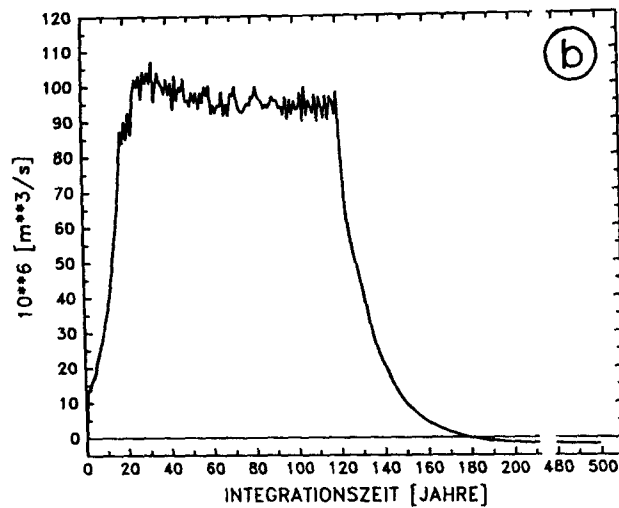
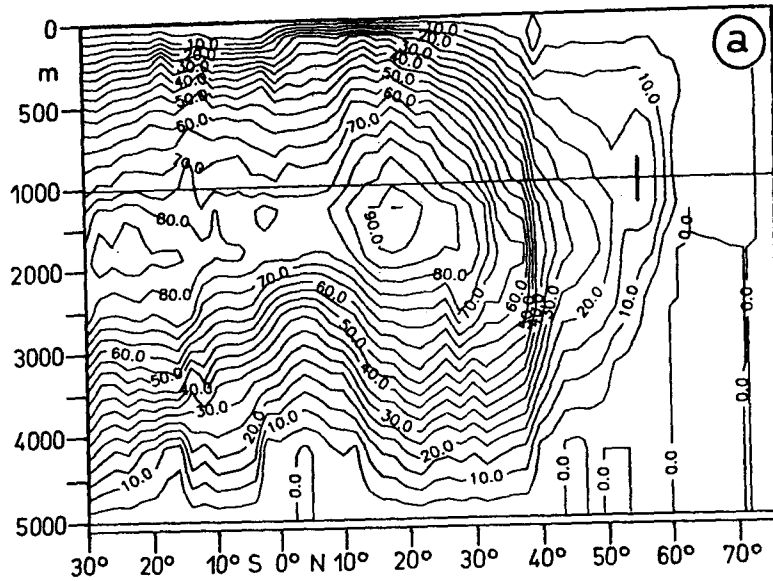


Abbildung 5.3: a) Zonal integrierter Volumentransport nach 120 Jahren Integrationszeit (Flußrandbedingung). Isolinienabstand: 5.0 Sv. b) Zeitserie des zonal integrierten Volumentransports bei 17° N in 1088.5 m Tiefe.

Wärmeverluste über die Oberfläche durch Zufuhr von Wärme aus der südlichen Randzone auszugleichen. Dieser Trend ist bis zu einer Integrationszeit von etwa 120 Jahren feststellbar. Anschließend kommt es auf einer Zeitskala von etwa 30 Jahren zum Zusammenbruch der meridionalen Umwälzbewegung. Danach bleibt lediglich die Ekman-Komponente der Umwälzbewegung erhalten, und im weiteren zeitlichen Verlauf sind keine weiteren drastischen Veränderung des Modellzustands festzustellen. Die Hydrographie weist nach 500 Jahren Integrationszeit außerhalb des Einflüßbereichs der südlichen Randzone nur geringe horizontale und vertikale Gradienten auf (Abb. 5.4).

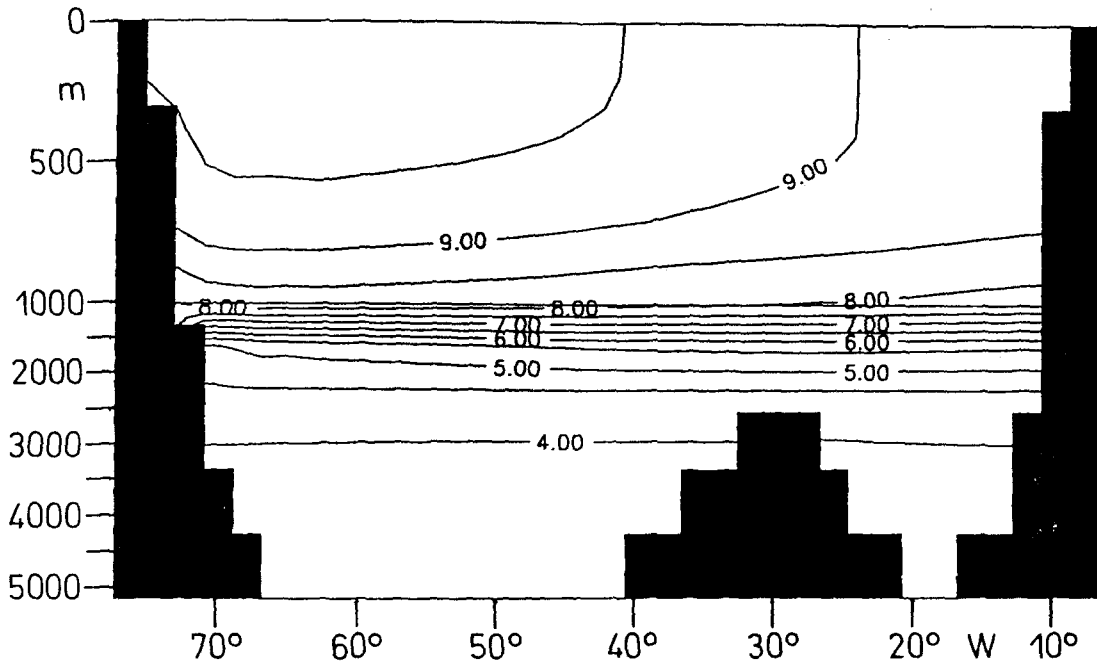


Abbildung 5.4: *Potentielle Temperatur entlang 37° N nach 500 Jahren Integrationszeit (Flußrandbedingung). Isolinienabstand: 0.5 °C.*

Aus Untersuchungen von GERDES et. al. (1991) geht hervor, daß sich beim hier verwendeten primitiven Gleichungsmodell mit einem Advektionsschema in Form von zentralen Differenzen besonders die großen Volumina der unteren Modellschichten im nicht vollkommen eingeschwungenen Zustand stark erwärmen. Durch diese numerisch bedingte Erwärmung der tieferliegenden Modellschichten kann sich ein quasistationäres Modellgleichgewicht einstellen, obwohl die flächengemittelten Beobachtungen der Oberflächenwärmeflüsse mit ca.  $-19 W/m^2$  bei einem verschwindenden Wärmetransport über die südliche Berandung eine weitere Abkühlung des Ozeans zur Folge hätten.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß sich bei Verwendung beobachteter Oberflächenflüsse im quasistationären Modellzustand unrealistische hydrographische Verteilungen ergeben, die stark von den beobachteten Verhältnissen abweichen. Im umgekehrten Fall belegt das Experiment mit Newton-Randbedingungen (Abschnitt 5.1), daß aus einem hydrographischen Modellzustand nahe bei den Beobachtungen unrealistische Oberflächenflüsse resultieren. Daraus ergibt sich die Konsequenz, daß ein optimaler und „realistischer“ Modellzustand unter Berücksichtigung der Beobachtungsfehler nur durch gleichzeitige Variation der Hydrographie und der Oberflächenflüsse erreicht werden kann, was in den folgenden Kapiteln versucht werden soll.

## 6 Ergebnisse des Inversmodells

Im Vordergrund dieses Kapitels steht der Vergleich der Modellergebnisse mit den Beobachtungen. Zur Interpretation der Ergebnisse werden die großräumige Zirkulation und aus optimierten Feldern ableitbare Größen, wie etwa die Dichteflüsse an der Ozeanoberfläche, herangezogen. Es wird hier keine vollständige Dokumentation der Modellergebnisse angestrebt. Vielmehr wird versucht, einen Eindruck von den Differenzen der verschiedenen Modellversionen untereinander und besonders zu den Beobachtungen zu vermitteln. Dabei werden einige Ursachen der Schwächen des verwendeten Inversmodells aufgezeigt, um letztendlich Hinweise für Verbesserungen zu gewinnen.

Zunächst wurde das Experiment KARLEV mit der in Kapitel 4 beschriebenen Modellkonfiguration und den entsprechenden Beobachtungen durchgeführt. Dabei traten in einigen Modellregionen erhebliche Abweichungen der optimierten Oberflächenflüsse von den Beobachtungen auf. Hierzu zeigt Abb. 6.1 den Oberflächenwärmefluß; in den Bereichen um  $60^\circ$  N und am Nordrand des Modellgebiets sind Wärmeabgaben des Ozeans bis zu  $550 \text{ W/m}^2$  feststellbar. Innerhalb des nördlichen Modellbereichs kann an einigen Modellgitterpunkten die starke Abkühlung der Meeresoberfläche nicht mehr durch die Advektion von wärmeren Wassermassen ausgeglichen werden, so daß dort der Gefrierpunkt erreicht wird. Der größte Wärmeverlust des Modellozeans tritt mit bis zu  $750 \text{ W/m}^2$  entlang der amerikanischen Küste und im Bereich des Golfstroms auf. Diese enorme Wärmeabgabe steht im Zusammenhang mit dem bekannten Defizit des GFDL-Modells, die Separation des Golfstroms vom Kontinent bei Cape Hatteras richtig wiedergeben zu können (SARMIENTO, 1986). Die Ursachen des in primitiven Gleichungsmodellen zu lange der Küste folgenden Golfstroms sind bis heute nicht vollständig geklärt. TREGUIER (1992) gibt als mögliche Gründe neben unzureichenden Auflösungen des Modellgitters und der zur Initialisierung benutzten Daten, selbst bei den derzeit betriebenen wirbelaufösenden Modellen, insbesondere einen Mangel an Trägheit des Golfstroms aufgrund der ungenügenden räumlichen Auflösung und einer zu starken lateralen Reibung an.

Aufgrund der zu weit nördlich stattfindenden Ablösung des Golfstroms von der Küste sind auch in dem hier verwendeten Modell die oberflächennahen Wassermassen entlang des amerikanischen Kontinents nördlich von etwa  $35^\circ$  N im Vergleich zu den Beobachtungen zu warm. Um das Modell nahe bei der beobachteten Hydrographie halten zu können, ist eine starke Wärmeabgabe des Ozeans notwendig.

Ähnliche Probleme wie beim Wärmefluß treten mit dem hier nicht abgebildeten Frisch-

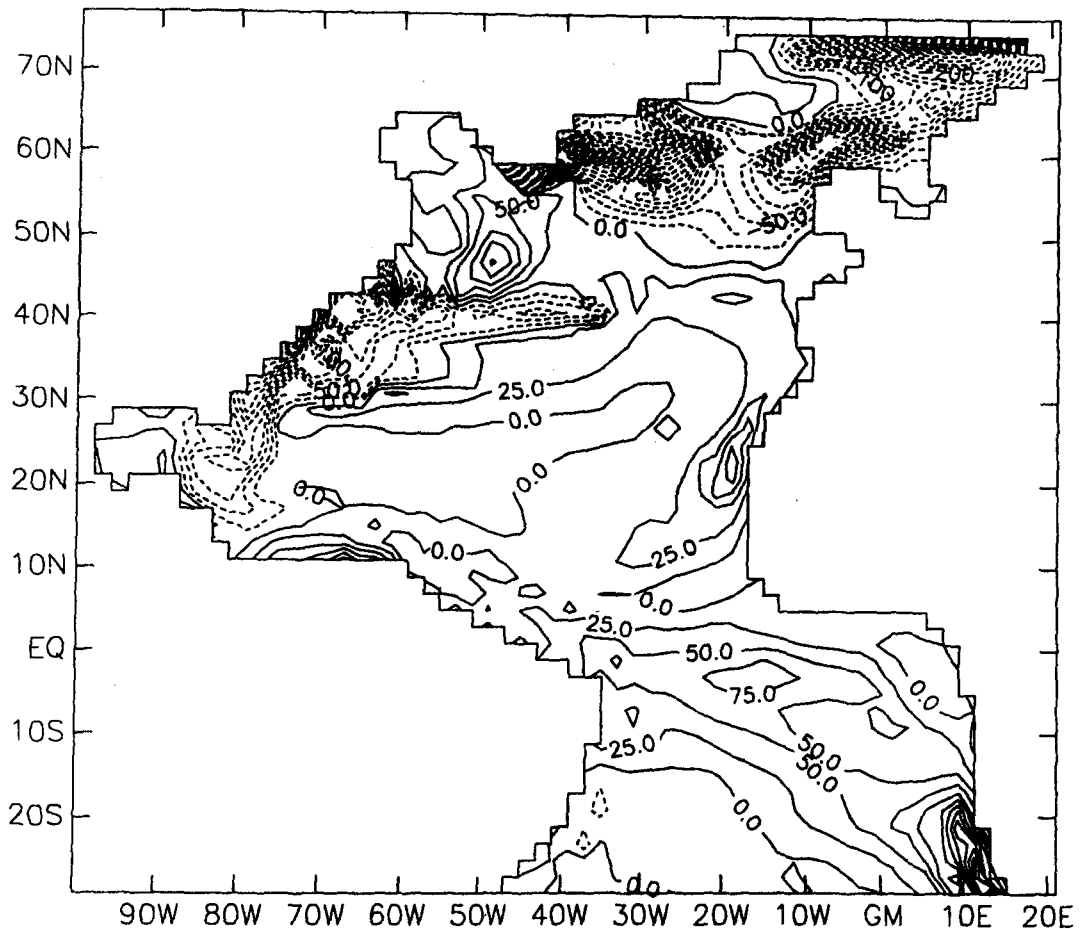


Abbildung 6.1: Optimierter Oberflächenwärmefluß. Experiment KARLEV ohne Flußbegrenzung. Isolinienabstand:  $25.0 \text{ W/m}^2$ .

wasserfluß vor der amerikanischen Küste auf. Dort transportiert der Golfstrom salzreiches Wasser nach Norden, wo in der Realität der Labradorstrom salzärmeres Wasser nach Süden exportiert. Folglich versucht das Modell die hohen Salzgehalte durch einen Frischwasserfluß von bis zu  $-15.0 \text{ m/Jahr}$  auszugleichen.

Weder die enormen Wärmeabgaben im nördlichen Modellbereich und an der amerikanischen Küste noch die starken Niederschlagsüberschüsse im Bereich des Golfstroms lassen sich mit Beobachtungen der thermohalinen Oberflächenflüsse in Einklang bringen. Aus diesem Grund wurde für die Wiederholung des Experiments KARLEV sowie für alle weiteren Experimente eine Flußbegrenzung für die Oberflächenflüsse im Modell eingeführt. Mit dieser Einschränkung dürfen die lokalen Oberflächenflüsse maximal um das dreifache der jeweiligen a priori Fehler, also um maximal  $75 \text{ W/m}^2$  bzw.  $1.5 \text{ m/Jahr}$  von den beobachteten Werten abweichen. Es wird bei der Darstellung der folgenden Experimente gezeigt werden, daß die Flußbegrenzung im wesentlichen Auswirkungen auf die genannten Problemregionen hat, während für den größten Teil des Modellgebiets die Abweichungen innerhalb der angegebenen Grenzen liegen.

## 6.1 Analyse der Kostenfunktion

Sämtliche Experimente wurden mit dem in Kapitel 4 dargestellten experimentellen Konzept durchgeführt, bis keine weitere Verringerung der Kostenfunktion mehr erzielt wurde. Für die in Tabelle 6.1 aufgeführten Experimente liegt die Anzahl der benötigten Iterationen zwischen 28 (ISOHYD) und 53 (KARLEV).

Zunächst werden einige Informationen, die eine Analyse der Kostenfunktion liefert, ausgewertet und im weiteren Verlauf dieses Kapitels auf ihre ozeanographische Bedeutung hin untersucht.

In Tabelle 6.1 sind die jeweiligen Beiträge zur Kostenfunktion der einzelnen Experimente zusammengefaßt. Alle Optimierungen wurden von den Beobachtungen aus gestartet, so daß am Ende der ersten Vorwärtsintegration die Beiträge der Beobachtungsterme von Temperatur bzw. Salzgehalt zur Kostenfunktion noch nahe bei eins liegen, während die Stationaritätsterme den größten Anteil zur Kostenfunktion  $J_{\text{Anfang}}$  ausmachen. Aufgabe des hier angewandten Inversverfahrens ist es, am Ende einer Optimierung einen Kompromiß zwischen der Forderung nach einem stationären Modellzustand und den Abweichungen des Modells von den Beobachtungen zu finden. Diese Forderung wird vom Modell erfüllt, da die Residuen der Stationaritätsterme in

Experiment	Kostenfunktion gesamt		Kostenfunktion $J_{\text{Ende}}$ aufgeschlüsselt nach einzelnen Termen					
	$J_{\text{Anfang}}$	$J_{\text{Ende}}$	$T_{\text{obs}}$	$S_{\text{obs}}$	$\Delta T$	$\Delta S$	$H_{T,\text{obs}}$	$H_{S,\text{obs}}$
<b>KARLEV</b>	7.02	1.57	1.91	1.78	1.20	1.11	1.83	1.79
<b>ISOLEV</b>	7.30	1.67	1.92	1.64	1.63	1.41	1.67	1.80
<b>CONLEV</b>	7.77	1.32	1.60	1.54	0.96	0.76	2.01	1.71
<b>KARHYD</b>	9.14	4.61	6.11	6.88	2.78	2.04	2.02	2.14
<b>ISOHYD</b>	9.52	3.94	5.68	5.33	2.30	1.96	2.11	2.21
<b>CONHYD</b>	10.07	4.15	5.78	6.12	2.32	1.41	2.25	2.05

Tabelle 6.1: Mit der jeweiligen Anzahl der Beobachtungen bzw. der Modellgitterpunkte ( $\Delta T$ ,  $\Delta S$ ) normierte Beiträge zur Kostenfunktion in Standardabweichungen. Ein Wert von 1.0 entspricht einer globalen Abweichung der jeweiligen Größe um eine Standardabweichung von den a priori Fehlerannahmen.  $J_{\text{Anfang}}$  und  $J_{\text{Ende}}$  sind die Gesamtbeiträge zur Kostenfunktion zu Beginn und am Ende einer Optimierung.  $T_{\text{obs}}$ ,  $S_{\text{obs}}$ ,  $\Delta T$ ,  $\Delta S$ ,  $H_{T,\text{obs}}$  und  $H_{S,\text{obs}}$  bezeichnen die entsprechenden Terme der Kostenfunktion in Gl. (2.15).



Tab. 6.1, im Gegensatz zu dem unter Kapitel 3 beschriebenen Einschrittverfahren, die gleiche Größenordnung aufweisen wie die jeweiligen Beiträge aus den Modell-Daten Differenzen. Im optimalen Fall wären alle aufgeführten Beiträge gleich eins, so daß die einzelnen Kostenfunktionskomponenten gerade einer Standardabweichung der Fehlerannahmen entsprechen würden. Es ist ein generelles Ergebnis aller Experimente, daß bei keinem der optimierten Endzustände ein Gesamtbeitrag zur Kostenfunktion mit einem Wert kleiner oder gleich eins erreicht wird. Dabei fällt auf, daß die Experimente mit Levitus-Daten zu einer stärkeren Verringerung der Kostenfunktion ( $\approx 1 - 2$  Standardabweichungen) führen als die Experimente mit hydrographischen Daten ( $\approx 4$  Standardabweichungen). Die Ursache hierfür ist vor allem in den wesentlich größeren Beiträgen der Beobachtungsterme von Temperatur und Salzgehalt bei den hydrographischen Daten mit max. 6.88 gegenüber max. 1.92 bei den Levitus-Daten zu suchen. Das Modell weicht stärker von den a priori Fehlern der hydrographischen Daten ab als von den Fehlerschätzungen des Levitus-Atlas. Daraus ist zu schließen, daß im Rahmen der Fehlerannahmen und im globalen Mittel insbesondere die hydrographischen Daten nicht mit der Modellphysik kompatibel sind. Dies ist allerdings insofern verständlich, als bei der in Kapitel 4 genannten Mittelung der hydrographischen Daten auf die Modellgitterpunkte nicht überall die Wirbelfelder herausgeglättet wurden. Infolgedessen besitzen die Beobachtungsfelder eine stark verrauschte Struktur, die vom Modell nicht aufgelöst werden kann und soll (vgl. Abb. 4.4).

Während bei den Jahresmittelwerten für Temperatur und Salzgehalt in Form der Levitus-Daten zumindest näherungsweise die saisonal variierenden Komponenten der Zirkulation herausgefiltert wurden, enthalten die hydrographischen Daten in stärkerem Maß ein saisonales Signal. Daraus resultieren für die Instationaritätsterme mit hydrographischen Daten trotz gleich gewählter Wichtungen im Mittel etwa doppelt so große Beiträge zur Kostenfunktion wie bei den Levitus-Daten.

Es soll hier nicht der Eindruck erweckt werden, daß die Modellierung mit hydrographischen Daten insgesamt erfolglos war. Die hydrographischen Beobachtungen von Temperatur und Salzgehalt enthalten neben dem Wirbelanteil auch Informationen über die mittleren Felder, die vom Modell zur Verringerung der Modell-Daten Differenz benutzt werden. Bei alleiniger Betrachtung der Kostenfunktion kann also aus den Ergebnissen geschlossen werden, daß das Inversmodell dazu neigt, ein konsistenteres Bild der Hydrographie mit Levitus-Daten als mit den gemittelten Stationsdaten zu liefern.

Die Beiträge der Oberflächenflußsterme zur Kostenfunktion liegen bei typischerweise zwei Standardabweichungen und weisen aufgrund der Flußbegrenzung vergleichsweise geringe Unterschiede zwischen den einzelnen Experimenten auf.

## 6.2 Oberflächen- und Dichteflüsse

### 6.2.1 Wärmeflüsse

Die mit dem Inversmodell erhaltenen Oberflächenflüsse stellen im optimalen Fall verbesserte Schätzungen der thermohalinen Randbedingungen dar. Dies beruht im wesentlichen auf der Einbeziehung von zusätzlichen Informationen, wie etwa von Temperatur und Salzgehalt, in den Optimierungsprozeß. Bei dem hier verwendeten adjungierten Inversverfahren wird implizit von der Annahme ausgegangen, daß das Modell den Zustand des Ozeans exakt repräsentiert. Diese Annahme ist jedoch, wie bereits zu Beginn dieses Kapitels anhand der Golfstromablösung gezeigt wurde, nicht korrekt. Die Genauigkeit des Modells beeinflußt die erzielten Ergebnisse. So zeigt der in Abb. 6.2 dargestellte Oberflächenwärmefluß des Experiments KARLEV südöstlich von Neufundland eine Wärmeaufnahme des Ozeans, die sich von den Beobachtungen (Abb. 4.1) in ihrer Lage und Ausdehnung unterscheidet. Während in den Beobachtungen der Bereich positiver Wärmeflüsse auf das Gebiet des Neufundlandschelfs beschränkt ist, erstreckt sich die Wärmeaufnahme in KARLEV überwiegend in meridionaler Richtung bis zur Küste Westgrönlands. Das Ergebnis ist typisch für nicht wirbelaufösende Modelle der nordatlantischen Zirkulation, die ihre thermohalinen Randbedingungen über Relaxationsterme an vorgegebene Oberflächentemperaturen und -salzgehalte koppeln (SARMIENTO, 1986, GERDES, 1988). Die Ähnlichkeit der hier erhaltenen zu den zitierten Resultaten basiert auf der indirekten Kopplung der thermohalinen Flüsse im adjungierten Modell an die Oberflächenwerte von Temperatur und Salzgehalt über die Lagrangeschen Multiplikatoren (Gl. 2.23). Sowohl der optimierte Oberflächenwärmefluß (Abb. 6.2) als auch die hier nicht dargestellte Oberflächentemperatur weisen deutliche Abweichungen von den Beobachtungen auf.

Die Modell-Daten Differenz läßt sich qualitativ mit Hilfe der Kostenfunktion erklären, da die beobachtete Wärmeabgabe inkompatibel mit der Forderung eines stationären Modellsustands ist. Ein Herabsetzen der Stationaritätsanforderungen würde den Modellwert des Oberflächenflusses näher bei den Beobachtungen lassen, was allerdings große Temperaturänderungen im Laufe einer Vorwärtsintegration zur Folge hätte.

Die dynamische Ursache der Wärmeflußanomalie vor Neufundland liegt in der südostwärtigen Komponente des Ekmantransports, womit kaltes Oberflächenwasser in die betrachtete Region advehiert wird. Das Maximum der anomalen Wärmeaufnahme liegt genau dort, wo im Modell der kalte Labradorstrom zu weit südlich auf

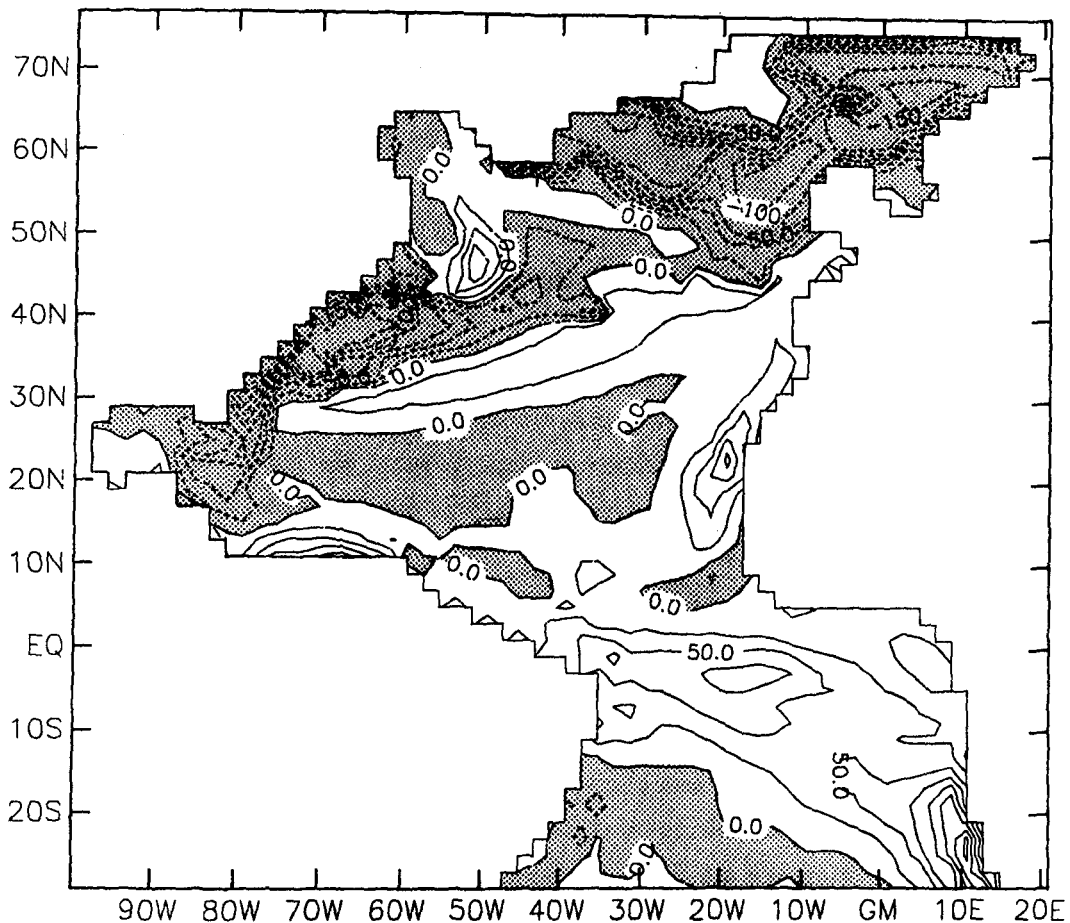


Abbildung 6.2: Optimierter Oberflächenwärmefluß. Experiment KARLEV. Isolinienabstand:  $25.0 \text{ W/m}^2$ . Negative Bereiche sind gerastert dargestellt.

den Nordatlantischen Strom trifft. Offensichtlich kann das Inversmodell im Rahmen der vorgegebenen horizontalen Modellauflösung nur durch starke Abweichungen von der beobachteten Hydrographie im Neufundlandbecken einen stationären Modellzustand produzieren. Das beschriebene Problem verschwindet bei einem wirbelauflösenden Modell mit Newton-Randbedingungen fast völlig, da durch die nordwärtige Verlagerung der subarktischen Front die beobachtete Hydrographie besser dargestellt wird (BÖNING, 1992).

Dominierende Regionen mit Wärmeabgaben des Ozeans bis über  $250 \text{ W/m}^2$  sind in Abb. 6.2 der westliche Randstrom und dessen Fortsetzung bis etwa  $50^\circ \text{ N}$  und  $40^\circ \text{ W}$ . Das zweite Gebiet starker Wärmeabgaben liegt zwischen Grönland und den britischen Inseln, das sich über die Norwegensee bis zum nördlichen Modellrand erstreckt. Maximale Wärmeabgaben liegen in diesen subpolaren Seegebieten bei über  $200 \text{ W/m}^2$ . Geringe Unterschiede zu den Beobachtungen treten im zentralen Bereich der Subtropen diagonal verlaufend von etwa  $15^\circ \text{ N}, 75^\circ \text{ W}$  bis  $33^\circ \text{ N}, 25^\circ \text{ W}$  auf (Abb. 6.3). Während

die Beobachtungen dort eine Wärmeabgabe von etwa  $25 \text{ W/m}^2$  an die Atmosphäre aufweisen, ist im Inversmodell eine schwache Wärmeabgabe des Ozeans von unter  $25 \text{ W/m}^2$  feststellbar. Die vom Modell geschätzten Oberflächenwärmeflüsse stimmen in diesem Gebiet im Rahmen der vorgegebenen Fehlergrenzen mit den entsprechenden Beobachtungen des COADS-Datensatzes überein.

Zwischen der südlichen Flanke der Golfstromfortsetzung und der zentralen Subtropenregion befindet sich ein Gebiet mit erhöhter Wärmeaufnahme des Ozeans. Eine südostwärtige Komponente des Ekmantransports sorgt hier im Oberflächenwasser für einen horizontalen diapyrnischen Transport. Das durch die starke Wärmeabgabe im Golfstrom abgekühlte Wasser erwärmt sich in dieser Region, bevor es großräumig im südlichen Teil des Subtropenwirbels rezirkuliert (vgl. Abb. 6.14).

Die Auftriebsgebiete vor West- und Südwestafrika sind als Regionen mit maximalen Wärmeaufnahmen des Ozeans von über  $100$  bzw.  $175 \text{ W/m}^2$  zu erkennen. Ein weiteres, durch Ekman-Divergenz erzeugtes Auftriebsgebiet vor der Küste Venezuelas bewirkt im Modellozean lokal einen erheblichen Wärmegewinn von über  $100 \text{ W/m}^2$ . Das Maximum der äquatorialen Wärmeaufnahme mit mehr als  $75 \text{ W/m}^2$  befindet sich etwa an der gleichen Position wie die Beobachtungen und hat vergleichbare Werte.

Ausgehend von den Auftriebsgebieten Südwestafrikas erstreckt sich ein Gebiet mit einer Wärmeaufnahme des Ozeans bis an die nordbrasilianische Küste, welches auch das äquatoriale Maximum mit einschließt. Diese Wärmeaufnahme des Modellozeans steht, abgesehen von der äquatorialen Zone, im Widerspruch zu den Beobachtungen, so daß im Südatlantik Differenzen zu den Beobachtungen von über  $50 \text{ W/m}^2$  auftreten (Abb. 6.3). Eine Ursache der großen Modell-Daten Differenz entlang des Südäquatorialstroms (SEC) liegt in der starken Auftriebsregion vor Südwestafrika, die sich im Modell von etwa  $20^\circ \text{ S}$  bis  $35^\circ \text{ S}$  erstreckt. Durch eine vermehrte Wärmeaufnahme versucht das Modell, die zu kalten Wassermassen der Hauptsprungschicht näher an den Beobachtungen zu halten. Die lokale Wärmeaufnahme des Ozeans in den Auftriebsgebieten vor der afrikanischen Küste kann dies nicht leisten, sie ist im Vergleich zu den Beobachtungen zu gering. Auf die Ursachen dieses Modelldefizits und die Konsequenzen für die Hydrographie im Südatlantik wird in Abschnitt 6.3.1 näher eingegangen. Im Bereich der Golfstromfortsetzung, dem nördlichen Teil des Subtropenwirbels und in der Labradorsee betragen die Modell-Daten Differenzen des Oberflächenwärmeflusses über  $50 \text{ W/m}^2$ . In diesen Regionen ist die Wärmeabgabe des Modellozeans durch den optimierten Wärmefluß geringer als in den Beobachtungen.

Anhand der Differenzen zwischen beobachtetem und optimiertem Oberflächenwärmefluß in KARLEV (Abb. 6.3) wird deutlich, daß die zu Beginn dieses Kapitels ein-

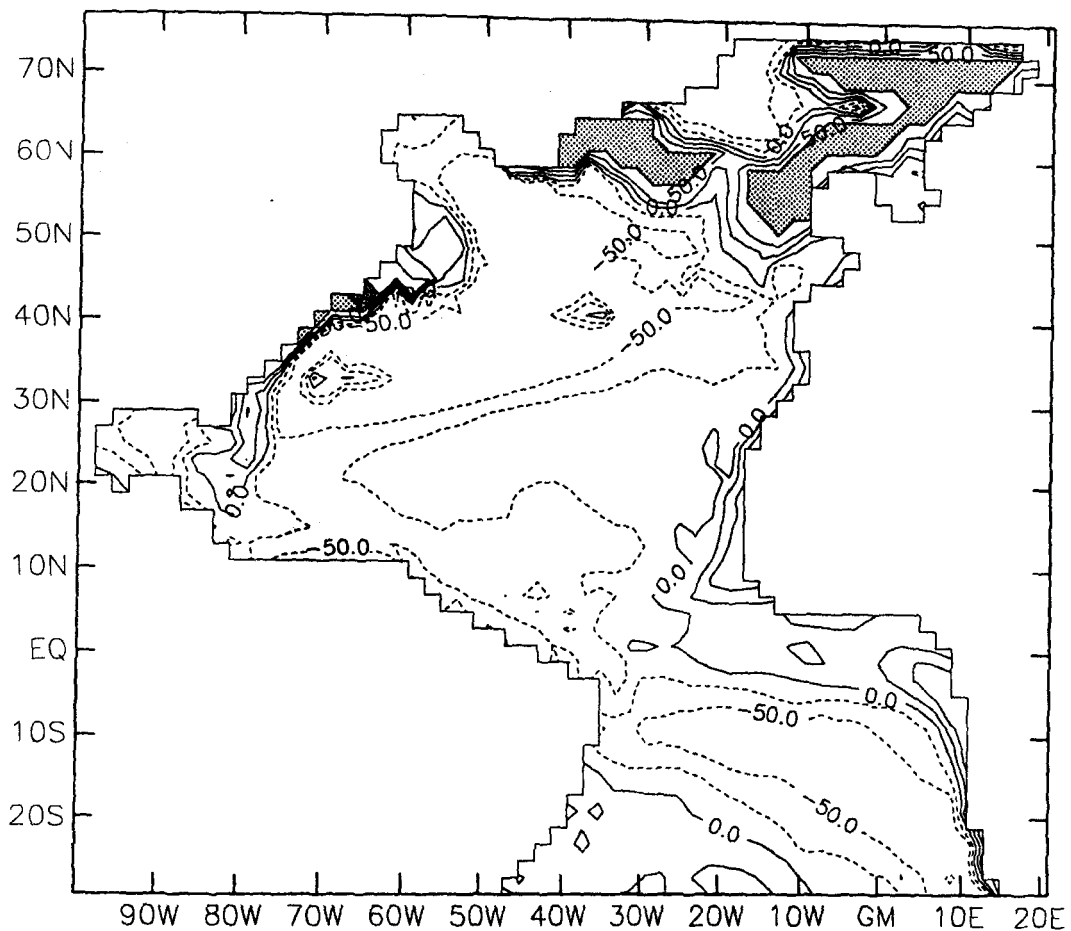


Abbildung 6.3: Daten – Modell Differenz des Oberflächenwärmeflusses:  $H_{T,obs} - H_{T,opt}$ . Experiment KARLEV. Isolinienabstand:  $25.0 \text{ W/m}^2$ . Differenzen von  $75.0 \text{ W/m}^2$  sind gerastert dargestellt (Flußbegrenzung).

geführte Flußbegrenzung in einem kleinen Bereich an der amerikanischen Küste und großräumig östlich von Grönland sowie vor der britischen und norwegischen Küste fast bis zum Nordrand des Modellgebiets wirkt. Dies sind ausschließlich Regionen mit einer großen Wärmeabgabe des Ozeans, der Modellozean neigt in diesen Gebieten zu einer gegenüber den beobachteten Oberflächenflüssen extremen Wärmeabgabe.

Die mit hydrographischen Daten erhaltenen Schätzungen des Oberflächenwärmeflusses (Abb. 6.4, Experiment KARHYD) besitzen im Vergleich zu den mit Levitus-Daten optimierten Flüssen kleinskaligere Strukturen. Dies ist damit zu erklären, daß die Gradienten der Oberflächenflüsse und somit die neuen Schätzungen aus zwei Beiträgen bestimmt werden (Gl. 2.23). Neben der Modell-Daten Differenz der Oberflächenflüsse ist der zweite Term über die Lagrangeschen Multiplikatoren und über die Modellphysik indirekt mit den Kostenfunktionsbeiträgen von Temperatur bzw. Salzgehalt verknüpft. Wenn, wie im vorliegenden Fall, verrauschte hydrographische Beobachtungen zur As-

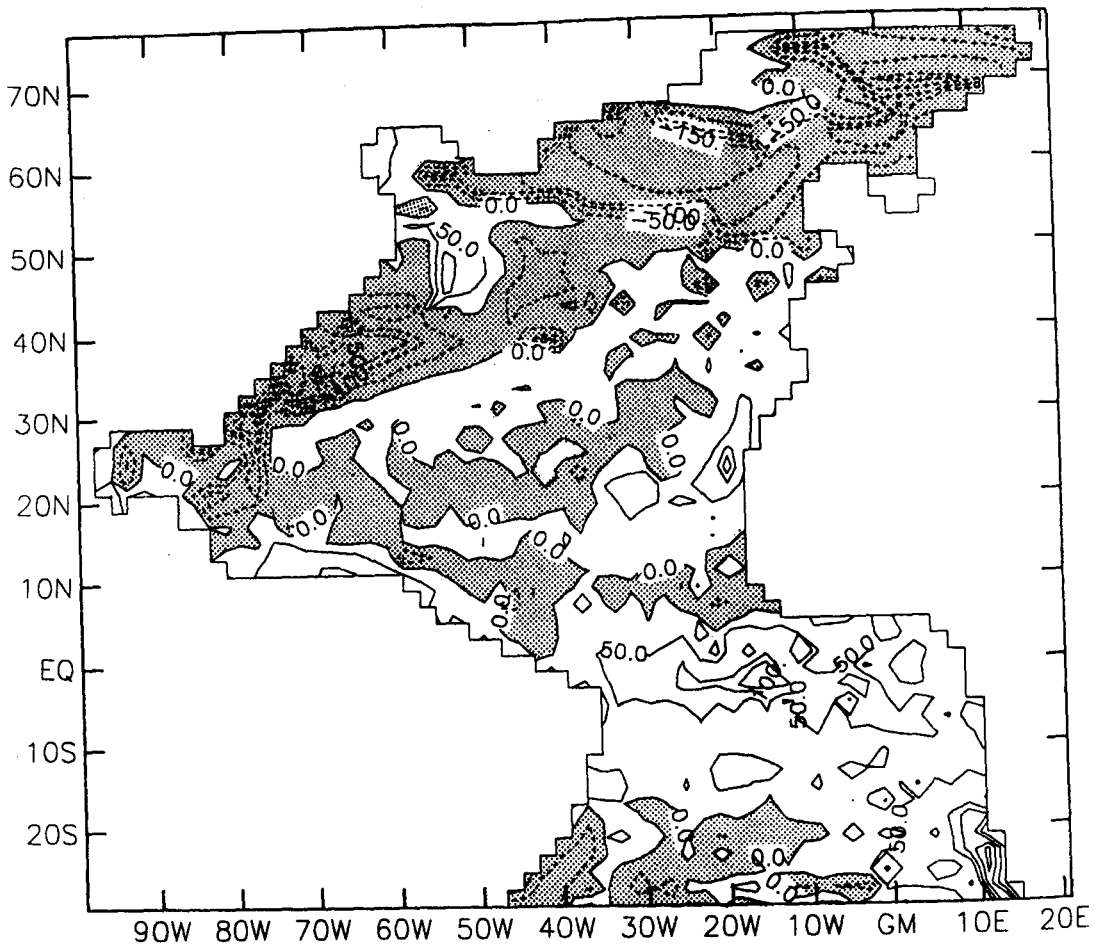


Abbildung 6.4: *Optimierter Oberflächenwärmefluß. Experiment KARHYD.*  
 Aus optischen Gründen wurden verschiedene Isolinienabstände gewählt:  
 $-100.0 \text{ W/m}^2 \leq H_{T,opt} \leq 100.0 \text{ W/m}^2$ :  $50.0 \text{ W/m}^2$ , außerhalb des angegebenen  
 Bereichs:  $25.0 \text{ W/m}^2$ . Negative Bereiche sind gerastert dargestellt.

simulation verwendet werden, hat dies unmittelbare Auswirkungen auf die Struktur der geschätzten Oberflächenflüsse. Das Modell erzeugt vergleichsweise „glatte“ Felder für Temperatur und Salzgehalt, so daß lokal erhebliche Abweichungen zwischen dem Modell und den kleinskaligeren Strukturen der hydrographischen Daten in der Kostenfunktion auftreten. Diese Differenzen spiegeln sich anschließend in den optimierten Oberflächenflüssen wider.

Die großräumigen Merkmale des in KARLEV (Abb. 6.2) erhaltenen Wärmeflusses werden auch durch KARHYD (Abb. 6.4) reproduziert. Ausgehend vom Golfstrom, erstreckt sich entlang des Nordatlantischen Stroms bis in den subpolaren Wirbel eine durchgehende Region ozeanischer Wärmeabgabe. Die Wärmeflüsse in der westlichen Randstromregion und vor den Auftriebsgebieten Afrikas besitzen die gleichen Extrema wie in KARLEV. Unterschiede treten in KARHYD im Bereich des äquatorialen Atlantiks auf. Dort beträgt die maximale Wärmeaufnahme mehr als  $125 \text{ W/m}^2$ . Insbeson-

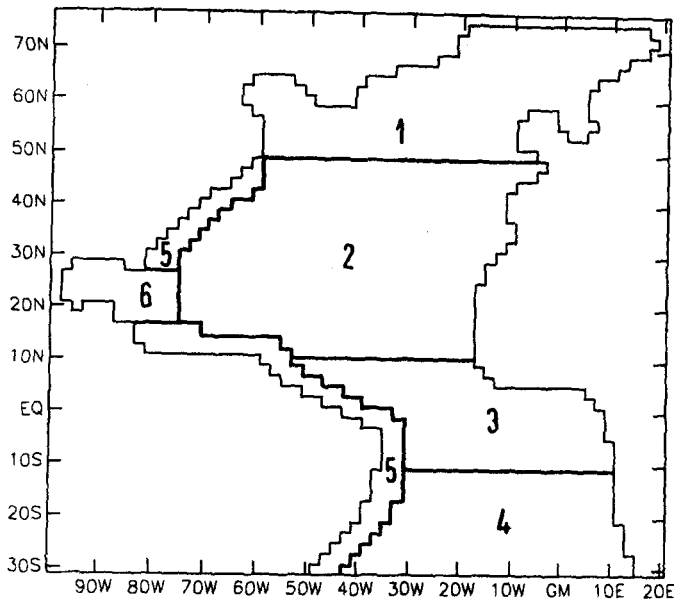


Abbildung 6.5: Regionale Einteilung des Modellgebiets:

- 1: Subpolarregion
- 2: Subtropischer Nordatlantik
- 3: Äquatorialer Atlantik
- 4: Subtropischer Südatlantik
- 5: Westliche Randströme
- 6: Karibik.

dere die zentralen Subtropen beider Hemisphären besitzen stark verrauschte Felder des Wärmeflusses, wobei im Südatlantik Wärmeaufnahmen um  $50 \text{ W/m}^2$  erreicht werden, während im Nordatlantik die Werte um Null schwanken.

Zusammenfassend lassen sich die mit dem Inversmodell erhaltenen optimierten Oberflächenwärmeflüsse anhand der regionalen Einteilung in Abb. 6.5 wie folgt charakterisieren:

In Abb. 6.6a,b sind die Differenzen der regionalen Mittelwerte mit zugehörigem Standardfehler (= mittlerer Fehler des Mittelwerts) unter der vereinfachenden Annahme stochastischer Unabhängigkeit der Wertepaare (SACHS, 1992) aufgetragen:

$$\langle H_{T,obs} \rangle - \langle H_{T,opt} \rangle \pm \left( s_{H_{T,obs}}^2 + s_{H_{T,opt}}^2 \right)^{1/2}$$

mit  $s_{H_{T,obs}}$ ,  $s_{H_{T,opt}}$  als den jeweiligen Standardfehlern des arithmetischen Mittelwerts. Die beiden beschriebenen Experimente KARLEV und KARHYD weisen regionale

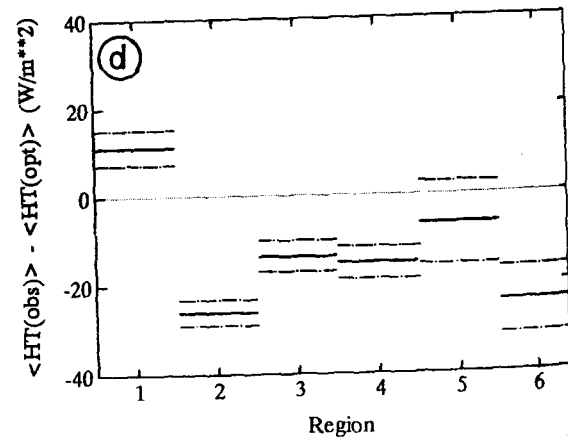
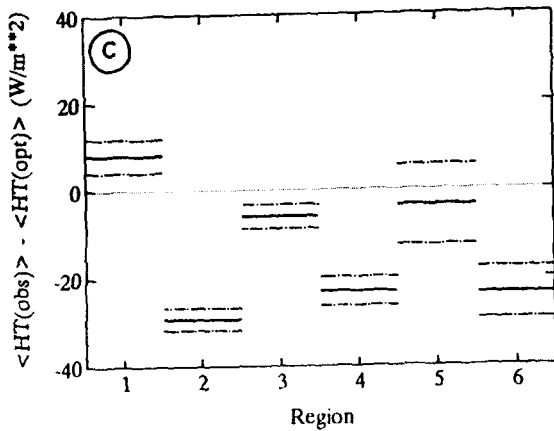
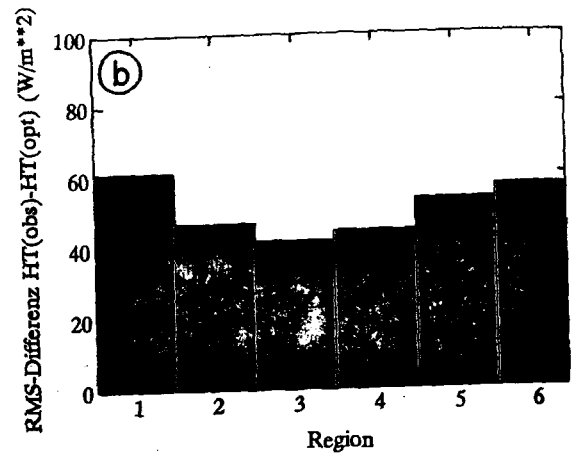
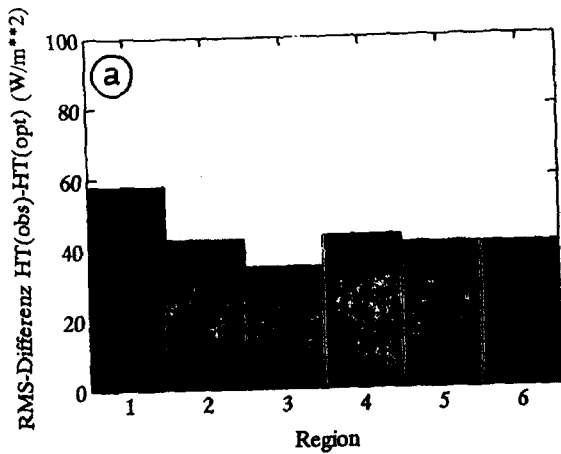


Abbildung 6.6: a,b) Regionale RMS-Differenzen  $H_{T,obs} - H_{T,opt}$  in Exp. KARLEV (a) und KARHYD (b). c,d) Differenzen  $\langle H_{T,obs} \rangle - \langle H_{T,opt} \rangle$  der regionalen Mittelwerte plus/minus Standardfehler in Exp. KARLEV (c) und KARHYD (d). Regionale Einteilungen entsprechend Abb. 6.5.

RMS-Differenzen zwischen optimierten und beobachteten Wärmeflüssen auf, die regional zwischen  $35 \text{ W/m}^2$  und  $61 \text{ W/m}^2$  variieren und beckenweit gemittelt  $46 \text{ W/m}^2$  in KARLEV bzw.  $51 \text{ W/m}^2$  in KARHYD betragen. In beiden Experimenten hat das Modell offensichtlich in der subpolaren Region die größten Schwierigkeiten die beobachteten Wärmeflüsse zu reproduzieren. Die Differenzen der Mittelwerte des beobachteten und optimierten Wärmeflusses (Abb. 6.6c,d) sind mit Ausnahme der Randstromregionen signifikant von Null verschieden. Die westlichen Randstromregionen weisen jedoch mit  $\pm 9 \text{ W/m}^2$  die größten Schwankungen um diese Werte auf, was seine Erklärung in den starken Abweichungen von den jeweiligen Mittelwerten, insbesondere im Bereich der Golfstromablösung, findet. Sieht man von der polaren Region ab, so ist festzustellen, daß alle übrigen Modellgebiete zu einer gegenüber den Beobachtungen vermehrten Wärmeaufnahme bzw. verringerten Wärmeabgabe tendieren (vgl. Abb. 6.3).



Erwähnenswert erscheint an dieser Stelle, daß die Differenzen der Mittelwerte im Bereich des subtropischen Nordatlantiks vergleichsweise konstant bei  $-29 W/m^2$  (KARLEV) bzw.  $-26 W/m^2$  (KARHYD) liegen. Das Modell bevorzugt offensichtlich im quasistationären Gleichgewicht einen Wärmefluß im subtropischen Nordatlantik, der im regionalen Mittel nahe bei Null liegt und in etwa mit den von ISEMER & HASSE (1987) publizierten Werten übereinstimmt.

Die obige Darstellung der optimierten Oberflächenwärmeflüsse beschränkte sich auf die Experimente KARLEV und KARHYD. Die mit den anderen Modellversionen erhaltenen optimierten Wärmeflüsse entsprechen tendenziell den hier vorgestellten Ergebnissen. Gleiches gilt für die im folgenden diskutierten Frischwasserflüsse.

### 6.2.2 Frischwasserflüsse

Die optimierten Frischwasserflüsse des Experiments KARLEV in Abb. 6.7 reproduzieren in groben Zügen die beobachtete Klimatologie (vgl. Abb. 4.2). Dabei wird der Frischwasserfluß nördlich von etwa  $48^\circ N$  vom Niederschlagsüberschuß dominiert. Im Rahmen der eingeführten Flußbegrenzung treten in diesen Modellregionen Frischwasserflüsse von typischerweise  $-1.0 m/Jahr$  auf, die lokal, wie etwa vor der irischen Küste und vor Neufundland,  $-2.0 m/Jahr$  erreichen. Die Golfstromregion und Teile des Nordatlantischen Stroms sind durch starke Verdunstungsüberschüsse im Frischwasserfluß mit maximal etwa  $3.0 m/Jahr$  gekennzeichnet. In den Subtropen beider Hemisphären bewirkt die starke Verdunstung einen Netto-Frischwasserverlust, der im Nordatlantik großräumig mehr als  $1.0 m/Jahr$  beträgt, während im Südatlantik im Bereich des Benguelastroms über  $2.5 m/Jahr$  erreicht werden. Letzteres ist durch den Auftrieb vor Südwestafrika bedingt: Durch eine vermehrte Verdunstung versucht das Modell die im Vergleich zur beobachteten Hydrographie zu salzarmen Wassermassen näher an die Beobachtungen zu bringen. Zwischen den subtropischen Verdunstungsüberschüssen beider Hemisphären befindet sich das äquatoriale Niederschlagsmaximum mit Werten von etwa  $1.0 m/Jahr$  im Frischwasserfluß.

Analog zu den Differenzen zwischen beobachtetem und optimiertem Oberflächenwärmefluß (Abb. 6.3) weisen die optimierten Frischwasserflüsse des Experiments KARLEV in Abb. 6.8 die größten Abweichungen von den Beobachtungen entlang der nordamerikanischen Küste und im nördlichen Modellbereich auf. Dabei erstreckt sich der Bereich maximaler Abweichungen in die Karibik und bis zur südamerikanischen Küste. In diesen Gebieten und dem größten Teil des übrigen Modellgebiets tendieren die Modellwerte im Vergleich zu den Beobachtungen zu einem verstärkten Frischwasserge-

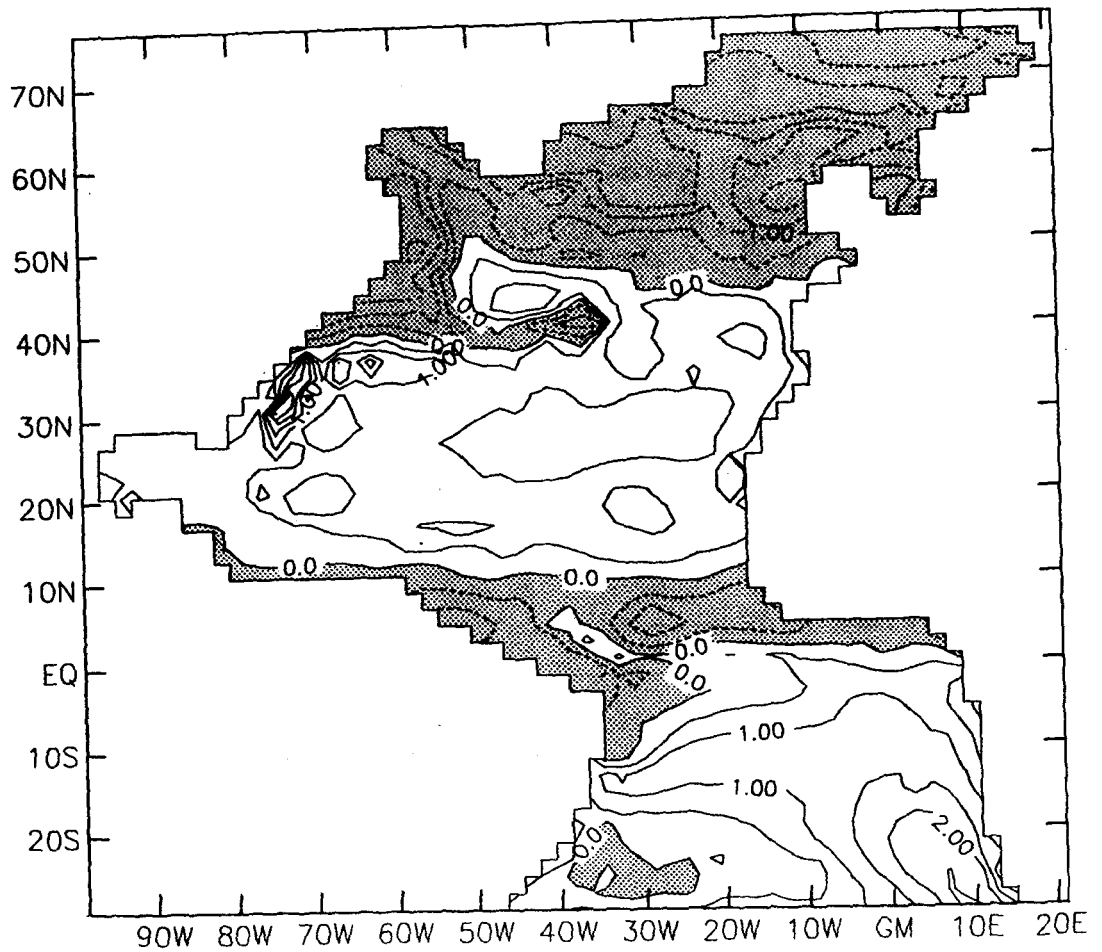


Abbildung 6.7: Optimierter Frischwasserfluß. Experiment KARLEV.  
 Isolinienabstand: 0.5 m/Jahr. Negative Bereiche sind gerastert dargestellt.

winn des Ozeans. Nur entlang der Flanken des Golfstroms und seiner Fortsetzung, am Äquator und im Benguelastrom treten negative Abweichungen mit einem gegenüber den Beobachtungen vermehrten Frischwasserverlust des Ozeans auf.

Die mit hydrographischen Daten optimierten Frischwasserflüsse (Abb. 6.9, Experiment KARHYD) beinhalten, wie bereits beim Wärmefluß diskutiert wurde, viele kleinräumige Strukturen. Davon betroffen sind insbesondere die beiden Subtropenregionen mit Frischwasserflüssen, die lokal 2.0 m/Jahr und vor Südwestafrika über 3.0 m/Jahr erreichen. Die großskaligen Verteilungen der in KARHYD optimierten Frischwasserflüsse sind auch in KARLEV enthalten. So liegt das Maximum des Niederschlagsüberschusses in mittleren Breiten vor der irischen Küste und hat einen Frischwasserfluß von unter -2.0 m/Jahr zur Folge. Im Golfstrom und am Äquator bewirkt der Verdunstungsüberschuß einen Frischwasserfluß von jeweils mehr als 2.0 m/Jahr. Die optimierten Frischwasserflüsse besitzen beckenweit gemittelte Differenzen zu den beobachteten Werten, die 0.91 m/Jahr in KARLEV und 1.08 m/Jahr in KARHYD

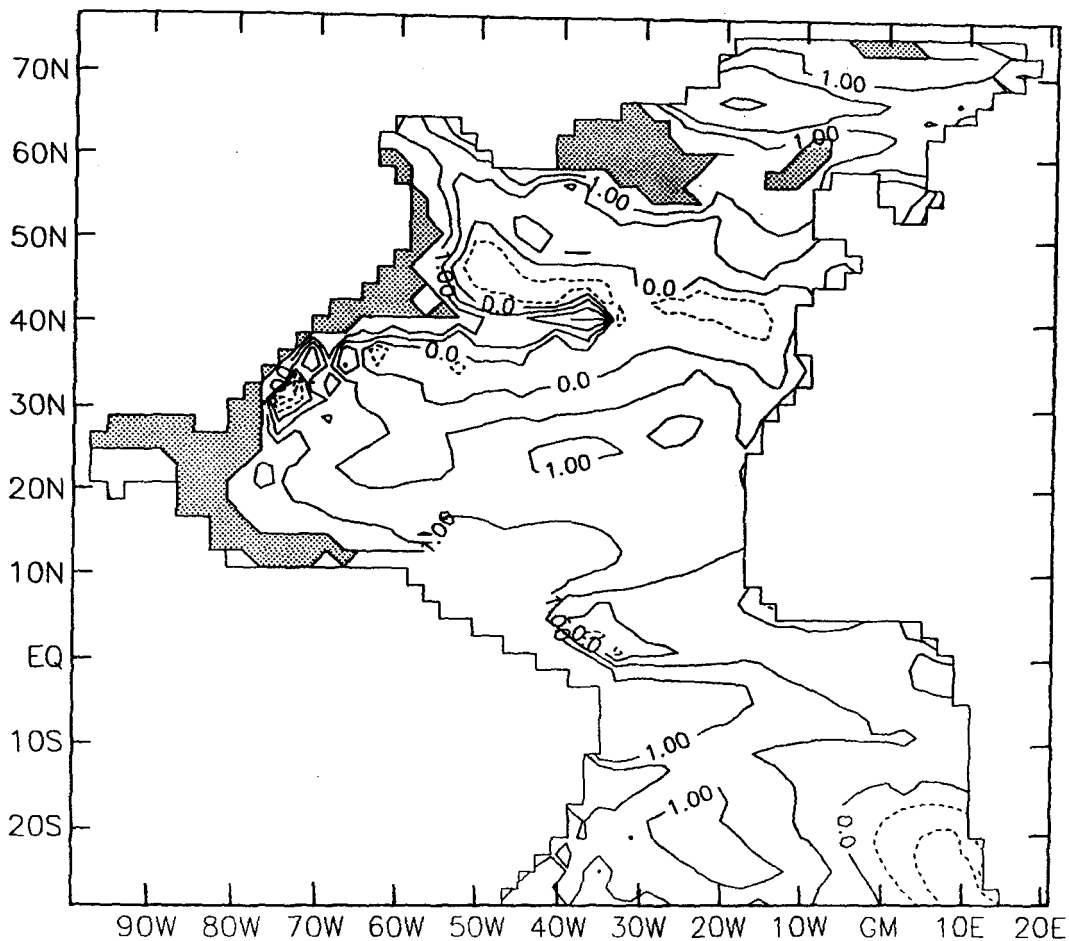


Abbildung 6.8: Daten – Modell Differenz des Frischwasserflusses:  
 $H_{S,obs} - H_{S,opt}$ . Experiment KARLEV. Isolinienabstand: 0.5 m/Jahr.  
 Differenzen von 1.5 m/Jahr sind gerastert dargestellt (Flußbegrenzung).

betragen. Insgesamt sind die subtropischen Modellgebiete und der äquatoriale Atlantik in beiden Experimenten durch RMS-Abweichungen in den Frischwasserflüssen gekennzeichnet, die zwischen ca. 0.7 und 1.0 m/Jahr liegen, während in den übrigen Regionen die RMS-Differenzen bis zu 1.4 m/Jahr betragen (Abb. 6.10a,b). In diesen Werten spiegeln sich die Schwierigkeiten des Modells wider, besonders im westlichen Randstrombereich, in der Karibik und in den subpolaren Regionen ein konsistentes Bild der Zirkulation mit den beobachteten Frischwasserflüssen zu erhalten. Die letztgenannten Modellgebiete weisen auch die größten Differenzen zwischen den mittleren Feldern der beobachteten und optimierten Frischwasserflüsse auf (Abb. 6.10c,d). Maximalwerte der mittleren Differenzen werden im Randstrombereich und in der Karibik mit etwa 1.4 m/Jahr erreicht, wobei die zugehörigen Standardfehler mit Werten unter 0.1 m/Jahr gering sind. Allen Modellregionen ist gemeinsam, daß eine positive Differenz vorherrscht, d. h. der gesamte Modellozean simuliert einen Zustand, in dem im Vergleich zu den Beobachtungen die Verdunstung reduziert und/oder der Niederschlag

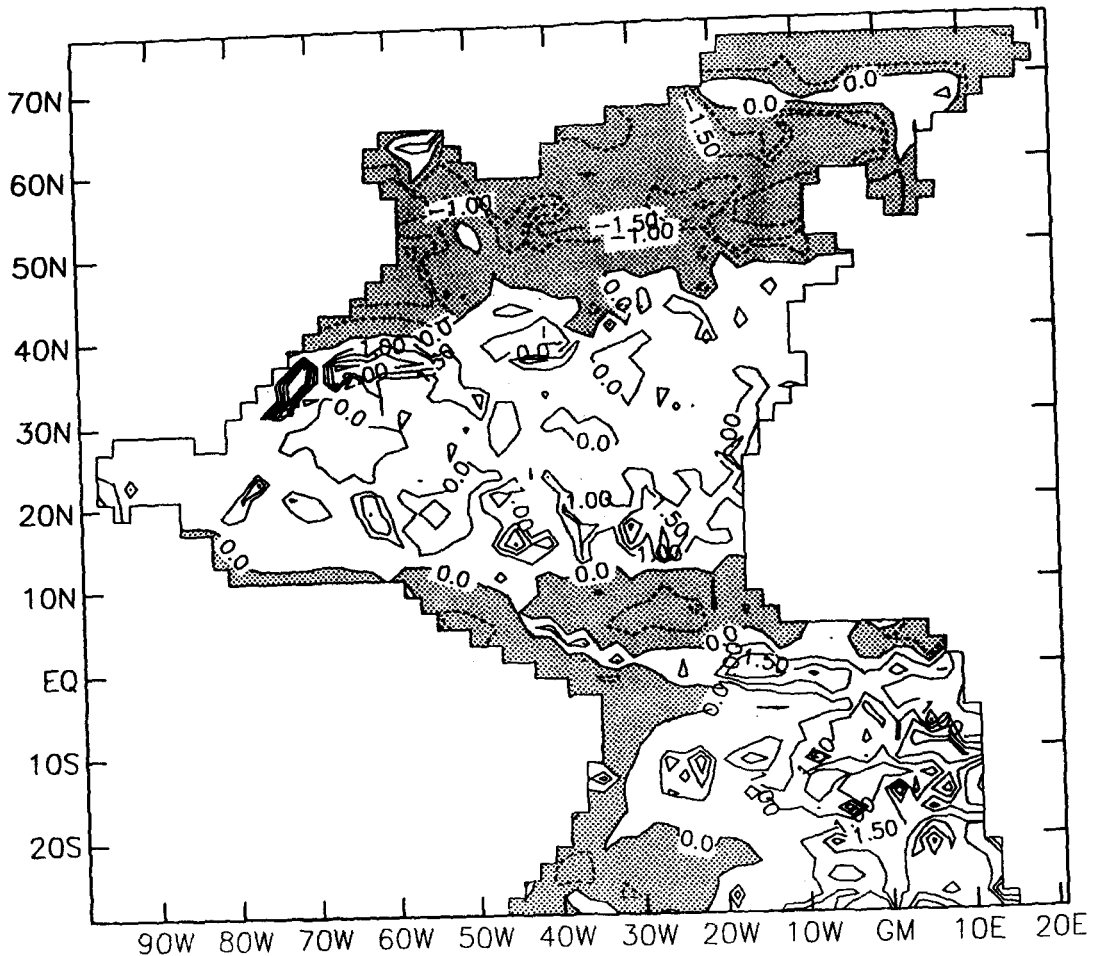


Abbildung 6.9: Optimierter Frischwasserfluß. Experiment KARHYD.  
 Aus optischen Gründen wurden verschiedene Isolinienabstände gewählt:  
 $-1.0 \text{ m/Jahr} \leq H_{S,opt} \leq 1.0 \text{ m/Jahr}$ : 1.0 m/Jahr, außerhalb des angegebenen  
 Bereichs: 0.5 m/Jahr. Negative Bereiche sind gerastert dargestellt.

verstärkt wird.

### 6.2.3 Dichteflüsse

Die Dichteflüsse an der Meeresoberfläche resultieren aus den Wärme- und Frischwasserflüssen und stellen ein Maß für den Transfer von potentieller Energie an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre dar. Dabei verändern die thermohalinen Oberflächenflüsse Temperatur und Salzgehalt an der Meeresoberfläche und bewirken somit eine Wassermassentransformation in andere Dichtebereiche. Infolgedessen wird die thermohaline Zirkulation von den oberflächennah gebildeten, anschließend absinkenden und sich in der Tiefe ausbreitenden Wassermassen maßgeblich beeinflusst. Der Dichtefluß an der Meeresoberfläche ist wie folgt definiert (SPEER & TZIPERMAN, 1992):

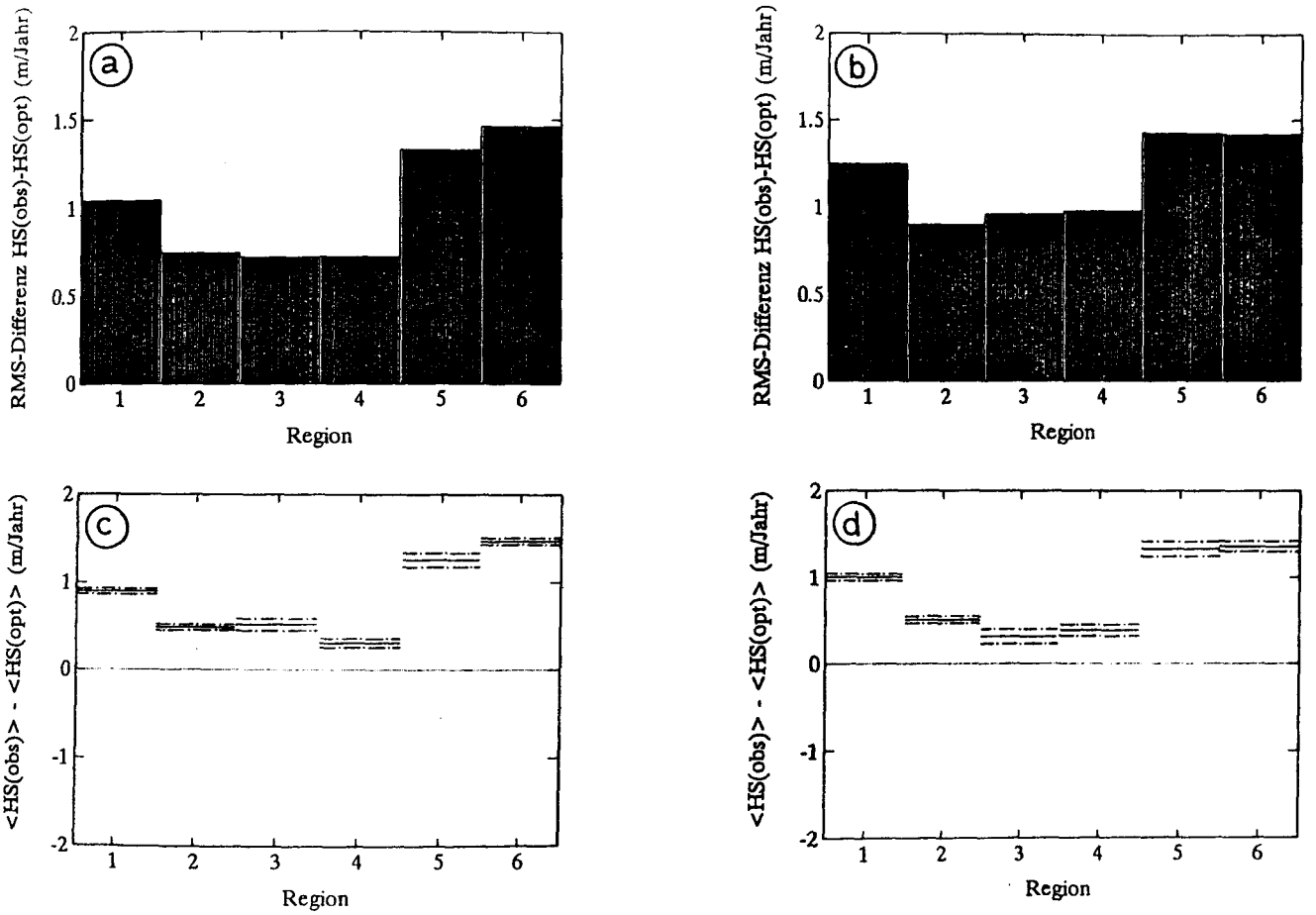


Abbildung 6.10: a,b) Regionale RMS-Differenzen  $H_{S,obs} - H_{S,opt}$  in Exp. KARLEV (a) und KARHYD (b). c,d) Differenzen  $\langle H_{S,obs} \rangle - \langle H_{S,opt} \rangle$  der regionalen Mittelwerte plus/minus Standardfehler in Exp. KARLEV (c) und KARHYD (d). Regionale Einteilungen entsprechend Abb. 6.5.

$$F_p = -\alpha \frac{H_T}{c_p} + \rho(0, T) \beta \frac{H_S \cdot S}{1 - S} \quad (6.1)$$

In diesem Ausdruck ist  $\rho(S, T)$  die Dichte und  $T$  bzw.  $S$  sind die Oberflächenwerte von Temperatur und Salzgehalt. Der thermische Expansions- sowie der haline Kontraktionskoeffizient sind definiert durch

$$\alpha = - \left. \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_{p, S} \quad \text{und} \quad \beta = \left. \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S} \right|_{p, T} \quad (6.2)$$

Anhand der Abb. 6.11-6.14 werden die allen Experimenten vergleichbaren und charak-

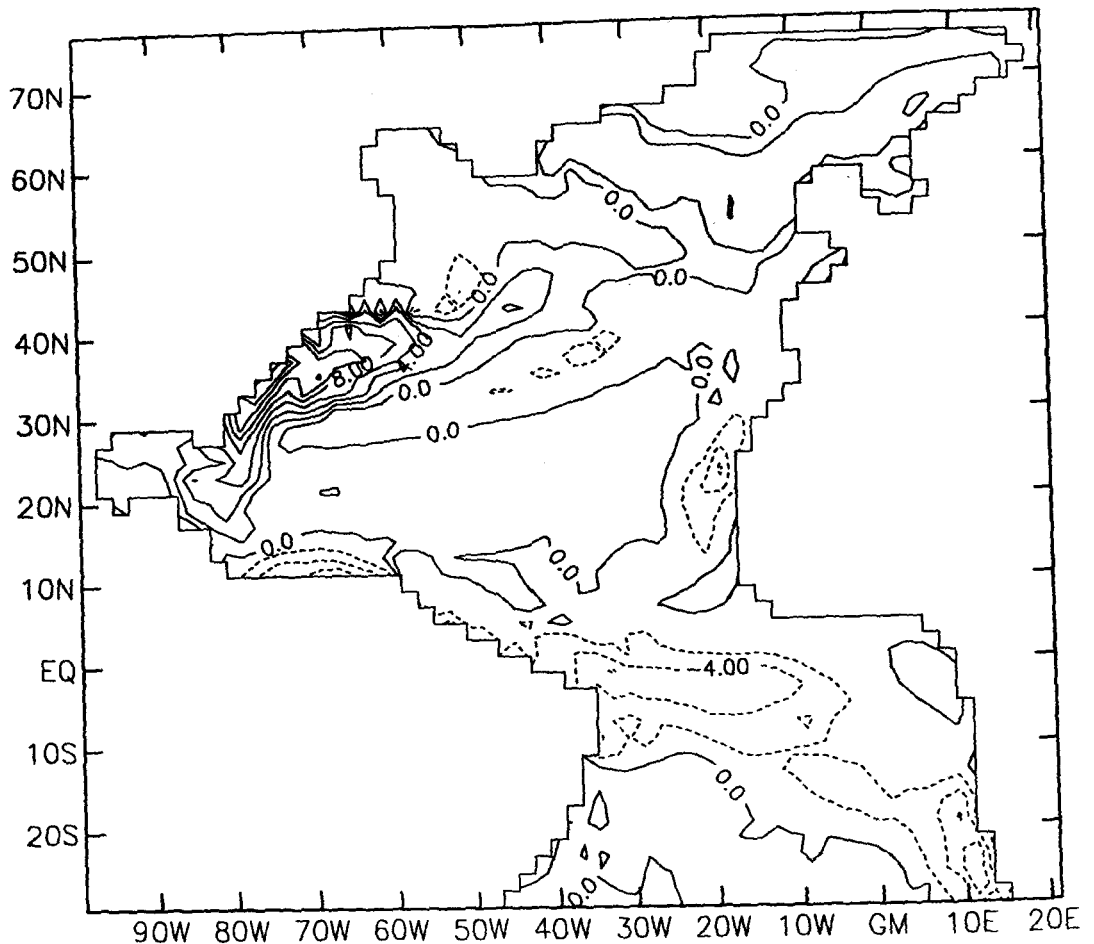


Abbildung 6.11: Summe aus thermischer und haliner Komponente des Oberflächendichteflusses.

Experiment KARLEV. Isolinienabstand:  $2 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ .

teristischen Merkmale der Dichteflüsse in KARLEV dokumentiert. Die beiden Komponenten des thermohalinen Dichteflusses entsprechen in ihren Grundzügen den Verteilungen der Oberflächenflüsse (Abb. 6.2, 6.7) und sind daher hier nicht abgebildet. Bedingt durch die starke Abkühlung, umfaßt die Region mit stärkstem Dichtegewinn den Golfstrom und seine Fortsetzung (Abb. 6.11). In den Auftriebsgebieten vor West- und Südwestafrika sowie vor Venezuela und im äquatorialen Bereich verringert sich durch Erwärmung der kalten Wassermassen die Dichte an der Meeresoberfläche. Sowohl der thermische Dichtefluß als auch der haline Dichtefluß führen im subtropischen Nordatlantik zu einem schwachen Dichtegewinn des Ozeans. Der in den Subtropen durch eine positive Frischwasserflußbilanz hervorgerufene haline Dichtegewinn steht in guter Übereinstimmung mit den von SCHMITT et. al. (1989) publizierten Jahresmittelwerten. In den von diesen Autoren gezeigten Abbildungen besitzt der thermische Dichtefluß im subtropischen Nordatlantik großräumig schwach negative Werte, während in den Experimenten ein geringer thermischer Dichtegewinn feststellbar ist. Die Ampli-

tude des thermischen Dichteflusses liegt in einem Bereich zwischen  $-8 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^2\text{s}$  in Auftriebsgebieten und  $16 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^2\text{s}$  im Golfstrom, während der haline Dichtefluß Werte zwischen  $-1.5 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^2\text{s}$  im nördlichen Modellgebiet und  $2.5 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^2\text{s}$  im Golfstrom erreicht. Aus diesen Zahlen wird deutlich, daß über große Bereiche des Ozeans der thermische den halinen Dichtefluß überwiegt und sich deshalb thermischer Dichtefluß und gesamter Dichtefluß (Abb. 6.11) sehr ähnlich sind.

Abb. 6.12 gibt den prozentualen Anteil des thermischen Dichteflusses am gesamten Dichtefluß an der Meeresoberfläche an. Neben kleineren Gebieten und der Labra-

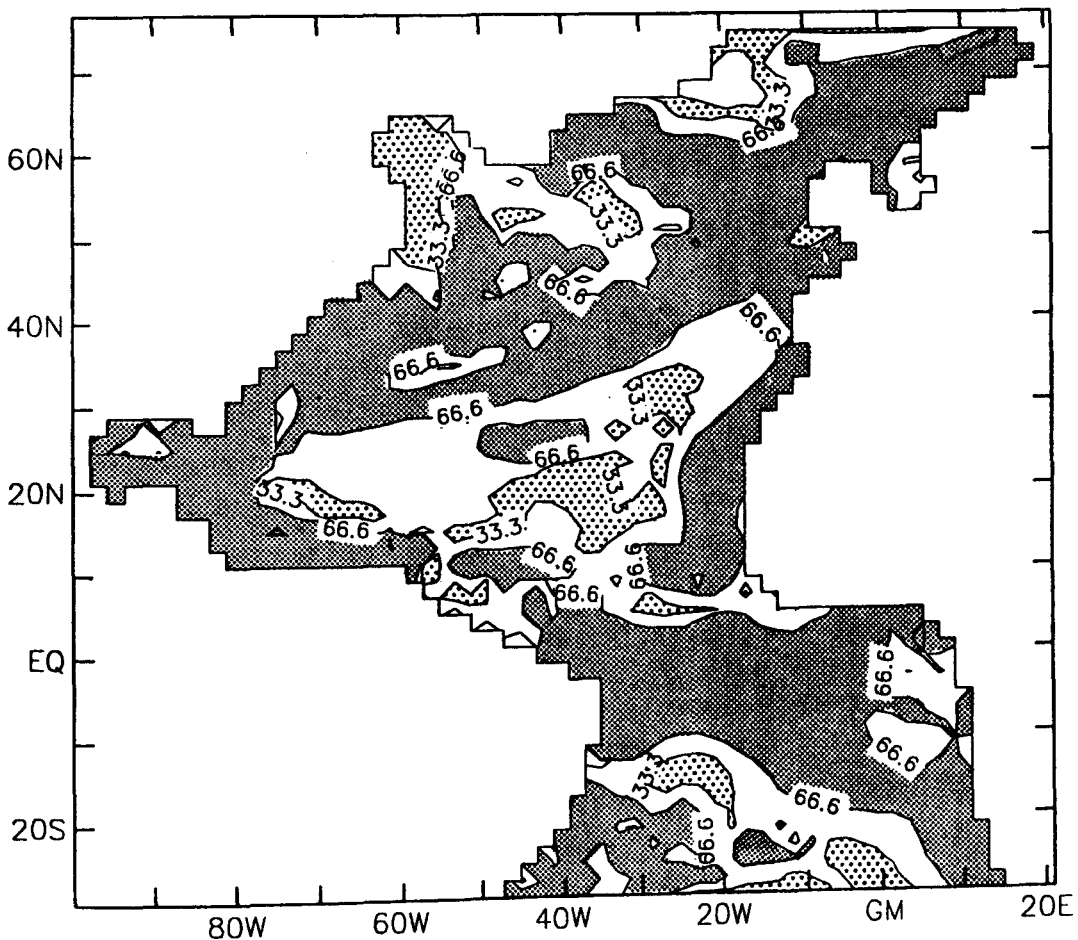


Abbildung 6.12: Prozentualer Anteil des thermischen Dichteflusses am gesamten Oberflächendichtefluß. Experiment KARLEV.

**Dunkel gerastert:** Bereiche, in denen der thermische den halinen Anteil um mindestens das doppelte überwiegt.

**Hell gerastert:** Bereiche, in denen der haline den thermischen Anteil um mindestens das doppelte überwiegt.

dorsee mit dominierendem halinen Dichtefluß fällt insbesondere ein Bereich auf, der sich von etwa 10° N bis 40° N an der iberischen Halbinsel erstreckt. In diesem Bereich ist das Dichteflußverhältnis in etwa ausgeglichen bzw. dominiert vom halinen Dichtefluß. Die genannte Region stellt im Rahmen der Sprungschichttheorie von LUYTEN et. al. (1983) ein Gebiet der Sverdrup-Zirkulation dar, in der Oberflächenwasser in die Thermokline abtaucht und damit eine Ventilation tieferliegender Dichteflächen ermöglicht. SCHMITT et. al. (1989) weisen hierbei auf die Bedeutung des halinen Dichteflusses bezüglich der Rolle von Salz fingern in der vertikalen Vermischung und auf die Notwendigkeit eines erhöhten halinen Dichteflusses an der Oberfläche zur Aufrechterhaltung der T-S Relation im Nordatlantischen Zentralwasser hin.

#### 6.2.4 Wassermassentransformation

Mit Hilfe der thermohalinen Oberflächenflüsse lassen sich Transformationsraten von Wassermassen über die Dichteflächen an der Ozeanoberfläche angeben. Die Oberflächenflüsse verändern Temperatur und Salzgehalt und folglich die Dichte an der Meeresoberfläche. Dies kann, bezogen auf ein Dichteintervall, zu einer Akkumulation oder Reduzierung von Wassermassen in diesem Dichtebereich führen. Im hier untersuchten quasistationären Modellzustand wird bei festgelegten Verteilungen der Oberflächendichte der diapykne Massentransport durch Dichteadvektion oder diapykne Vermischung kompensiert. Im instationären Fall kann das Oberflächenwasser lokal seine Dichte ohne Advektion oder Vermischung allein aufgrund der thermohalinen Flüsse ändern. Die diapykne Transferrate an der Meeresoberfläche als Funktion der Dichte ist wie folgt definiert (vgl. SPEER & TZIPERMAN, 1992):

$$FT(\rho) = \iint_{\text{Fläche}} dA F_{\rho} \delta(\rho - \rho') \quad (6.3)$$

$A$  entspricht der Fläche bei der durch die Deltafunktion festgelegten Oberflächendichte  $\rho$ . Im diskreten Fall wird die Deltafunktion in ein Dichteintervall umgewandelt. Hier wurde  $\Delta\sigma_{\theta} = 0.3$  gewählt; kleinere Dichteinkremente führen zu einem unakzeptablen Rauschanteil in den Ergebnissen. Zusätzlich läßt sich aus der Divergenz der Transformationsrate  $FT(\rho)$  die Produktionsrate  $FP(\rho)$  pro Dichteintervall abschätzen:

$$FP(\rho) = -\frac{dFT}{d\rho} \quad (6.4)$$



(SPEER & TZIPERMAN, 1992). Die Gleichungen (6.3) und (6.4) stellen Vereinfachungen der totalen Transfer- und Produktionsraten dar, da Senken und Quellen der Dichte über offene Ränder und Vermischungsprozesse vernachlässigt werden.

In Abb. 6.13a,d sind die aus KARLEV resultierenden Transformations- und Produktionsraten für den nordatlantischen Bereich des Modells dargestellt. Um eine regionale Einordnung zu ermöglichen, ist in Abb. 6.14 die Dichte der oberen Modellschicht mit dazugehörigen Geschwindigkeitsvektoren angegeben. Positive Werte in Abb. 6.13a bedeuten eine Transformation hin zu größeren Dichten, was für den gesamten Achsenabschnitt  $\sigma_\theta \geq 24.6$  gilt. Negative Transferraten bei kleineren  $\sigma$ -Werten bedeuten eine insbesondere durch Erwärmung hervorgerufene Transformation hin zu geringeren Dichten. Dies gilt in Abb. 6.14 im wesentlichen für die äquatoriale Region und den südlichen Bereich der nördlichen Subtropen. Der Nulldurchgang in Abb. 6.13a entspricht ungefähr dem des von SPEER & TZIPERMAN (1992) angegebenen Werts für die Bunker-Daten (Abb. 6.13b), während bei den gleichen Autoren der Nulldurchgang mit Isemer & Hasse Oberflächenflüssen bei etwa  $\sigma_\theta = 23.2$  auf eine stärkere Abkühlung bzw. geringere Erwärmung in den niederen nördlichen Breiten zurückzuführen ist. Die Maxima der thermohalinen Wassermassentransformation treten im oberen Dichtebereich ab ca.  $\sigma_\theta = 27.0$  auf. Kennzeichnend für diesen Dichtebereich, der die subpolaren Modellregionen und Bereiche des Nordatlantischen Stroms umfaßt, sind eine starke thermische Transformationsrate bis zu  $18.9 Sv$  ( $1 Sverdrup = 10^6 m^3/s$ ) und eine negative haline Transformationsrate bis zu  $-8.7 Sv$ , die durch den Niederschlagsüberschuß in den höheren Breiten geprägt ist. Im Mittel ergibt sich daraus eine Transferrate, die bis zu  $17.8 Sv$  beträgt und mit der Tiefenwasserbildungsrate im Nordatlantik vergleichbar ist (McCARTNEY & TALLEY, 1984, GORDON, 1986).

Die mit dem Modell erhaltenen Transformationsraten stimmen in ihrem Verlauf gut mit den von SPEER & TZIPERMAN erhaltenen Werten überein. Die Amplitude der Modellwerte ist allerdings - nicht zuletzt aufgrund des größeren Dichteintervalls - nur etwa halb so groß wie die zitierten Werte. Demgegenüber erscheinen die in Abb. 6.13c wiedergegebenen Transformationsraten für die beobachteten Oberflächenflüsse in Kombination mit den Levitus-Daten wenig plausibel. Hierbei fällt vor allem eine dem Golfstrombereich zuzuordnende enorme thermische Wassermassentransformation von mehr als  $47 Sv$  auf ( $\sigma_\theta = 25.3$ ), die mit keinem der von SPEER & TZIPERMAN untersuchten meteorologischen Datensätze korrespondiert und auf den inkompatiblen Klimatologien der Oberflächenflüsse und der Levitus-Daten beruht.

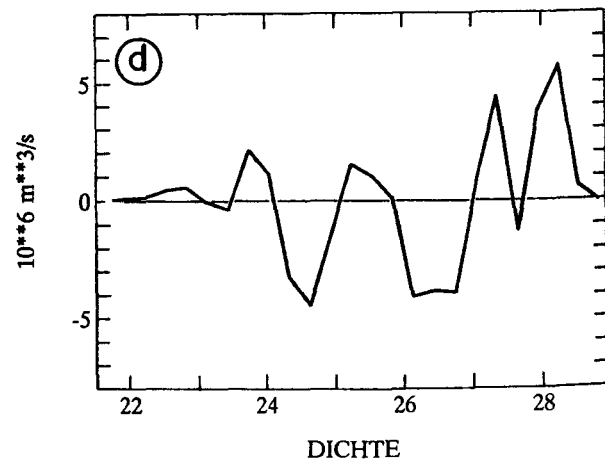
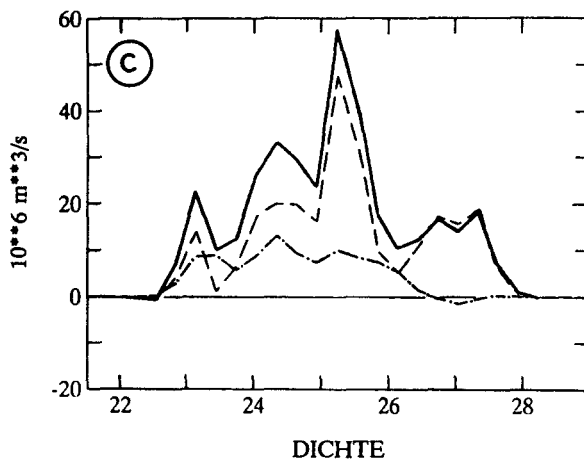
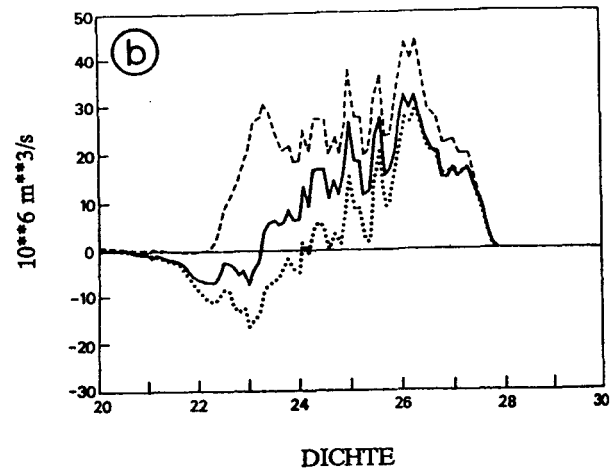
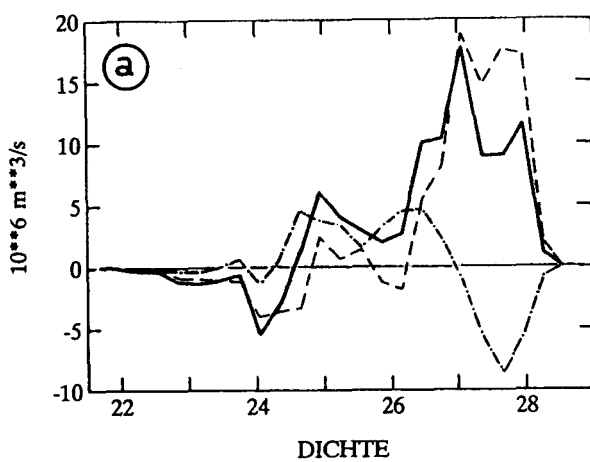


Abbildung 6.13: a,c) Wassermassentransformationsrate  $FT(\rho)$  in Sv als Funktion der Dichte ( $1 \text{ Sverdrup} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Gestrichelte Linie: thermischer Anteil, strichpunktierte Linie: haliner Anteil, durchgezogene Linie: Summe aus thermischer und haliner Komponente.

a) Experiment KARLEV; c) Levitus-Daten plus beobachtete Oberflächenflüsse, jeweils berechnet für den Nordatlantik.

b) Wassermassentransformationsrate  $FT(\rho)$  in Sv als Funktion der Dichte für verschiedene Datensätze. Entnommen aus: SPEER & TZIPERMAN (1992). Gestrichelte Linie: Budyko-Daten, durchgezogene Linie: Isemer & Hasse-Daten, gepunktete Linie: Bunker-Daten.

d) Wassermassenproduktionsrate  $FP(\rho)$  in Sv als Funktion der Dichte. Experiment KARLEV, Nordatlantik.

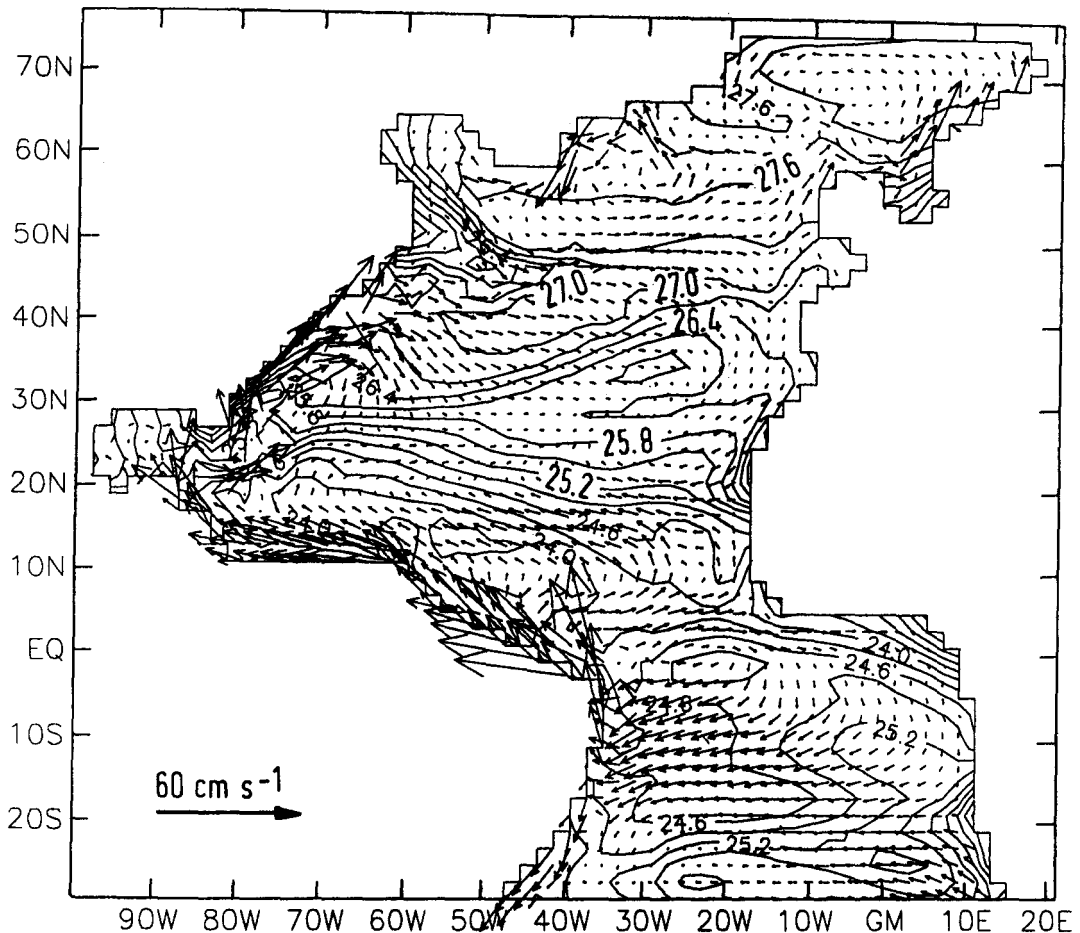


Abbildung 6.14: Potentielle Dichte und Geschwindigkeitsvektoren der oberen Modellschicht in 25.0 m Tiefe. Experiment KARLEV. Isolinienabstand:  $\Delta\sigma_\theta = 0.3$ .

Die in Abb. 6.13d dargestellte thermohaline Produktionsrate  $FP(\rho)$  weist in den Dichtebereichen  $\sigma_\theta = 27.4$  und  $\sigma_\theta = 28.1$  Bildungsraten um 4 bzw. 6 Sv auf. Bei  $\sigma_\theta = 24.5$  und 26.5 verlieren die genannten Dichtebereiche Wasser in Höhe von etwa 6.0 Sv an die umgebenden Dichten. Offensichtlich berücksichtigt diese ungenaue Darstellung nicht die Bildung von subtropischem „Modewasser“, das im Nordatlantik durch winterliche Abkühlung westlich von 50° W, einer beobachteten Dichte von etwa  $\sigma_\theta = 26.5$  und Temperaturen um 18 °C gebildet wird (McCARTNEY, 1982). Gleichwohl existiert im Modell direkt südlich des Golfstroms und westlich von etwa 60° W ein Gebiet, in dem durch Abkühlung eine auf die oberen 300 m beschränkte Vertikalkonvektion in Gang gesetzt wird. Daraus entsteht ein Bereich homogener Temperaturverteilung zwischen 17 und 18 °C (Abb. 6.15), der mit einer Modewasserbildung assoziiert werden kann. Das ebenfalls durch winterliche Konvektion gebildete subpolare Modewasser ist der Produktionsrate von 4.4 Sv im Dichtebereich um  $\sigma_\theta = 27.4$  zuzuordnen. Beobachtete Regionen der subpolaren Modewasserbildung befinden sich nördlich des Nordatlanti-

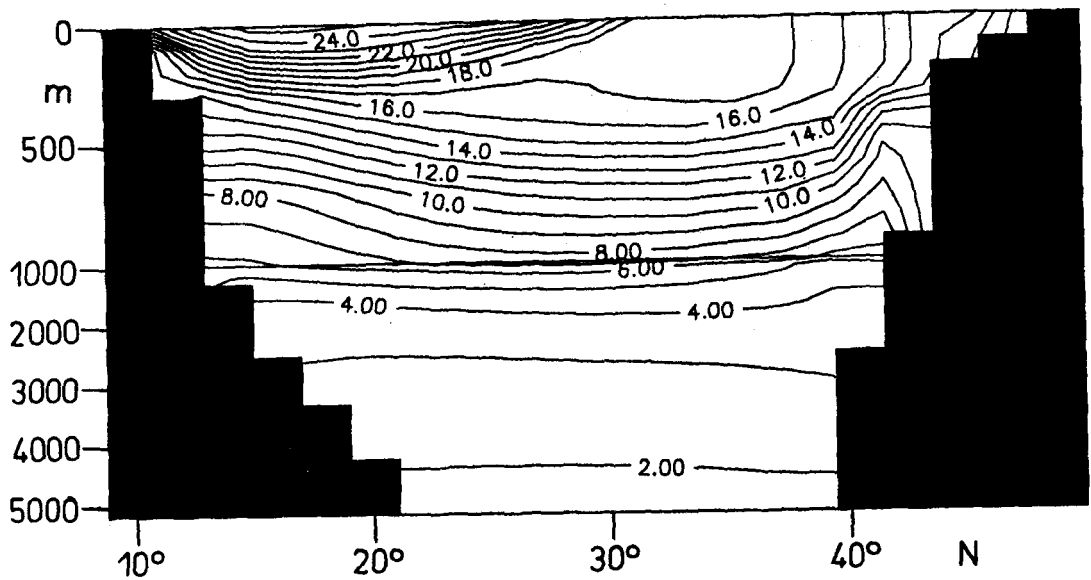


Abbildung 6.15: Potentielle Temperatur entlang 63° W.  
Experiment KARLEV. Isolinienabstand: 1.0 °C.

schen Stroms (NAC), in der Irmingersee, in Ost- und Westgrönlandstrom, sowie in der Labradorsee (McCARTNEY & TALLEY, 1982). In den Modellversionen tritt Konvektion nur in den östlichen der genannten Seegebiete und entlang des NAC auf (Abb. 6.16). Neben großen Bereichen, in denen die konvektive Vermischung nur die obere Wassersäule bis in einige hundert Meter Tiefe erfasst, existieren in der Norwegensee und der Irmingersee Regionen mit tiefreichender Konvektion (über 2000 m), die auf Tiefenwasserbildung hindeuten. Dem Gebiet der Norwegensee ist auch das Maximum der thermohalinen Produktionsrate bei  $\sigma_\theta \geq 27.4$  zuzuordnen (Abb. 6.13c, 6.14). Die genannten Konvektionsgebiete sowie die oberflächennahe Konvektion entlang des Golfstroms und seiner Fortsetzung stellen in allen Modellversionen Regionen permanenter konvektiver Aktivität dar. Dabei kann die Bildung von Modewassermassen als ein Indiz für den Trend aller hier vorgestellten optimierten Modellzustände gewertet werden, einen Winterzustand zu simulieren.

In Abb. 6.13c ist die Produktionsrate aufgrund des "Ekman-Pumping" nicht berücksichtigt. Dieser Beitrag zur Wassermassenproduktion resultiert aus dem Transfer von Wasser aus der Ekman-Schicht in das Ozeaninnere und umgekehrt. Das "Ekman-Pumping" bewirkt keinen Transport von Wassermassen über Isopyknen und kann deshalb nicht kompensierend auf die thermohalinen Dichteverluste wirken. Im vorliegenden Fall ergaben sich Beiträge des "Ekman-Pumping" zur Produktionsrate in Abhängigkeit von der Dichte, die unter 0.1 Sv lagen und deshalb in Abb. 6.13c nicht

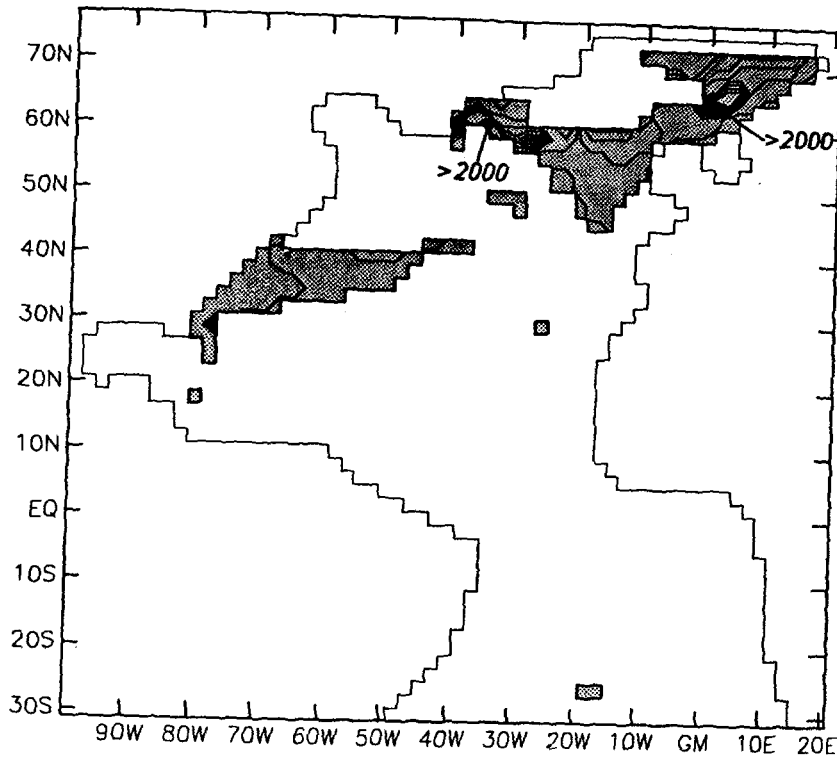


Abbildung 6.16: Konvektionstiefe. Experiment KARLEY.  
 Isolinienabstand: 250.0 m. Bereiche mit Konvektion sind gerastert dargestellt.

berücksichtigt wurden.

### 6.3 Hydrographie und Zirkulation

#### 6.3.1 Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen

Die Betrachtung beschränkt sich in diesem Abschnitt im wesentlichen auf die Diskussion der Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt in einer oberflächennahen Schicht. Zur Verifizierung werden außerdem Zonalschnitte der Temperatur herangezogen. Die grundsätzlichen Modellergebnisse entlang der betrachteten Tiefen und Zonalschnitte ähneln sich stark, wobei die Abweichungen zu den Beobachtungsdatensätzen oft größer sind als die Modellresultate untereinander. Aus diesem Grund werden im vorliegenden Abschnitt nur die Modellergebnisse angesprochen, die innerhalb der Experimente und im Vergleich zu den Beobachtungen deutliche Unterschiede aufweisen. Die hydrographischen Eigenschaften der Modellversionen lassen sich anhand der gewählten Vermischungsparametrisierung charakterisieren. Hierbei ist bei den Experimenten mit isopyknischem Diffusionsansatz eine Modellhydrographie zu erwarten, die den realen

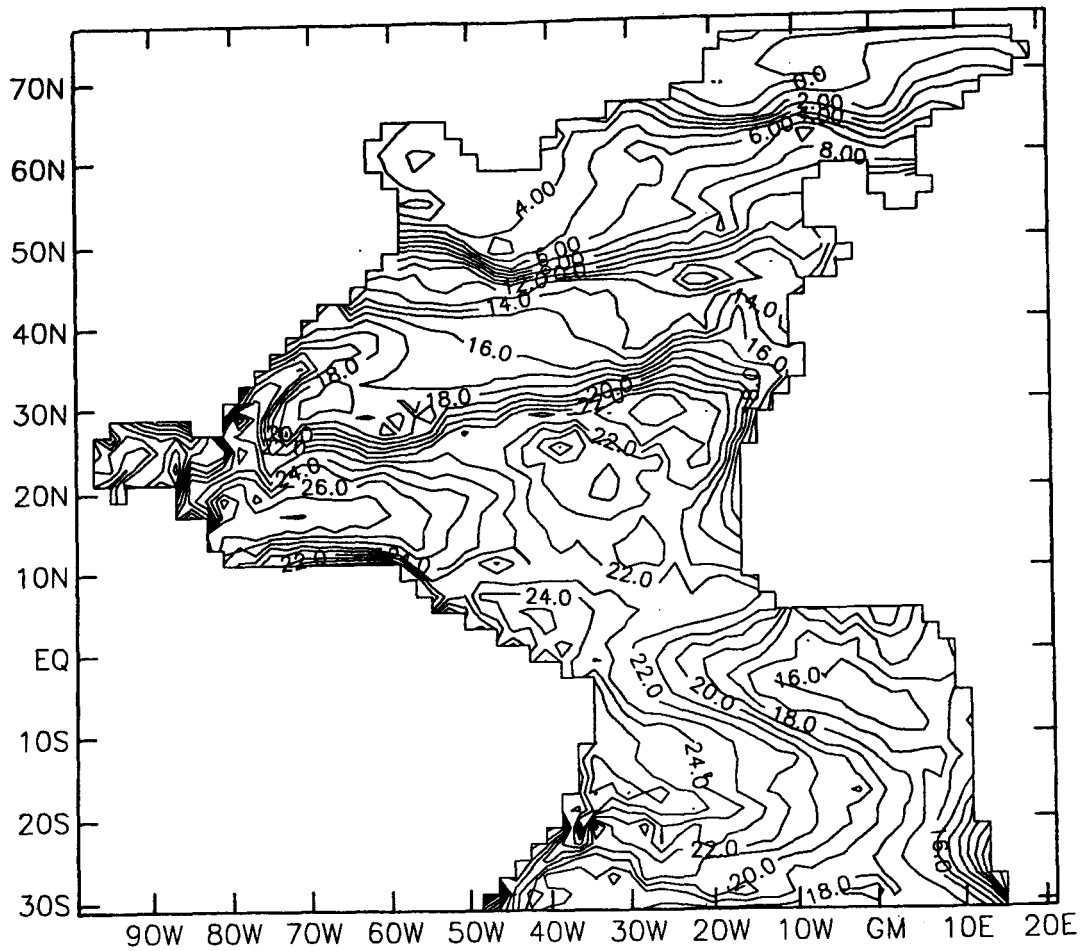


Abbildung 6.17: Potentielle Temperatur in 81.5 m Tiefe.  
 Experiment ISOHYD. Isolinienabstand: 1.0 °C.

Zuständen im Ozean am nächsten kommt (vgl. Abschnitt 4.1.2); deshalb wird im folgenden zunächst das Experiment ISOHYD betrachtet (Abb. 6.17-6.20). Die Temperaturverteilung in 81 m Tiefe (Abb. 6.17) gibt in ihren Grundzügen beobachtete großräumige Strukturen wieder. Die arktische Front bei etwa 65° N und die subarktische Front bei etwa 45° – 50° N erfahren gegenüber den horizontal geglätteten Beobachtungen eine deutliche Intensivierung. Das Modell erzeugt dort schärfere Fronten, die in den klimatologischen Mitteln nicht oder nur in abgeschwächter Form vorhanden sind (max. Gradienten: 5 °C bzw. 2.7 PSU auf 250 km). Aufgrund der bereits erwähnten, vom Modell verkehrt wiedergegebenen Zirkulation im Bereich der nordostamerikanischen Küste treten in diesem Bereich die größten Daten-Modell Differenzen mit über 10 °C auf (Abb. 6.18), entsprechendes gilt für den Salzgehalt mit Abweichungen von mehr als 3 PSU (Abb. 6.20). In den Modellversionen mit isopyknischer Vermischung findet im Unterschied zu den anderen Modellen vor Neufundland eine südwärtige Verlagerung der Golfstromfortsetzung und der damit verknüpften Dichtefront um etwa 500 km statt, was den Beobachtungen eher entspricht (CLARKE

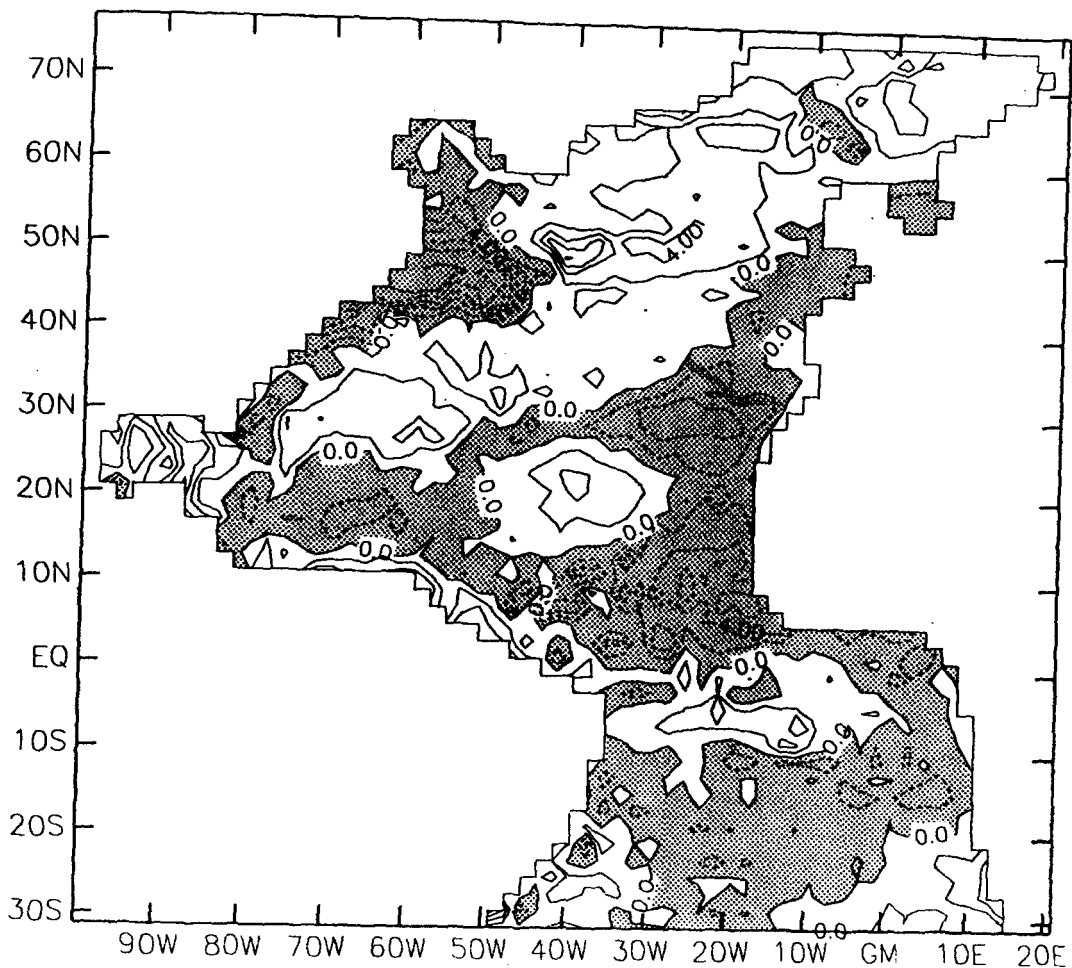


Abbildung 6.18: Daten – Modell Differenz der potentiellen Temperatur in 81.5 m Tiefe. Experiment ISOHYD. Isolinienabstand: 2.0 °C. Aus optischen Gründen wurde hier die Differenz der Modellwerte zur Anfangsschätzung (=beobachtete Hydrographie plus Levitus) dargestellt. Negative Bereiche sind gerastert wiedergegeben.

et. al., 1980, KRAUSS, 1986). Ursache für diese gegenüber den anderen Experimenten verbesserte Darstellung ist die reduzierte diapikne Vermischung, so daß sich in Frontalregionen stärkere Dichtegradienten ausbilden können.

Von der Karibik bis zur iberischen Halbinsel erstreckt sich eine Region erhöhter meridionaler Temperatur- und Salzgehaltsgradienten, die den Übergangsbereich von starker Wärmeabgabe entlang des Golfstroms/Nordatlantischen Stroms zu dem sich südwärts daran anschließenden Gebiet mit Erwärmung und erhöhter Verdunstung markiert. (Abb. 6.17,6.19). Der Verdunstungsüberschuß im Frischwasserbudget bewirkt hierbei ein ausgeprägtes Salzgehaltsmaximum von 37.8 PSU bei 30° N, 28° W. Gegenüber dem in diesem Tiefenniveau beobachteten, etwa 1500 km südwestlich davon anzutreffenden Kern des „subtropischen Salzgehaltsmaximumwassers“ ist der Modellsalzgehalt jedoch um ca. 0.5 PSU zu hoch. Östlich des mittelatlantischen Rückens sind die optimierten

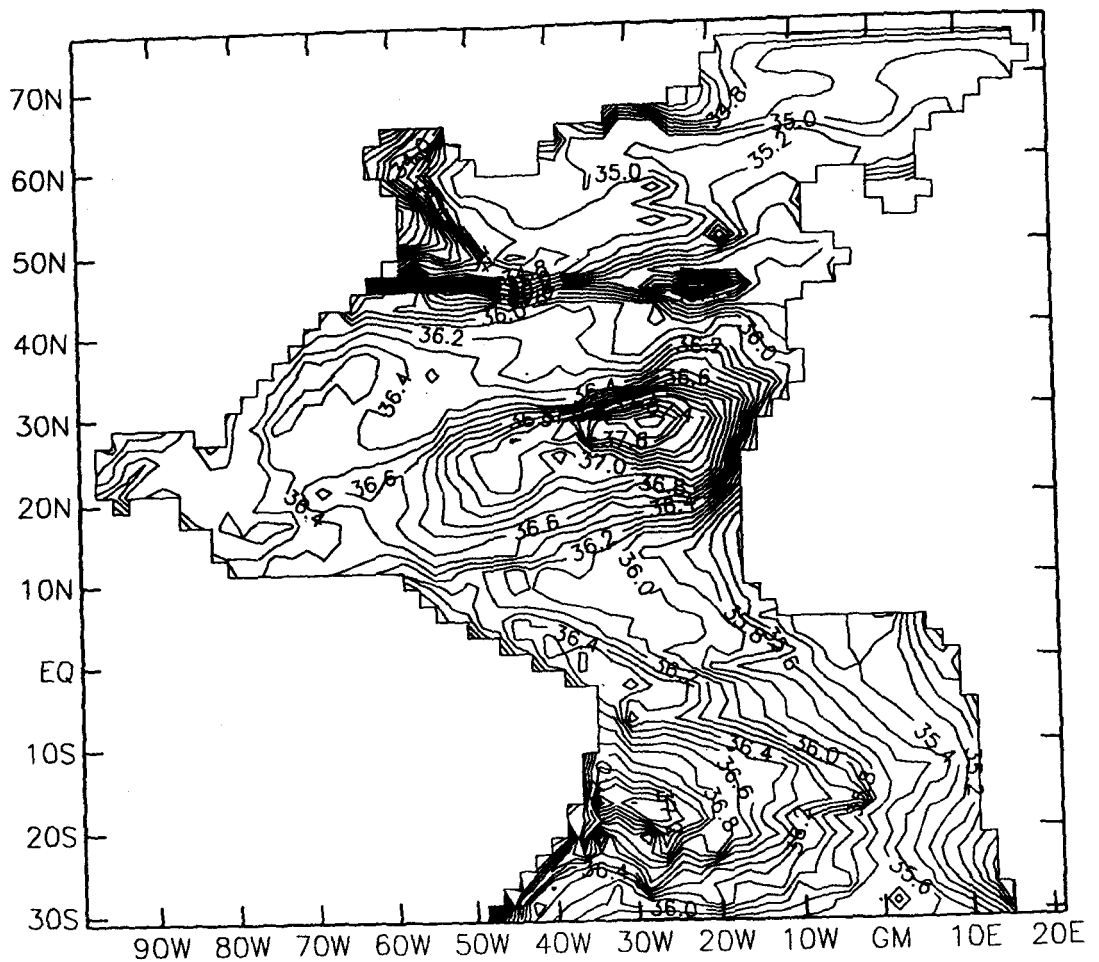


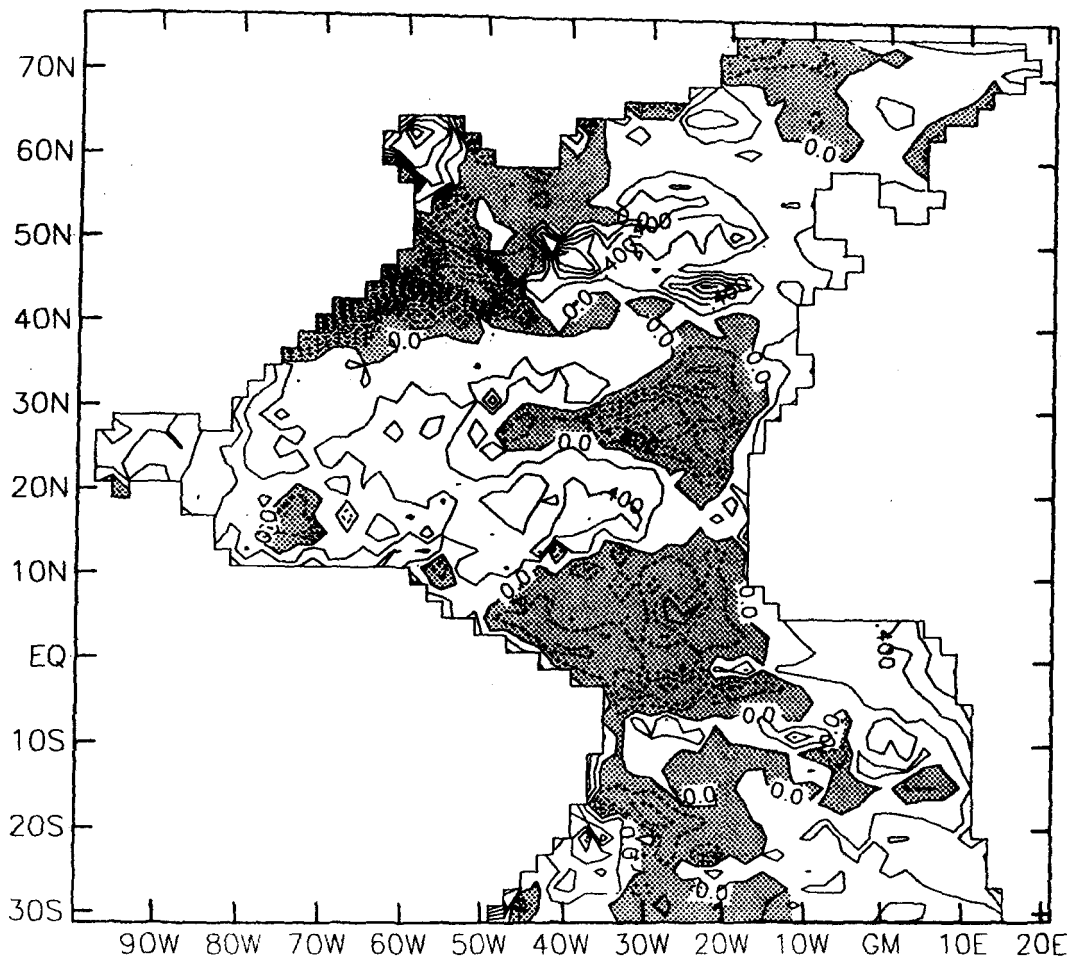
Abbildung 6.19: Salzgehalt in 81.5 m Tiefe. Experiment ISOHYD.  
Isolinienabstand: 0.1 PSU.

Modellwerte um ca. 4 °C und um ca. 0.8 PSU höher als die Beobachtungen, was auf eine übermäßig starke Wärmeaufnahme bzw. Verdunstung des Ozeans zurückzuführen ist (Abb. 6.18, 6.20). Diese Region des zu warmen und salzreichen Wassers setzt sich im Rahmen der subtropischen Rezirkulation durch weitere Wärmezufuhr und Verdunstung bis in den äquatorialen Bereich hinein fort.

Nördlich der subarktischen Front bei etwa 50° N, 40° W sind durch Wärmeabgabe und Frischwassereintrag im subarktischen Wirbel Differenzen zu den Beobachtungen von über 6 °C und 1 PSU festzustellen. Die Abweichungen zu den Daten lassen sich mit der in der Realität vorhandenen Auffächerung der subarktischen Front bei 45° W und der sich daran anschließenden nördlichen Versetzung der Front um etwa 1000 km nach Norden erklären. Im Modell verläuft auf dieser geographischen Länge die Front zu weit südlich, und sie fächert erst östlich von 35° W auf.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß die mit ISOHYD erhaltenen optimierten Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt in der Hauptsprungschicht vor der nordost-amerikanischen Küste, südöstlich des Nordatlantischen Stroms und in Äquatornähe zu





**Abbildung 6.20: Daten – Modell Differenz des Salzgehalts in 81.5 m Tiefe. Experiment ISOHYD. Isolinienabstand: 0.2 PSU. Aus optischen Gründen wurde hier die Differenz der Modellwerte zur Anfangsschätzung (=beobachtete Hydrographie plus Levitus) dargestellt. Negative Bereiche sind gerastert wiedergegeben.**

warm und salzreich sind. Durch starke Wärmeabgaben und Niederschlagsüberschuß bzw. Verdunstungsmangel sind der Golfstrom/Nordatlantische Strom, Teile der Subtropen und vor allem der subarktische Bereich zu kalt und salzarm.

Zur Verdeutlichung der Unterschiede zwischen Modellergebnissen und Ausgangsdaten zeigen die Abb. 6.21a-f die Temperaturverteilungen längs 37° N für den Levitus-Atlas, die hydrographischen Beobachtungen, eine Daten-Modell Differenz (KARHYD) sowie die entsprechenden, mit hydrographischen Daten gewonnenen Modellergebnisse. Aus einem Vergleich beider Klimatologien (Abb. 6.21a,b) werden einige wesentliche Unterschiede zwischen den Datensätzen ersichtlich. Während die Levitus-Daten durch einen mäßigen Anstieg der Isothermen zum Westrand hin gekennzeichnet sind, tritt dieser Effekt im hydrographischen Datensatz wesentlich stärker hervor. Die Oberflächentem-

peratur erreicht in den hydrographischen Daten bei 68° W über 24 °C, die Levitus-Daten sind um 2 °C kälter. In Abb. 6.21b macht sich im Bereich zwischen 45° W und 65° W zusätzlich der in den hydrographischen Beobachtungen enthaltene Wirbelanteil in der Hauptsprungschicht bemerkbar. Oberflächentemperaturen und Verlauf der Isothermen im östlichen Becken sind im Rahmen der Modellauflösung bei beiden Datensätzen nahezu identisch. Trotz der genannten Unterschiede ergaben sich in bezug auf die unterhalb der Oberflächenschicht gelegenen Modellniveaus keine signifikanten Unterschiede in den optimierten Modellzuständen mit Levitus- bzw. hydrographischen Daten. Dies muß der unzureichenden räumlichen und zeitlichen Darstellung in den Modellen zugeschrieben werden. Folglich werden hier nur die mit hydrographischen Daten erhaltenen Ergebnisse untersucht.

Einen Einblick in die vorzufindenden grundsätzlichen Differenzen zwischen Beobachtungen und Modellergebnissen vermittelt Abb. 6.21c. Die vom Modell gelieferten Temperaturen sind in großen Bereichen der Thermokline deutlich geringer als in den Beobachtungen. In KARHYD erstreckt sich der Bereich des zu kalten Oberflächenwassers von 22° W ausgehend fast bis zur amerikanischen Küste. Die kalte Temperaturanomale erfaßt bei 45° W den gesamten Tiefenbereich der Thermokline bis etwa 1000 m Tiefe. Aus der westwärtigen Verschiebung der mit dem westlichen Randstrom verknüpften Temperaturfront resultieren um 70° W negative Daten-Modell Differenzen. Der Modellozean ist dort gegenüber dem durch die Mittelung der Daten stark geglätteten Signal des Schelfwassers ("Slope Water") zu warm. Das annähernd von der östlichen Berandung bis etwa 40° W auftretende wärmere Wasser der Hauptsprungschicht ist ein Ergebnis des in diesem Breitenbereich und weiter nördlich stattfindenden Wärmegewins des Ozeans (vgl. Abb. 6.4). Dabei gelangen im Vergleich zu den Beobachtungen zu warme, rezirkulierende Wassermassen durch Absinkvorgänge bis in über 1000 m Tiefe.

Es sei bereits an dieser Stelle auf die deutliche Temperaturabnahme im Bereich des Mittelmeerwassers hingewiesen. Durch eine fehlende Quelle ist der östliche Tiefenbereich um 1000 m deutlich kälter (und salzärmer) als die Beobachtungen. In Kapitel 7.2 wird die Problematik einer fehlenden Mittelmeerwasserquelle eingehender untersucht. In den Abbildungen 6.21d-f der optimierten Temperaturfelder zeigt ISOHYD im Randstrombereich gegenüber CONHYD und KARHYD eine verstärkte Isothermenneigung. Gleichzeitig erfaßt der Kern des warmen Golfstromwassers einen größeren Tiefenbereich. Beide Effekte bewirken, daß ISOHYD den Beobachtungen am ehesten entspricht.

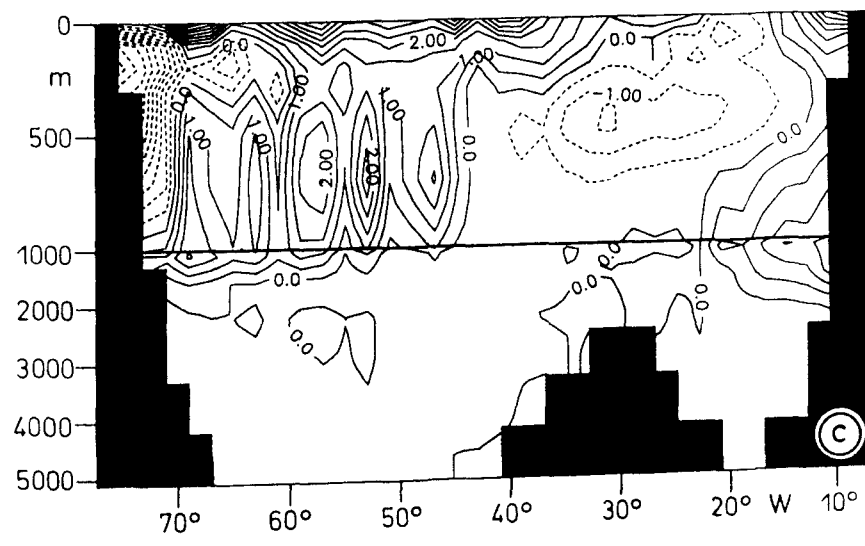
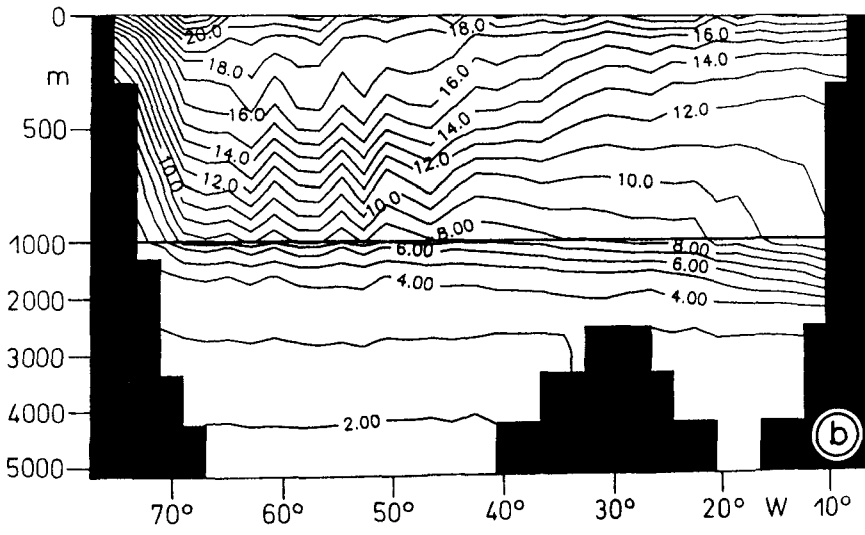
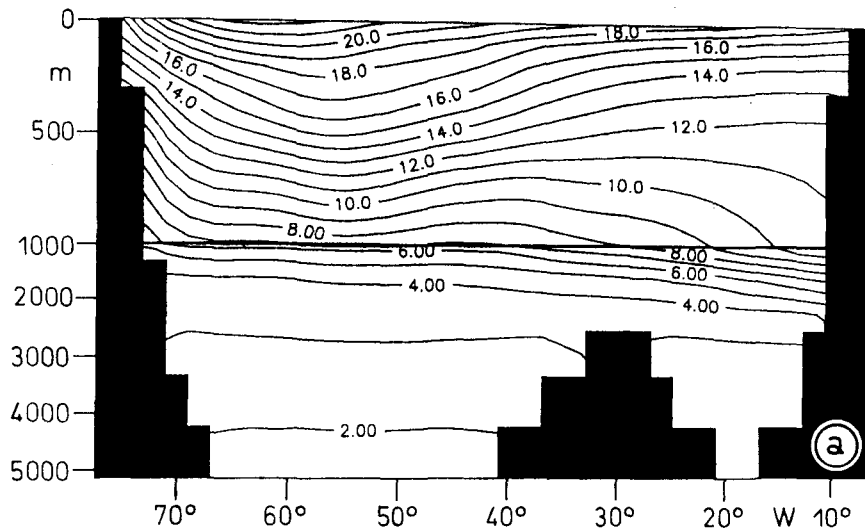


Abb. 6.21a-c

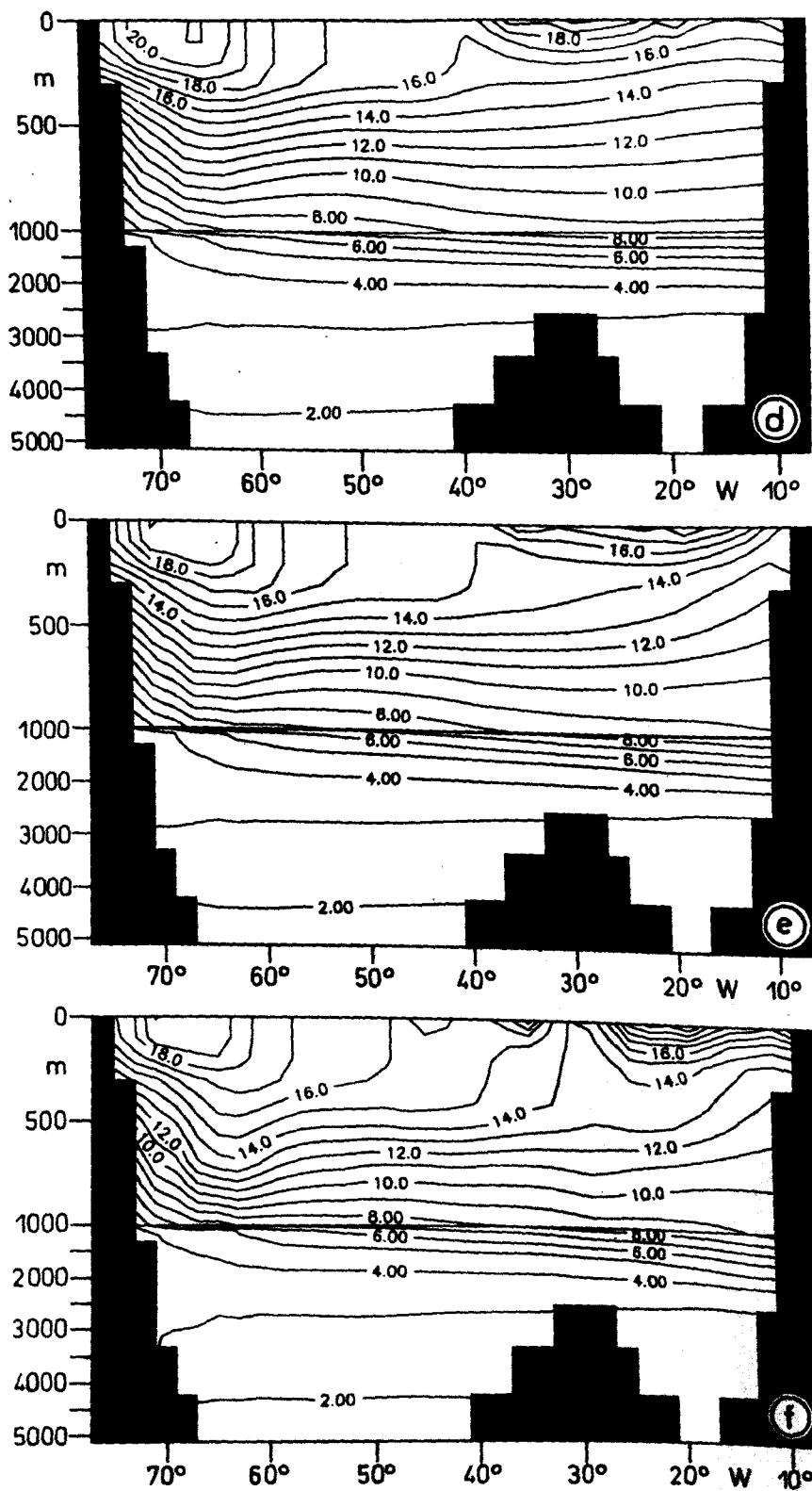


Abbildung 6.21: Potentielle Temperatur entlang 37° N.  
 a) Levitus-Daten, b) Hydrographische Daten; Isolinienabstand: 1.0 °C.  
 c) Daten – Modell Differenz Experiment KARHYD; Isolinienabstand: 0.5 °C.  
 d) Experiment ISOHYD, e) Experiment KARHYD, f) Experiment CONHYD;  
 Isolinienabstand: 1.0 °C.

Die in den Daten enthaltene Absenkung der Isothermen ("bowl shape") bei etwa 55° W bildet das Zentrum des subtropischen Wirbels auf dieser geographischen Breite. Keine der hier benutzten Modellversionen kann diese Struktur unterhalb der durchmischten Schicht reproduzieren, was ein mehrfach beobachtetes und diskutiertes Problem des GFDL-Modells darstellt (GERDES, 1988, MAROTZKE & WUNSCH, 1993).

In den Abb. 6.21d-f lassen sich Bereiche konstanter Temperatur oberhalb von 400 bzw. 500 m feststellen, die sich von etwa 40° W bis in den Bereich des westlichen Randstroms erstrecken. Starke Wärmeabgaben und Verdunstung bewirken einen Dichtegewinn sowie eine konvektive Durchmischung der oberen Wassersäule mit homogenen Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen. Östlich davon erstreckt sich bis zur Küste das Gebiet mit Wärmeaufnahme des Ozeans, so daß sich eine flache Sprungschicht ausbilden kann. Alle Experimente stimmen qualitativ in diesen Strukturen überein. In den Daten ist hingegen kein Bereich durchmischter Wassermassen im westlichen Becken zu erkennen, so daß die Modelltemperaturen dort durchweg kälter sind als die Beobachtungen.

Das Experiment CONHYD entspricht in seinem hydrographischen Aufbau, mit Ausnahme der schwächeren Gradienten in Frontalregionen, weitgehend den Ergebnissen von ISOHYD, so daß hier auf eine Darstellung verzichtet wird. Hingegen ergeben sich aus KARHYD einige zusätzliche Schlußfolgerungen, deren Ausgangssituationen zunächst mit ISOHYD verglichen werden sollen.

Einen Überblick über die beckenweiten Abweichungen des Modells von den hydrographischen Beobachtungen vermittelt Abb. 6.22 in Form der zonal gemittelten, für alle Modellniveaus dargestellten Daten-Modell Differenzen. ISOHYD zeigt an der Oberfläche nördlich von 45° N eine bis zum Nordrand des Modells durchgehende Zone zu kalten Oberflächenwassers (Abb. 6.22a); das Signal ist bis in eine Tiefe von 451 m zu verfolgen. Unterhalb von 1000 m und nördlich von 50° N ist der Modellozean gegenüber den Beobachtungen zu warm. Dies ist eine Konsequenz der vom Modell nur unzureichend wiedergegebenen Zirkulation über das schottisch-grönländische Rückensystem (siehe Abschnitt 6.3.2). Außerdem macht sich am nördlichen Modellrand die geschlossene Berandung bemerkbar, da keine der Realität entsprechende Wechselwirkung mit den arktischen Wassermassen stattfinden kann. Ein zu warmer und salzreicher Modellozean ist um 45° N bis in eine Tiefe von 714 m feststellbar. Diese Anomalie ist ursächlich mit der unrealistischen Wassermassenstruktur vor Neufundland verbunden, die sich entlang des Nordatlantischen Stroms bis in mittlere Tiefen (1088 m) verfolgen läßt. Außerdem sind in den zentralen Subtropen ( $\approx 25^\circ$  N) und in der äquatorialen

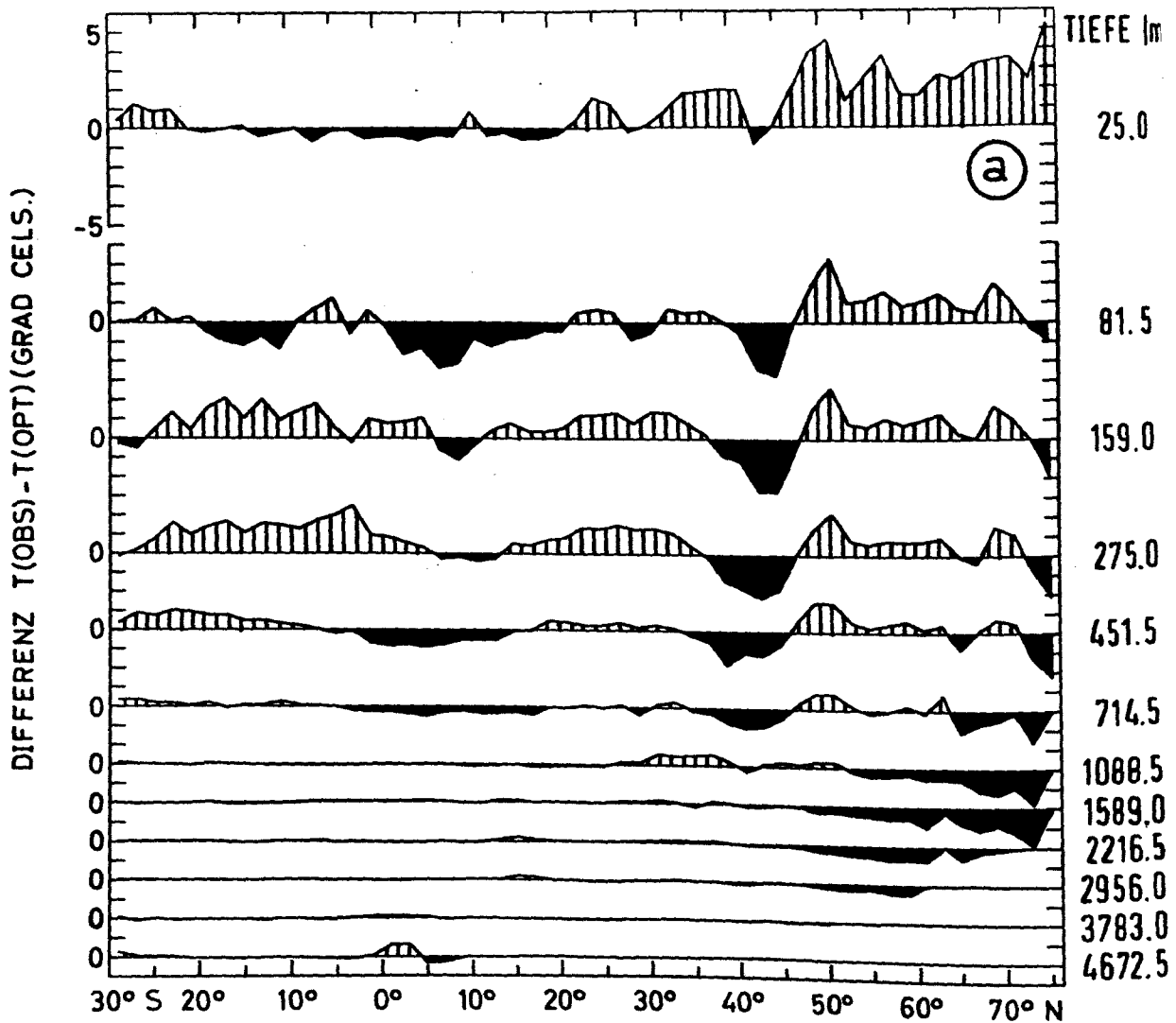


Abb. 6.22a

Region weite Teile der mittleren Hauptsprungschicht (159 m - 451 m) zu kalt und salzarm, während der Bereich des Nordäquatorialstroms (5° - 15° N) durch die starke Erwärmung und Verdunstung zu warm und salzreich ist.

Die für ISOHYD geschilderten zonalen Modell-Daten Differenzen lassen sich mit einer Ausnahme auch auf KARHYD übertragen (Abb. 6.22b). Im Vergleich zu den hydrographischen Daten existiert in KARHYD (und KARLEV) ein subtropischer Südatlantik, der im zonalen Mittel unterhalb der Oberflächenschicht deutlich zu kalt ist (Abb. 6.22b, 6.23). Während sich die obere Modellschicht bei 17° S stark erwärmt und zu warm ist (vgl. Abb. 6.2, 6.4), sind die zweite und dritte Schicht durch Temperaturanomalien bis in den nordäquatorialen Bereich hinein gekennzeichnet, die um 10° S Differenzen bis 8 °C erreichen. Das kalte und salzarme Wasser, welches mit dem Südäquatorialstrom

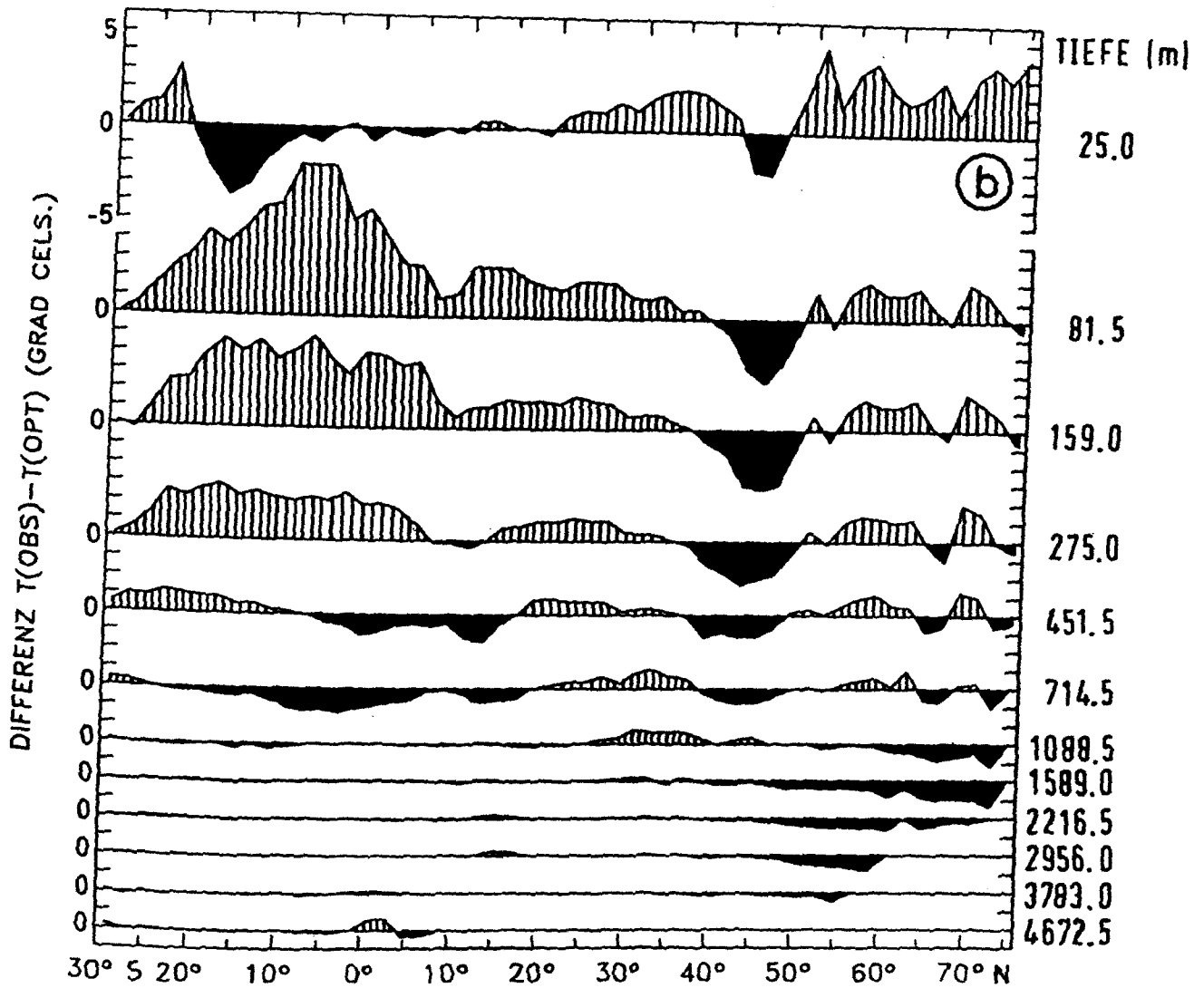


Abbildung 6.22: a,b) Zonal gemittelte Daten – Modell Differenzen der potentiellen Temperatur ( $^{\circ}\text{C}$ ). a) Experiment ISOHYD, b) Experiment KARHYD.

(SEC) nach Nordwesten transportiert wird, entstammt, wie bereits in Abschnitt 6.2 erwähnt, dem starken Auftriebsgebiet vor Südwestafrika. Dort treten windbedingte Vertikalgeschwindigkeiten bis zu einigen  $10^{-6} \text{ m/s}$  in einem Streifen von etwa  $20^{\circ} \text{ S}$  bis  $35^{\circ} \text{ S}$  in den oberen Modellniveaus auf, was im Bereich beobachteter Werte liegt (NELSON & HUTCHINGS, 1983) und einem aufwärtsgerichteten Volumentransport von 1 - 2 Sv entspricht. In der darüberliegenden oberen Modellschicht erhöht sich in den Subtropen der Südhemisphäre die Temperatur langsam durch Wärmeaufnahme. Durch die Erwärmung wird jedoch die statische Stabilität der Schichtung erhöht und der von der Dichteschichtung abhängige vertikale Diffusionskoeffizient großskalig auf Werte kleiner als  $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  verringert (Abb. 6.25a). Dies hat einen verringerten dif-

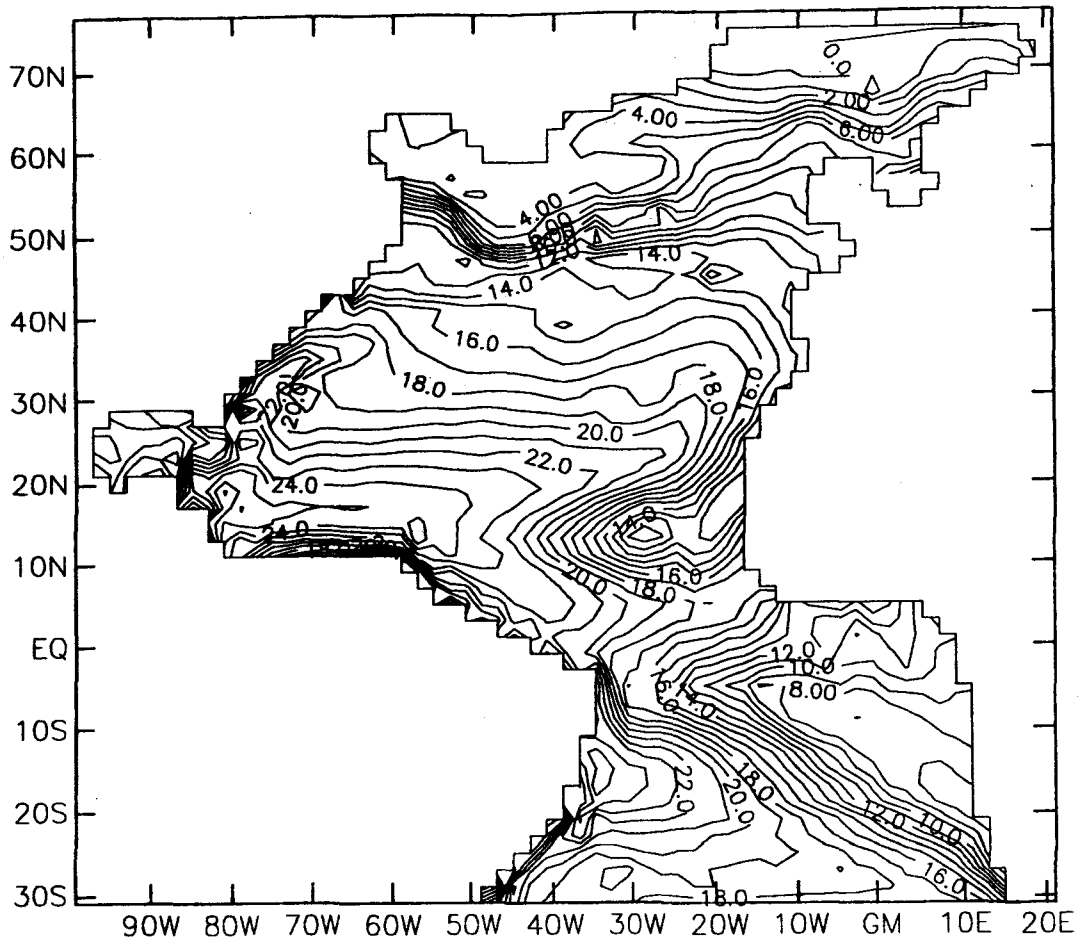


Abbildung 6.23: Potentielle Temperatur in 81.5 m Tiefe.  
 Experiment KARHYD. Isolinienabstand: 1.0 °C.

fusiven Austausch über die Berandung der beiden oberen Modellschichten zur Folge, so daß die Erwärmung im wesentlichen auf das obere Modellniveau beschränkt bleibt. Die vertikale Advektion ist zu gering, um eine merkliche Erhöhung des Austauschs zu bewirken. Entsprechendes gilt für den aus dem subtropischen Verdunstungsüberschuß resultierenden erhöhten Oberflächensalzgehalt (Abb. 6.24). Der Dichtegewinn durch Verdunstung kann jedoch den Verlust durch Erwärmung nicht ausgleichen, so daß die isolierende Wirkung der geringen vertikalen Diffusion zwischen erster und zweiter Modellschicht bis in Äquatornähe bestehen bleibt und erst dort durch die stärkere Vermischung im äquatorialen Stromsystem beseitigt wird.

Das in Abb. 6.23, 6.24 erkennbare kalte und salzarme Wasser vor der Küste Westafrikas weicht in seinem Zentrum bei 14° N, 29° W um mehr als 6 °C von den hydrographischen Beobachtungen ab. Der Dichtegewinn durch Verdunstung wird in dieser Region ebenfalls durch die Wärmeaufnahme des Ozeans überkompensiert, so daß eine Stabilisierung der oberen Modellschicht stattfindet. Dabei ist das zu kalte Wasser bis in Tiefen von 450



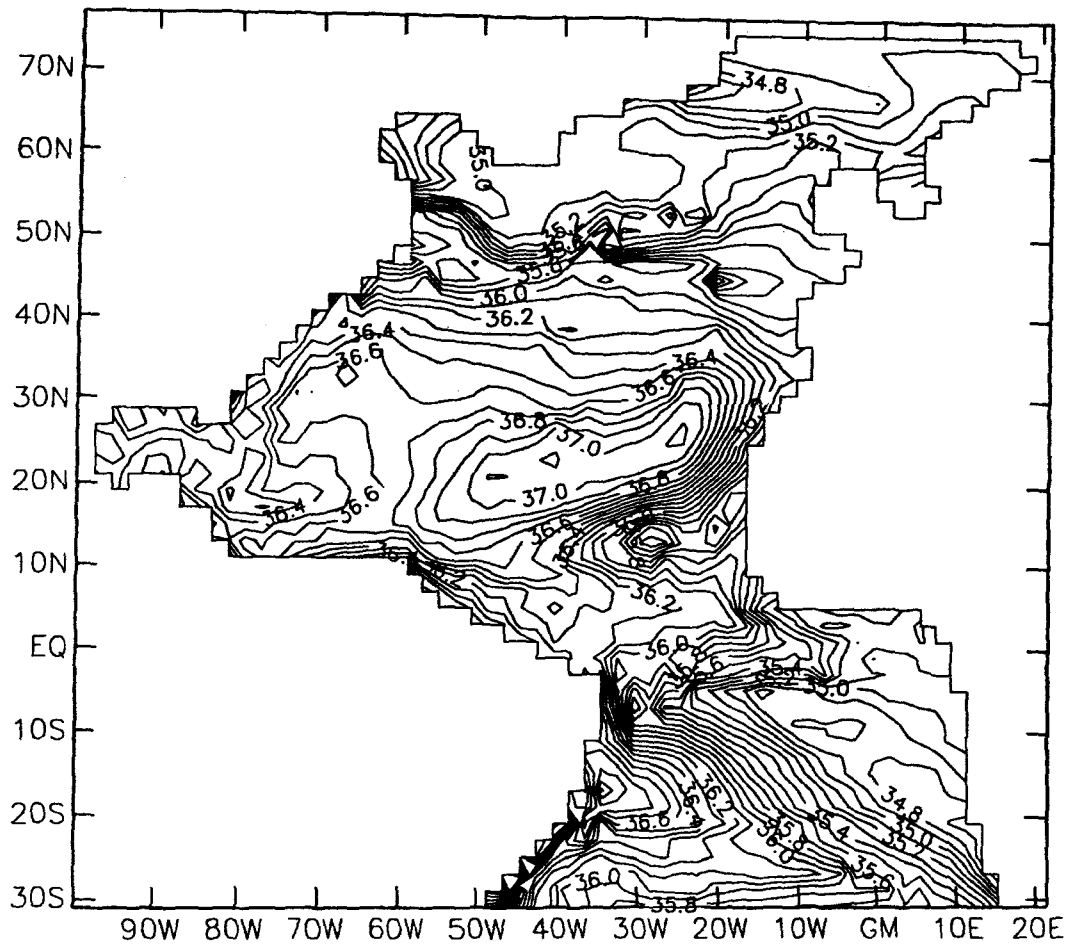
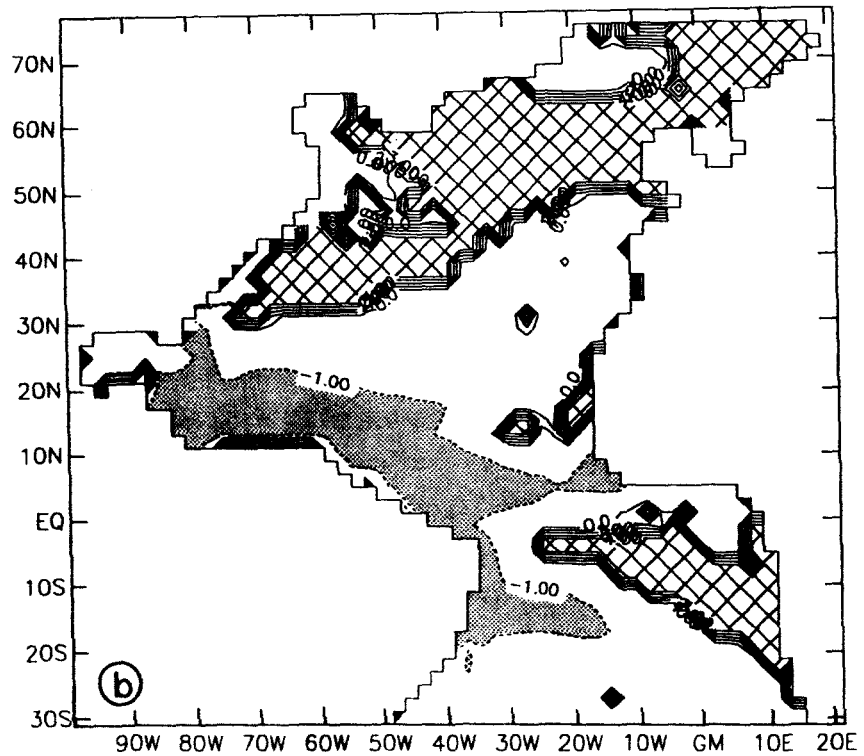
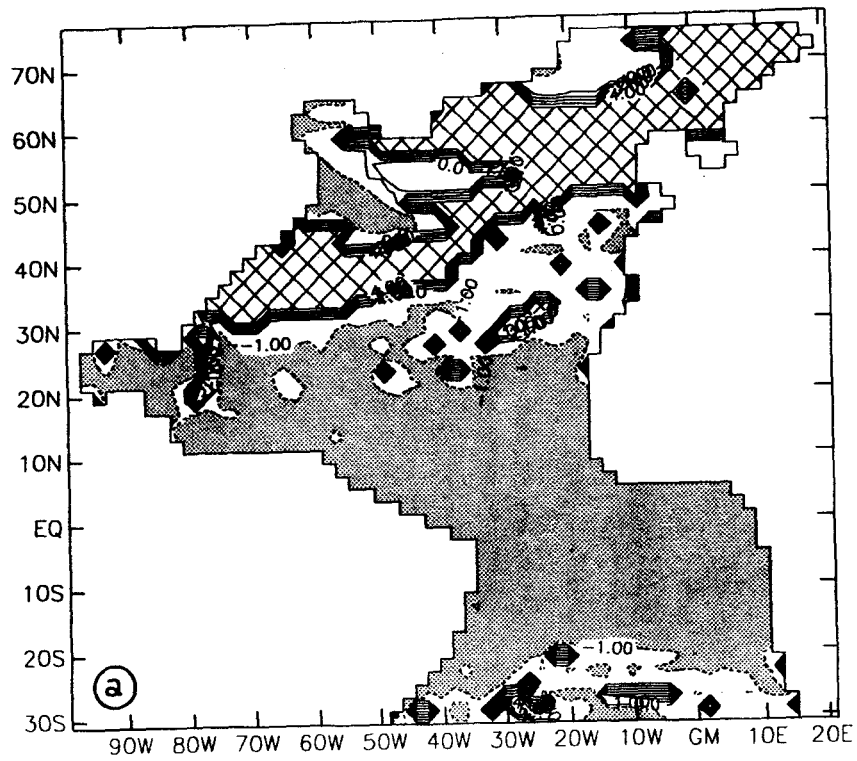


Abbildung 6.24: Salzgehalt in 81.5 m Tiefe. Experiment KARHYD.  
Isolinienabstand: 0.1 PSU.

*m* feststellbar. Durch die südwestwärtige Strömung des Nordäquatorialstroms (NEC) und durch die ostwärtige Zirkulation des Nordäquatorialen Gegenstroms (NECC) entsteht ein zyklonaler Wirbel. Die Zufuhr von kaltem, küstennahem Auftriebswasser hat zur Folge, daß ein permanenter Konvektionsprozeß in Gang gesetzt wird, der wiederum selbst zur Aufrechterhaltung des kalten Wasserkerns beiträgt (Abb. 6.25b). Zwar zeigt der kalte Wirbel des Modells typische Eigenschaften des „Guinea-Doms“ (vertikale und horizontale Ausdehnung, Rotationsgeschwindigkeit; SIEDLER et. al., 1992), die dynamischen Ursachen, die zur Aufrechterhaltung beider Phänomene führen, sind jedoch teilweise unterschiedlich (Kaltwasserzufuhr und Konvektion im Modell, Aufwölbung der Isopyknen und auch unterhalb der Sprungschicht starke vertikale Gradienten der Hydrographie in den Beobachtungen). Neben der Diskrepanz zwischen beobachteter und Modell-Hydrographie stimmen auch die Positionen des beobachteten Guinea-Doms bei  $9^{\circ}$  N,  $25^{\circ}$  W im Sommer, bzw.  $10.5^{\circ}$  N,  $22^{\circ}$  W im Winter nicht mit den Positionen der Modellzyklone überein.



**Abbildung 6.25: Logarithmische Darstellung des vertikalen Diffusionskoeffizienten:  $\log K_v$  ( $\text{cm}^2/\text{s}$ ). a) Zwischen 1. und 2. Modellschicht, b) zwischen 2. und 3. Modellschicht. Experiment KARHYD. Isolinienabstand:  $n \cdot \log K_v$ ,  $n=1, \dots, 4$ . Schraffiert:  $K_v < 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ , gerastert:  $K_v = 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  (Konvektive Durchmischung).**

Ein Vergleich mit den von PHILANDER & PACANOWSKI (1986) im Rahmen eines saisonalen äquatorialen Zirkulationsmodells mit Richardson-Zahl-abhängiger vertikaler Vermischung erhaltenen Ergebnissen zeigt im oberen Ozean bei 11° N, 31° W ein ganzjähriges Minimum des Wärmeinhalts. SARMIENTO (1986) kommt im Rahmen von Modelluntersuchungen bezüglich des atlantischen Wärmebudgets mit ebenfalls Richardson-Zahl abhängiger Vermischung zu dem Schluß, daß die Wärmespeicherungs-raten des Modells im südöstlichen Nordatlantik im Vergleich zu Beobachtungen aufgrund einer besonders in den Sommermonaten vorherrschenden stabilen Schichtung zu gering sind. SARMIENTO führt dies auf eine zu geringe vertikale Vermischung zurück und hält eine Verbesserung durch eine zusätzliche windgetriebene Konvektion für sinnvoll. Offensichtlich neigen Modelle mit variabler vertikaler Diffusion in diesem Gebiet zu einer verminderten vertikalen Vermischung aufgrund der stabilisierenden Wirkung der thermohalinen Oberflächenflüsse, was deutliche Abweichungen der Modellhydrographie von den Beobachtungen zur Folge hat.

Sieht man von der unmittelbar mit der Atmosphäre in Kontakt stehenden oberen Modellschicht ab, so ist das beschriebene Phänomen eines vom direkten thermohalinen Antrieb isolierten Ozeans auf die hier vorgenommene Wahl zur Parametrisierung der vertikalen Vermischung und der thermohalinen Flußrandbedingungen zurückzuführen. Bei Experimenten mit einem geänderten Windfeld (Kapitel 8) ergab sich in KARHYD eine Verringerung der Modell-Daten Differenzen in den oben angesprochenen Regionen im Südatlantik und vor Westafrika. Die veränderte Wechselwirkung zwischen windgetriebener und thermohaliner Zirkulation läßt beispielsweise die anomale zyklonale Zelle vor Westafrika verschwinden; die Tendenz einer zu kalten und zu salzarmen Hydrographie bleibt allerdings mit stabilitätsabhängiger Vermischung in diesen Modellregionen weiterhin bestehen. Grundsätzlich läßt sich das Problem isolierter oberflächennaher Bereiche durch vergleichsweise größere (und konstante) vertikale Diffusionskoeffizienten in der Hauptsprungschicht umgehen (Experimente CONLEV und CONHYD). Dies bedeutet einerseits die Aufgabe der erhofften realistischeren Diffusionsparametrisierung und bewirkt andererseits eine übermäßig starke, nicht überall den Beobachtungen entsprechende vertikale Vermischung der Wassermassen, wie sie beispielsweise von BRYAN (1987) beschrieben wurde.

Die in Abschnitt 6.1 diskutierten Ergebnisse der Kostenfunktion erlauben eine geographische Darstellung der zeitlichen Driften der Modelle. Die Residuen von Temperatur und Salzgehalt bezüglich der Stationaritätsforderung sind bei den einzelnen Experimenten stark verrauscht, weshalb sich eine generelle Diskussion schwierig ge-

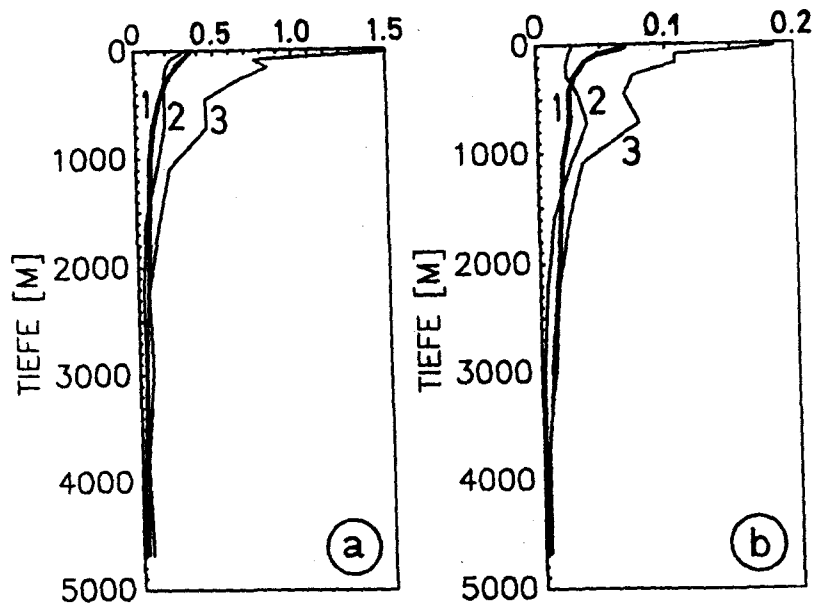


Abbildung 6.26: Horizontal gemittelte RMS-Abweichungen der zeitlichen Drift des optimierten Modellzustands nach 5 Jahren Integrationszeit.

a) Potentielle Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$  und b) Salzgehalt in PSU.

Kurve 1: A priori Stationaritätsfehler  $\sigma_{\Delta T, S}$ ,

Kurve 2: Experiment CONLEV,

Kurve 3: Experiment KARHYD.

staltet. In Abb. 6.26a,b sind jeweils für das Experiment mit der größten (KARHYD) und kleinsten (CONLEV) zeitlichen Variabilität die beckenweit gemittelten zeitlichen RMS-Driften für den fünfjährigen Integrationszeitraum angegeben. Während im Experiment CONLEV die RMS-Abweichungen um den a priori Wert schwanken und mit den globalen Fehlerannahmen eines stationären Ozeans in etwa konsistent sind, zeigt der Kurvenverlauf aus KARHYD große Abweichungen im oberflächennahen Bereich. Diese Abweichungen lassen sich insbesondere auf großskalig auftretende zeitliche Fluktuationen im Bereich der subarktischen Front und auf dem Neufundlandschelf zurückführen. In den anderen Experimenten traten zusätzlich deutliche Driften in isoliert liegenden Modellbereichen wie der Karibik oder der Nordsee auf. Einen Eindruck von der geographischen Verteilung der Driften vermittelt in Abb. 6.27 die zeitliche Änderungsrate des Oberflächensalzgehalts aus KARHYD. In dieser Darstellung treten entlang der subarktischen Front innerhalb des fünfjährigen Integrationszeitraums lokale Salzgehaltsfluktuationen mit Maximalwerten bis zu 1.6 PSU auf. Das Modell ist in der vorgegebenen

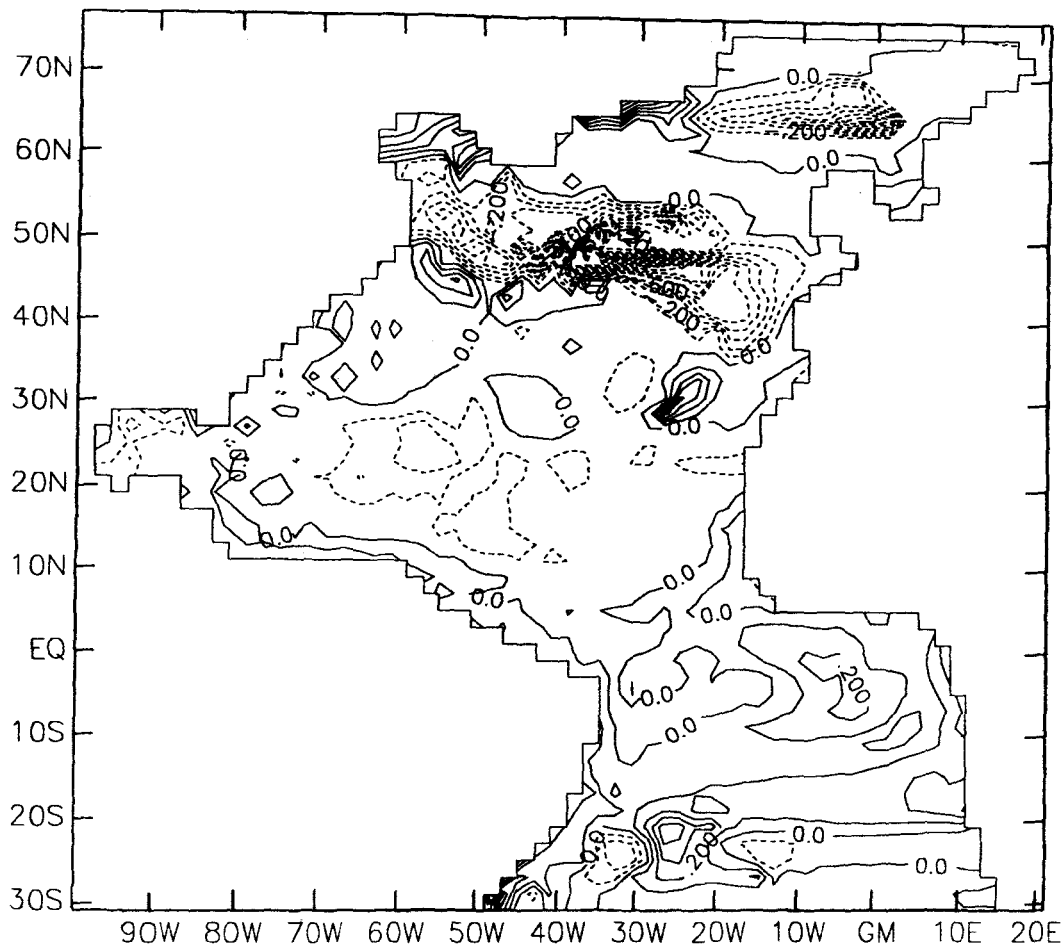


Abbildung 6.27: Zeitliche Änderungsrate des Oberflächensalzgehalts  $S_f - S_0$  für eine Integrationszeit von 5 Jahren. Experiment KARHYD. Isolinienabstand: 0.1 PSU.

Konfiguration mit fest vorgeschriebenen Oberflächenflüssen während einer Vorwärtsintegration nicht in der Lage, im Bereich um  $50^\circ$  N eine stationäre und mit den Daten kompatible Lösung zu finden. Demgegenüber sind die zeitlichen Änderungsraten der anderen Modellregionen in Abb. 6.27 vergleichsweise gering, und die mit dem a priori Fehler gewichteten Abweichungen liegen in weiten Bereichen unterhalb einer Standardabweichung.

### 6.3.2 Mittlere Zirkulation

Wie bereits in Kapitel 2 dargelegt wurde, werden keine Geschwindigkeitsbeobachtungen in das Modell assimiliert. Durch die weitgehend geostrophische Anpassung des Geschwindigkeitsfeldes beeinflussen jedoch die optimierten Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt maßgeblich die großräumige Zirkulation. Der Aspekt der Modellverifizierung bezüglich der Zirkulation beschränkt sich hier auf einen Vergleich mit

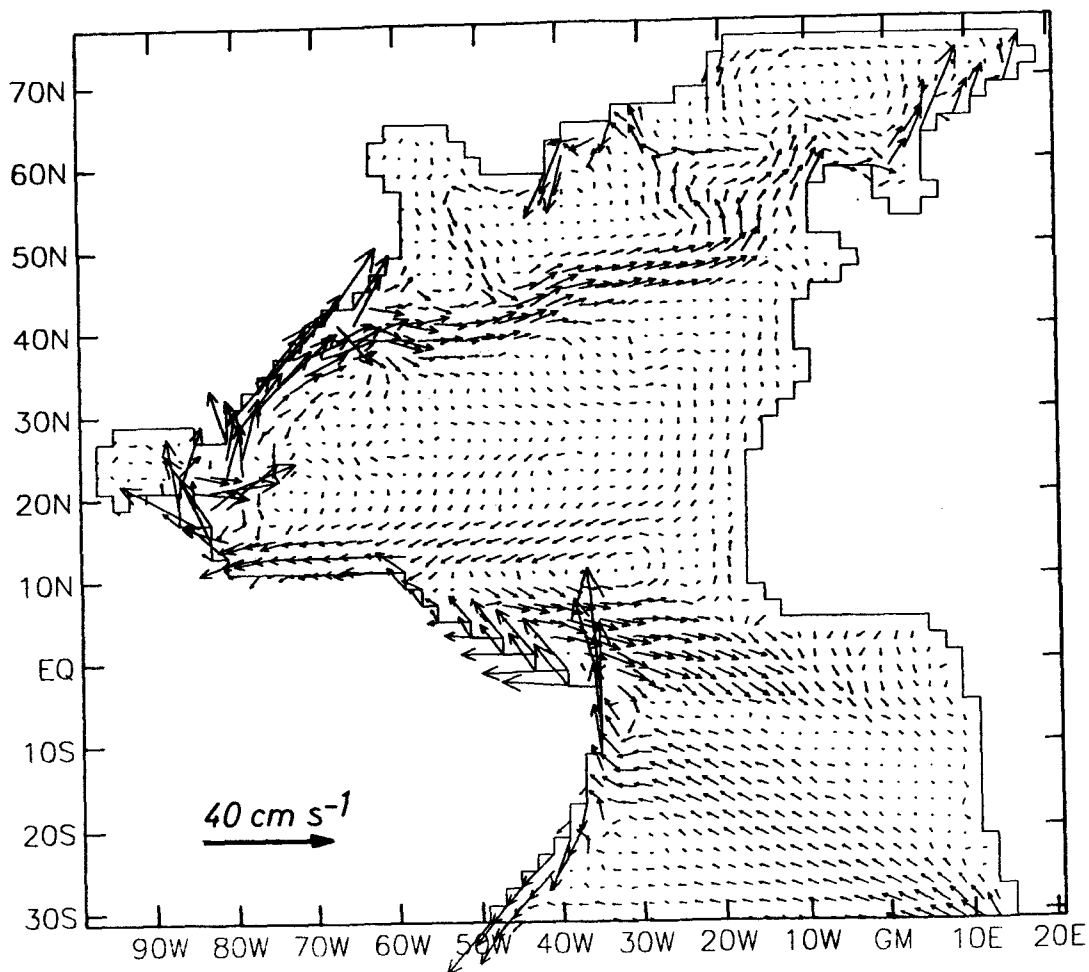


Abbildung 6.28: Geschwindigkeitsvektoren in 81.5 m Tiefe.  
Experiment ISOHYD.

einigen publizierten Beobachtungen. Unterhalb der Hauptsprungschicht befinden sich die Modellfelder von Temperatur und Salzgehalt noch weitgehend bei den Beobachtungen, so daß das Dichtefeld annähernd der Ausgangsverteilung entspricht. Dies und der konstante Windantrieb für den externen Mode des Modells haben zur Folge, daß in größeren Tiefen Unterschiede bezüglich der mittleren Zirkulation zwischen den einzelnen Experimenten kaum feststellbar sind. Modifikationen der im folgenden vorgestellten Zirkulationsmuster sind in allen Experimenten enthalten, allerdings sind die Unterschiede im Rahmen der Modellgenauigkeit, sofern nicht erwähnt, vernachlässigbar. Die Darstellungen beschränken sich deshalb in diesem Abschnitt auf zwei horizontale Modellniveaus und zwei Zonalschnitte der Geschwindigkeit.

Ausgehend vom Benguelastrom und der südlich von 30° S gelegenen Anpassungszone an Levitus-Daten führt der Südäquatorialstrom (SEC) Wassermassen in nordwestliche Richtungen (Abb. 6.28). Der Kern des SEC ist dabei unterhalb einer südwärts gerichteten Ekmandrift auf die oberen 500 m des Modells beschränkt (Abb. 6.29a). Das

Stromband des SEC fächert sich an seiner südlichen Flanke in westwärtige Strömungskomponenten auf, die in den Brasilstrom mit einem Transport von  $9.1 Sv$  bei  $20^\circ S$  (ISOHYD) münden. Der größte Teil des SEC, der bei  $35^\circ W$  die Küsten Brasiliens und Guyanas erreicht, geht direkt in den energiereichen Nordbrasilstrom (NBC) über. Diese Modellergebnisse entsprechen Beobachtungen der mittleren Zirkulation im Südatlantik (REID, 1989, PETERSON & STRAMMA, 1991).

Der Nordäquatoriale Gegenstrom (NECC) erscheint als breite, ostwärts gerichtete Strömung, die außerhalb der Küstenregionen ein Gebiet von etwa  $10^\circ N$  bis  $5^\circ S$  erfaßt. Die Dynamik des äquatorialen Stromsystems wird mangels räumlicher und saisonaler Auflösung nur unvollständig wiedergegeben. So existiert in diesem grobauflösenden Modell kein äquatorialer Unterstrom, der mit einer Halbwertsbreite von  $1.5^\circ$  vom Modell nicht aufgelöst werden kann. Die starken saisonalen Richtungsänderungen des Nordbrasilstroms, so wie sie anhand von Beobachtungen belegt sind (DIDDEN & SCHOTT, 1992), können vom Modell im Rahmen der mittleren Zirkulation nur teilweise wiedergegeben werden. Die beobachtete Saisonalität äußert sich derart, daß die Oberflächenströmung von Juli bis Dezember die Küste verläßt und den ostwärtigen Nordäquatorialen Gegenstrom speist, während im übrigen Jahr der Nordbrasilstrom äquatoriale Wassermassen bis in die Karibik transportiert. Die verschiedenen Pfade des NBC sind ebenfalls im Modell zu erkennen. Der überwiegende Teil des Nordbrasilstroms retroflektiert in den Nordäquatorialen Gegenstrom, ein kleinerer Zweig setzt seinen Weg als Küstenstrom bis in die Karibik fort.

Nordäquatorialer Gegenstrom und der Einstrom in die Karibik werden zusätzlich vom Nordäquatorialstrom versorgt. Daran anschließend, bildet die Karibik den Ausgangspunkt für den Golfstrom und späteren Nordatlantischen Strom (NAC). Der westliche Randstrom ist bei  $36^\circ N$  (Abb. 6.29b) auf einen Tiefenbereich oberhalb von  $1500 m$  beschränkt, während Beobachtungen auf eine Fortsetzung des Golfstroms bis in bodennahe Schichten hindeuten (CLARKE et. al., 1980, LEAMAN et. al., 1989). Die Golfstromtransporte bei  $36^\circ N$  variieren in den einzelnen Experimenten zwischen  $76.0$  und  $89.6 Sv$  (Tab. 6.2). LEAMAN et. al. (1989) erhalten aus Messungen des Golfstromtransportes bei Cape Hatteras ( $35^\circ N$ ) Jahresmittelwerte für den Transport von  $93.7 Sv$  bis zum Boden und  $86.8 Sv$  bis in  $2000 m$  Tiefe. Die von den Modellen gelieferten Werte sind wegen zu niedriger Geschwindigkeiten teilweise deutlich geringer als die Beobachtungen.

Neben den bereits erwähnten Modellunterschieden bezüglich der Lage der Golfstromfortsetzung südöstlich des Neufundlandschelfs bestehen weitere Unterschiede im Verlauf des Nordatlantischen Stroms und in den einzelnen Komponenten der Rezirkulation.

Experiment	Golfstrom	Tiefer westlicher Randstrom		
	36° N	36° N	24° N	20° S
<b>KARLEV</b>	78.3	23.5	18.1	13.6
<b>ISOLEV</b>	76.0	22.3	18.3	15.3
<b>CONLEV</b>	88.2	28.5	19.5	13.8
<b>KARHYD</b>	84.1	28.5	17.4	13.8
<b>ISOHYD</b>	77.6	22.1	14.6	13.7
<b>CONHYD</b>	89.6	34.2	20.9	7.6

Tabelle 6.2: Transporte ( $Sv$ ) des Golfstroms und des tiefen westlichen Randstroms, berechnet von der Küste bis zur Nulllinie der Meridional Komponente der Geschwindigkeit. Die Nulllinien der Meridionalgeschwindigkeiten sind teilweise unterschiedlich. Typische Werte der Randstrombreiten liegen bei fünf Modellgitterpunkten für die angegebenen Breitengrade. Tiefenbereich des Golfstroms: 0 – 1306 m (Untergrenze 7. Modellbox). Tiefenbereich des tiefen westlichen Randstroms: 1306 m – Boden.

Die subtropische Rezirkulation erfolgt in den Modellen im wesentlichen über drei identifizierbare Strombänder. Die am weitesten westlich gelegene Zelle östlich von ca. 65° W entspricht der Rezirkulation in der Sargassosee. In ISOHYD (Abb. 6.28) wird als einzigem Experiment eine Ablösung vom NAC zwischen 38° und 40° W sichtbar, die in ihrem weiteren Verlauf mit dem Azorenstrom (AC) assoziiert werden kann (KLEIN & SIEDLER, 1989). Die anderen Experimente zeigen in diesem Bereich nur eine in die großräumige Rezirkulation eingebettete schwache Strömung. Im Nordostatlantik ist andeutungsweise der Portugalstrom zu erkennen, der Wassermassen nordatlantischen Ursprungs südwärts transportiert. Vor Nordwestafrika vereinigt sich diese Strömung mit dem Azorenstrom zu einer breiten südwärtigen Strömung, die anschließend in den Nordäquatorialstrom mündet.

Ab etwa 50° N, 35° W ändert der Nordatlantische Strom seine Richtung gen Norden und spaltet sich bei ca. 60° N auf, wobei der größere Ast den Norwegenstrom speist. Zwischen 60° N und dem nördlichen Modellrand entsteht in der Grönland-Island-Norwegensee eine geschlossene zyklonale Zirkulation mit einem starken Norwegenstrom ( $v_{max} = 30.0 \text{ cm/s}$ ). Der kleinere Ast des NAC erreicht über die Irmingersee die Küste Grönlands und bildet dort den südwestwärtigen Ostgrönlandstrom. Daran schließt sich der deutlich schwächere Westgrönlandstrom an, der in den Labradorstrom übergeht. Letzterer vereinigt sich bei 45° N, 48° W mit dem Nordatlantischen Strom



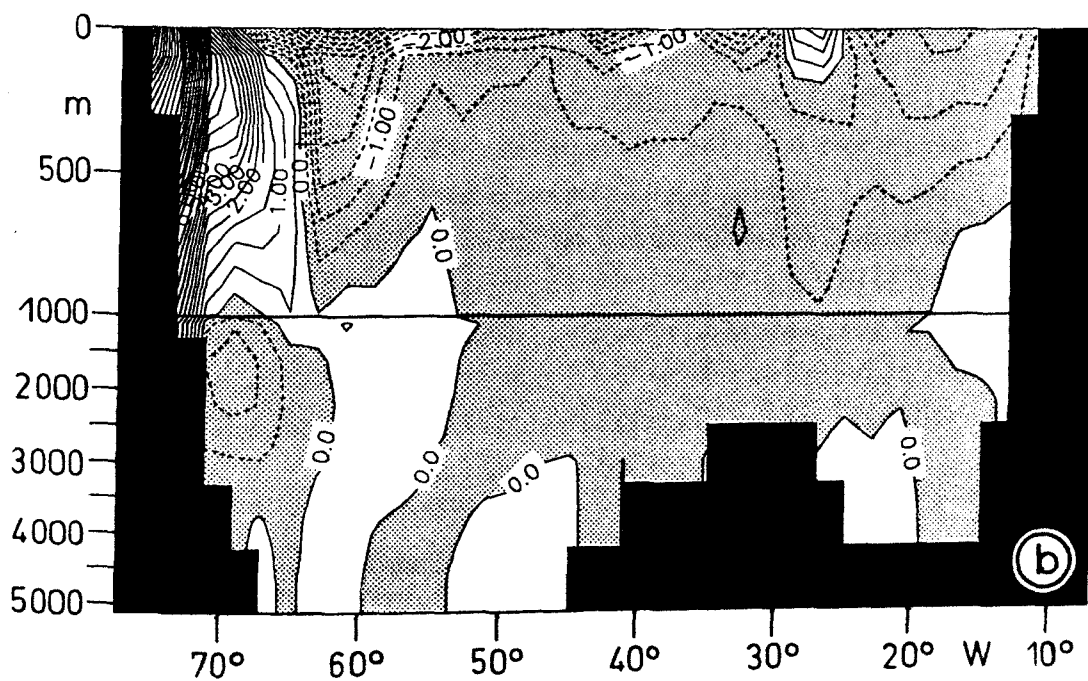
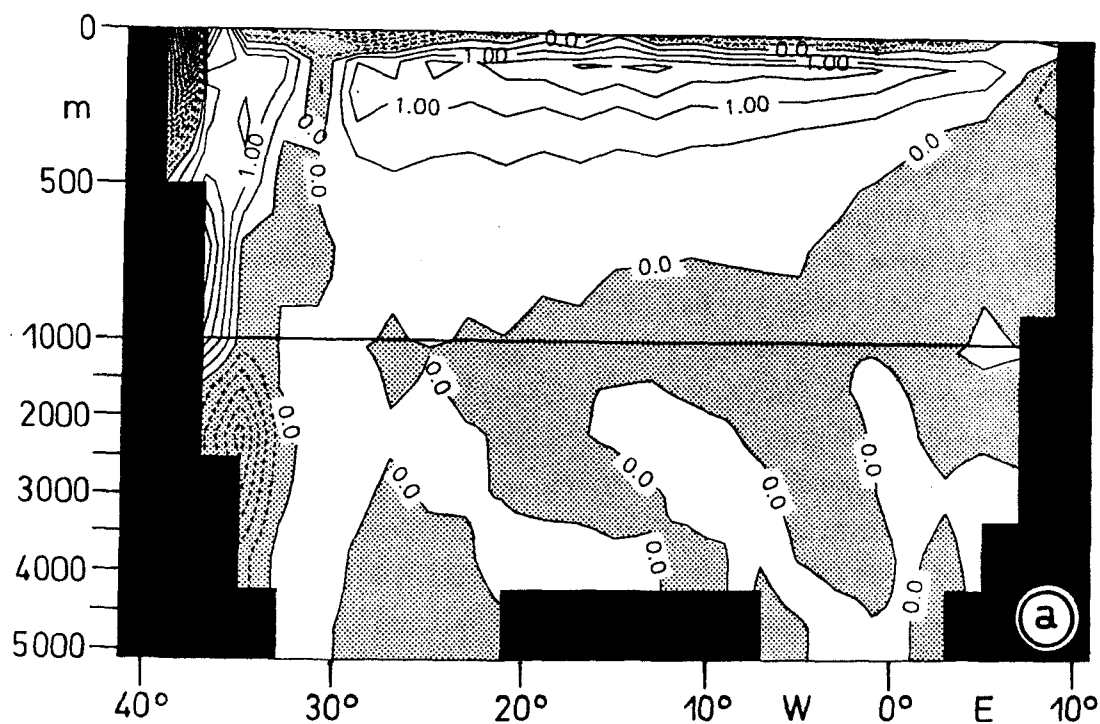


Abbildung 6.29: Zonalschnitte der Geschwindigkeit. Experiment ISOHYD.

a) 20° S, b) 36° N. Isolinienabstand: 0.5 cm/s.

Südwärtige Geschwindigkeiten sind gerastert dargestellt.

und schließt damit die zyklonale Zirkulation des subarktischen Wirbels.

Die für die thermohaline Umwälzbewegung bedeutsame Transformation von Oberflächenwasser in Tiefenwasser findet in allen Modellversionen südöstlich von Grönland und zu einem geringeren Teil in der Norwegensee statt (vgl. Abb. 6.16). Insbesondere in der Irmingersee und an der ostgrönländischen Küste liegen die Quellregionen für den tiefen westlichen Randstrom (DWBC) der verwendeten Modellversionen (Abb. 6.30). Damit wird von den Modellen nur ein Teil der aus Beobachtungen ableitbaren Tiefenwasser-Entstehungsgebiete erfaßt (Island-, Norwegen-, Grönland- sowie Labradorsee; McCARTNEY & TALLEY, 1984, SMETHIE & SWIFT, 1989). Ein weiteres Modelldefizit liegt in dem zu geringen Einstrom über das Grönland-Schottland-Rückensystem. Eine auf Langzeitmessungen basierende Transportbestimmung entlang des ostgrönländischen Schelfs in Kombination mit einem Tracer-Modell ergab einen Einstrom durch die Dänemarkstraße von 2.9 Sv (DICKSON et. al., 1990). Durch Hinzunahme von Transportabschätzungen anderer Autoren für den Faroer-Bank-Kanal sowie kleinerer Durchlässe erhalten DICKSON et. al. einen Gesamtbeitrag am tiefen westlichen Randstrom durch "Overflow"-Wasser von etwa 5.6 Sv. In den hier verwendeten Modellversionen variiert der gesamte Umwälzanteil an der Zirkulation nördlich von etwa 66° N nur zwischen 3 und 4 Sv (Abb. 6.31). Dies ist einerseits auf die grobe Modellauflösung, mit der das Rückensystem nicht realistisch dargestellt wird, zurückzuführen. Der zweite Aspekt ist im modifizierten Dichtefeld der Beobachtungsdaten im Bereich der Rücken zu suchen. Die räumlich geglätteten Levitus-Daten beinhalten nicht die kalten, bodennahen Overflow-Wassermassen der Dänemarkstraße (DSOW), die einen wesentlichen Anteil am tiefen westlichen Randstrom haben (McCARTNEY & TALLEY, 1984, DÖSCHER et. al., 1993). Einige, südlich des Grönland-Schottland-Rückens aufgenommene Vertikalprofile des hydrographischen Stationsdatensatzes enthalten in ihrer ursprünglichen Form das Signal des Overflow-Wassers. Durch die anschließende Mittelung auf die Modellgitterpunkte in Kombination mit der groben Modellauflösung geht diese Information jedoch verloren.

Im Modell beginnt sich der tiefe westliche Randstrom aus den durch Konvektion absinkenden Wassermassen und aus den die Grönland-Schottland-Schwellen überströmenden Wassermassen südlich von 60° N zu bilden. Die Ausbreitung geschieht in Form einer zweigeteilten Strömung. Während ein Strömungszweig den Ausgangspunkt für den entlang des Neufundlandschelfs strömenden tiefen westlichen Randstrom bildet, transportiert der andere Zweig Wasser in Richtung Osten bis in das Westeuropäische

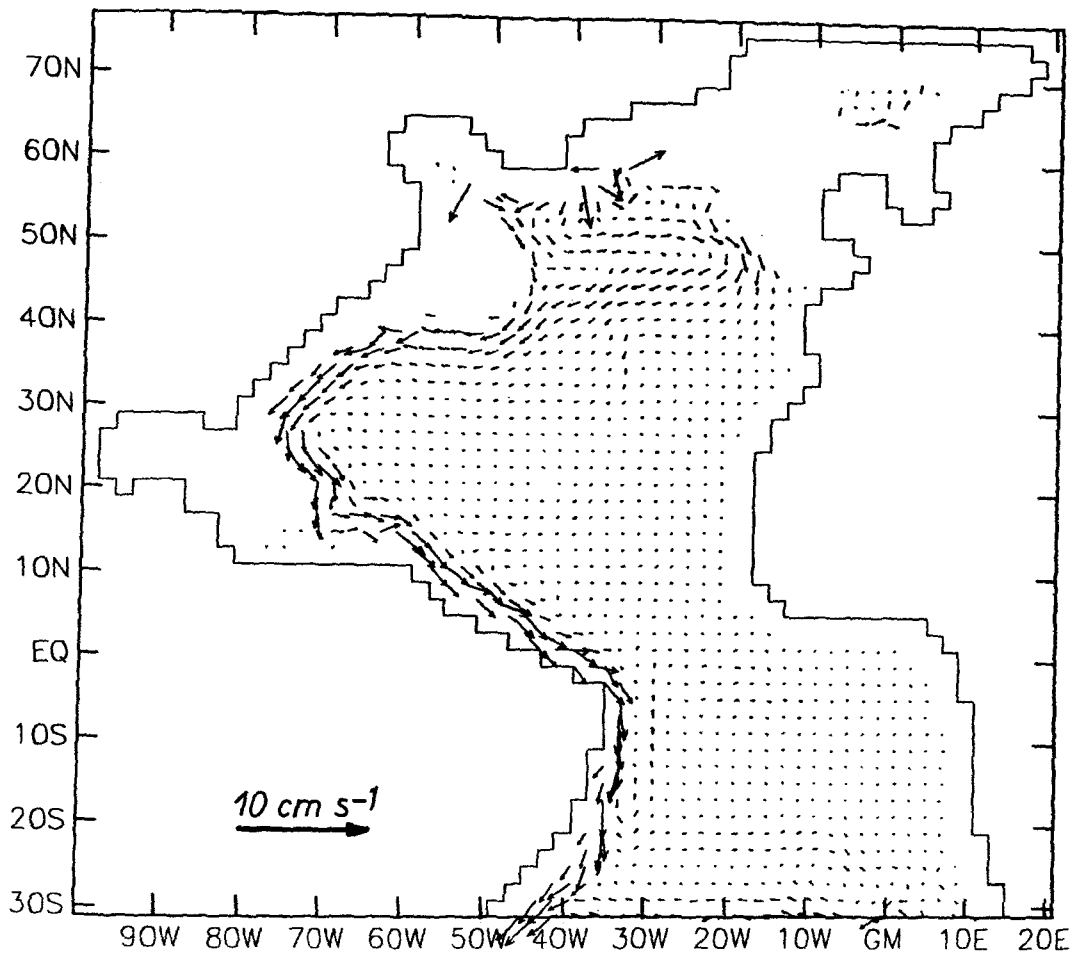


Abbildung 6.30: Geschwindigkeitsvektoren in 2216.5 m Tiefe.  
Experiment ISOHYD.

Becken bei etwa  $45^\circ$  N hinein und wendet sich dann westwärts, bis sich beide Strömungen südöstlich des Neufundlandschelfs vereinigen. Hingegen gehen die auf Beobachtungen beruhenden Beschreibungen der Ausgangswassermassen des tiefen westlichen Randstroms von einem durch winterliche Konvektion absinkenden Nordostatlantischen Wasser und dem Overflow-Wasser über den Island-Schottland-Rücken aus (SMETHIE & SWIFT, 1989). Nach McCARTNEY (1992) sind zur Beseitigung von Transport-  
 unbalancen zwischen Overflow-Wasser und Labradorseewasser einerseits und dem tiefen westlichen Randstrom andererseits zusätzliche Wassermassen notwendig. Danach entsteht südöstlich der Grönland-Schottland-Schwellen im Westeuropäischen Becken ein tiefer nördlicher Randstrom, der sich zunächst aus rezirkulierendem, unteren Tiefenwasser mittlerer Breiten und erwärmtem antarktischen Bodenwasser der Südhemisphäre zusammensetzt. Diese Strömung nimmt entlang der Rücken das Overflow-Wasser aus der Norwegensee, sowie im Verlauf seiner westwärtigen Ausbreitung nach Durchquerung der Gibbschen Bruchzone rezirkulierendes Labradorseewasser auf. Das schwerere Overflow-Wasser aus der Dänemarkstraße folgt der beschriebenen Zirkula-

tion auf einem tieferen Niveau. In der Labradorsee erfolgt die Zufuhr des wärmeren Labradorseewassers, und der jetzt tiefe westliche Randstrom fließt entlang des Kontinentalabhangs südwärts. Die von den Modellen realisierte antizyklonale Zirkulation des zunächst ostwärtigen Strömungszweiges stimmt nicht mit den oben zitierten Beobachtungen eines vom Island-Faroer-Rücken sowie dem Faroer-Bank-Kanal stammenden und durch die Gibbsche Bruchzone westwärts strömenden Tiefenwassers überein.

Bei  $36^\circ$  N (Abb. 6.29b, Tab. 6.2) transportiert der tiefe westliche Randstrom je nach Modellversion zwischen 22.1 und 34.2  $Sv$  nach Süden. Diese, vom Kontinentalabhang bis zur Nulllinie der südwärtigen Geschwindigkeitskomponente berechneten Transporte erstrecken sich teilweise über 14 Längengrade und können deshalb nur eingeschränkt als tiefer westlicher Randstrom interpretiert werden. Allerdings weisen neuere Beobachtungen der tiefen Randstromtransporte entlang der amerikanischen Küste eine große Variationsbreite auf. Die Angaben schwanken zwischen 8  $Sv$  (FINE & MOLINARI, 1988) und 35  $Sv$  (LEAMAN & HARRIS, 1990), während allgemein akzeptierte Werte zwischen 10 und 20  $Sv$  liegen (z. B. HALL & BRYDEN, 1982). In Ergänzung dazu deuten Ergebnisse von wirbelaufösenden Modellen (BÖNING et. al., 1991, DÖSCHER et. al., 1993) auf die Sensitivität des tiefen westlichen Randstroms gegenüber der Formulierung der nördlichen Modellrandbedingungen hin. Bei Verwendung der stark geglätteten Levitus-Daten als nördlicher Randbedingung im Bereich der Grönland-Schottland-Rücken wird ein Randstromtransport von nur 6 – 7  $Sv$  erreicht (BÖNING et. al., 1991).

Die in dieser Arbeit vorgestellten Modellversionen prognostizieren Geschwindigkeiten von ca. 1-2  $cm/s$  für den tiefen westlichen Randstrom, was im Vergleich zu Beobachtungen mit 5-30  $cm/s$  zu gering ist (LEE et. al., 1990, RHEIN, 1993). Bei  $20^\circ$  S (Abb. 6.29a) erscheint der Randstrom als ein gebündelter, aber vergleichsweise intensiver Strom ( $v_{max} = 2.5$   $cm/s$ ) mit Transporten zwischen 7.6 und 15.3  $Sv$ .

Aus den geschilderten Einzelbildern der Zirkulation ergibt sich ein zonal integrierter Volumentransport, der in allen Experimenten qualitativ ähnlich ist und dem klassischen Zirkulationsmuster der thermohalinen Umwälzbewegung entspricht. Die maximalen Umwälzraten schwanken bei den einzelnen Experimenten zwischen 16 und 23  $Sv$  und erreichen einheitlich ihre Maxima im Bereich um  $43^\circ$  N (Tab. 6.3). Es fällt auf, daß die Volumentransporte bei  $43^\circ$  N in den Experimenten mit isopyknischer Vermischung am geringsten sind. Eine mögliche Erklärung hierfür kann die reduzierte effektive diapynische Diffusion in ISOHYD und ISOLEV sein. BRYAN (1987) beschreibt anhand von Experimenten mit einem grob auflösenden primitiven Gleichungsmodell die Sensitivität

Experiment	Umwälzrate ( $Sv$ )		
	43° N	25° N	29° S
<b>KARLEV</b>	19.4	13.2	10.3
<b>ISOLEV</b>	16.2	12.6	10.2
<b>CONLEV</b>	19.7	12.5	6.8
<b>KARHYD</b>	20.3	13.1	10.4
<b>ISOHYD</b>	16.2	10.4	9.1
<b>CONHYD</b>	23.1	14.0	7.0

Tabelle 6.3: Umwälzrate ("Overturning") in  $Sv$  bei 43° N (*Maxima*), 25° N und 29° S (Südrand des Inversmodells).

des zonal integrierten Volumentransports und die Abhängigkeit der Thermoklintiefe von der vertikalen Vermischung. Danach nehmen zonal integrierter Volumentransport und Hauptsprungschichttiefe proportional mit  $(K_v)^{1/3}$  zu. Die Intensivierung des zonal integrierten Volumentransports, wie sie besonders im Experiment CONHYD sichtbar ist, findet vermutlich hierin ihre Begründung.

In den oberflächennahen Schichten des Äquators wird der meridionale Volumentransport von der windgetriebenen Ekmandivergenz dominiert (Abb. 6.31). In ISOHYD bewirkt subtropische Ekmankonvergenz zwischen 20° und 30° N eine Absinkbewegung von ca. 10  $Sv$ . Um 60° N werden etwa 14  $Sv$  der Warmwassersphäre durch Abkühlung und Konvektion in Nordatlantisches Tiefenwasser (NADW) transformiert, das sich oberhalb eines Tiefenhorizonts von 3000  $m$  südwärts ausbreitet.

In allen Experimenten findet über den Südrand und unterhalb von 4000  $m$  ein Einstrom von Wassermassen antarktischen Ursprungs (AABW) in das untersuchte Modellgebiet statt; in ISOHYD beträgt dieser Transport etwa 3  $Sv$ . Zwischen 1300  $m$  und 4000  $m$  verlassen 12  $Sv$  Nordatlantisches Tiefenwasser das Modellgebiet, oberhalb von 1300  $m$  strömen bei 30° S etwa 9  $Sv$  antarktisches Zwischenwasser (AAIW) und oberflächennahe Wassermassen nordwärts. RINTOUL (1991) erhält aus Inversberechnungen einen Export nordatlantischen Tiefenwassers über 32° S von 17  $Sv$ , das durch nordwärtige Transporte von Oberflächenwasser (8  $Sv$ ), antarktischem Zwischenwasser (5  $Sv$ ) sowie Antarktischem Bodenwasser (4  $Sv$ ) balanciert wird. Selbst unter Berücksichtigung des von RINTOUL angegebenen Fehlers von  $\pm 2 Sv$  erscheinen die hier dargestellten Transporte über die südliche Modellberandung als zu gering.

Die Intensität des meridionalen Umwälzanteils an der Zirkulation hängt entschei-

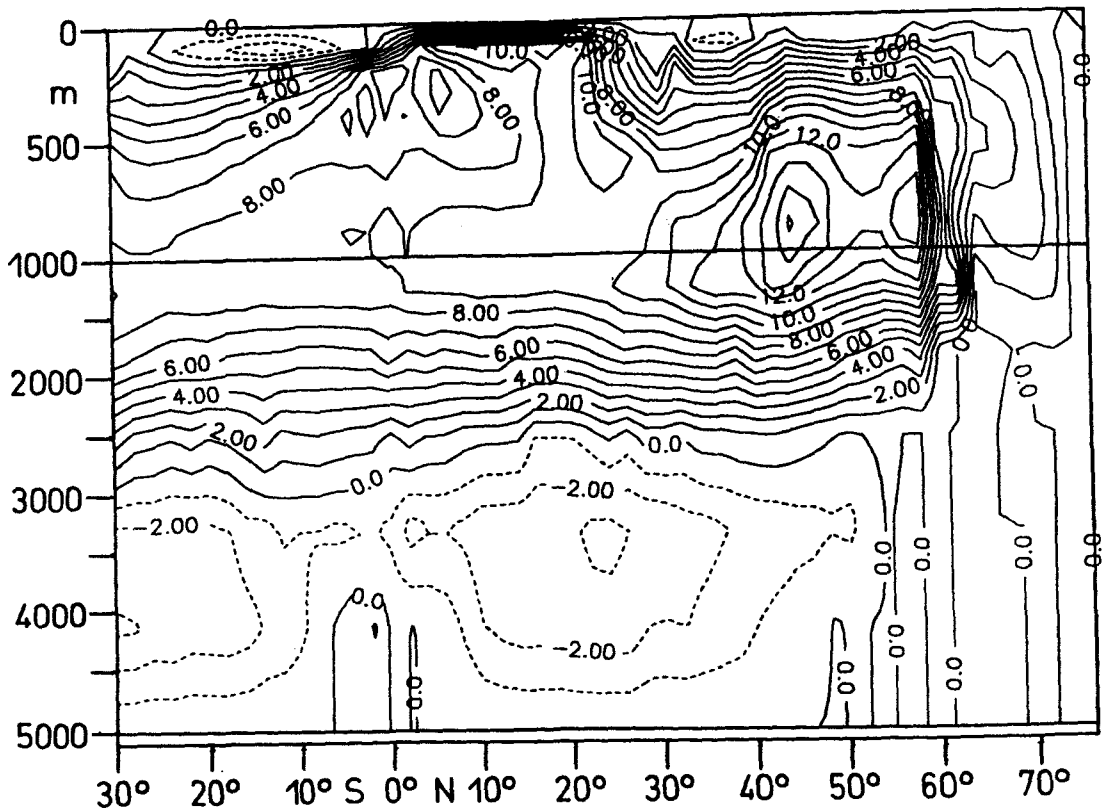


Abbildung 6.31: Zonal integrierter Volumentransport. Experiment ISOHYD. Isolinienabstand: 1.0 Sv.

dend vom Transport über die südliche Berandung bei 30° S ab. Hierbei besteht eine Wechselwirkung zwischen der Tiefenwasserbildung im Norden und dem Einstrom von Oberflächenwasser bzw. Ausstrom von Tiefenwasser über die südliche Randzone. Die hier vorgenommene Anpassung an vorgegebene hydrographische Felder mit einer tiefenabhängigen Zeitskala (Tab. 4.2) führt zu deutlichen Transportschwankungen über die südliche Berandung (Tab. 6.3) und ist daher nicht optimal. Sinnvoller, wenn auch technisch aufwendiger, ist die Einbeziehung der offenen Randbedingung als weitere Kontrollvariable in den Optimierungsprozeß.

#### 6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden Experimente vorgestellt, bei denen Levitus-Daten und hydrographische Stationsdaten in Modellversionen mit verschiedenen Diffusionsparametrisierungen assimiliert wurden. Generelles Ziel dieses Vorgehens war es, den jeweiligen Modellzustand möglichst nahe an die Beobachtungen für Temperatur, Salzgehalt

und thermohaline Oberflächenflüsse zu bringen, sowie gleichzeitig einen stationären Modellzustand zu erhalten. Bei ersten Experimenten traten in den optimierten Modellzuständen regional Oberflächenflüsse auf, die weit außerhalb akzeptabler Grenzen lagen. Die Abweichungen konzentrierten sich insbesondere auf den westlichen Randstrombereich und den konvektiv durchmischten Modellbereich um  $60^\circ$  N. Verantwortlich für das Modelldefizit im westlichen Randstrombereich ist vermutlich eine grundsätzliche Diskrepanz zwischen Modell und Beobachtungen, die im Rahmen der vorliegenden Modellauflösung nicht beseitigt werden kann (z. B. fehlender küstennaher Gegenstrom). Durch die starke Abkühlung in einigen nördlichen Bereichen versucht das Modell seine eigene Wassermassenbildung aufrechtzuerhalten. Es entsteht eine Meridionalzirkulation, die die Massenverluste über den Südrand bei  $30^\circ$  S ausgleicht.

Nach Einführung einer Flußbegrenzung für die thermohalinen Oberflächenflüsse von maximal drei Standardabweichungen der geschätzten Beobachtungsfehler ergaben sich folgende Resultate:

Große Abweichungen der globalen Kostenfunktionbeiträge, insbesondere bei Verwendung hydrographischer Stationsdaten, deuten darauf hin, daß das verwendete Inversmodell im Rahmen der angenommenen Beobachtungsfehler inkompatibel mit den Beobachtungen ist. Dies könnte ein Hinweis auf zu klein gewählte hydrographische Beobachtungsfehler sein, die im vorliegenden Fall eines stationären Antriebs auch die Amplitude des Jahresgangs enthalten müssen. Andererseits würden durch größere Beobachtungsfehler die Differenzen zwischen Modell und Beobachtungen weiter vergrößert, obwohl die eingangs dieses Kapitels dargestellten Differenzen beobachtete Jahresamplituden in einigen Modellbereichen bereits übertreffen (LEVITUS, 1984). Wegen fehlender Abschätzungen sind hier auch die Kovarianzen in den Beobachtungsfehlern unbeachtet geblieben. Verschiedene Abbildungen deuten aber auf räumlich korrelierte Modell-Daten Differenzen hin (z. B. Abb. 6.18, 6.20).

Besonders die verwendeten hydrographischen Stationsdaten besitzen einen Bias hin zu Sommerwerten. Die mit diesen Beobachtungen durchgeführten Optimierungen weisen auch deshalb einen größeren Beitrag zur Kostenfunktion auf, weil sich das Modell durch die große Gebiete umfassende Simulation eines Winterzustands in einem gegenläufigen Trend zu den Beobachtungen befindet.

Die Darstellungen der lokal zeitlichen Driften weisen regional und zwischen den einzelnen Experimenten deutliche Unterschiede auf. Generell sind die globalen Kostenfunktionsbeiträge durch Instationarität von gleicher Größenordnung wie die Beiträge durch Modell-Daten Differenzen.

Übereinstimmungen der optimierten Oberflächenwärmeflüsse mit den Beobachtungen im Rahmen der angenommenen Fehler treten besonders im zentralen Teil des subtropischen Nordatlantiks auf, während in den Bereichen der Labradorsee, des Nordatlantischen Stroms und des Südäquatorialstroms der Modellozean vergleichsweise zuviel Wärme aufnimmt bzw. zuwenig Wärme abgibt. Starke Wärmeabgaben sind vor der nordamerikanischen Küste, in der Irmingersee, vor den britischen Inseln und in der Norwegensee zu verzeichnen.

Maximale Abweichungen zwischen beobachteten und optimierten Frischwasserflüssen lassen sich entlang der nordamerikanischen Küste und im nördlichen Modellgebiet feststellen. Dabei herrscht eine generelle Tendenz vor, einen optimierten Modellzustand mit verstärktem Frischwassergewinn des Ozeans zu bilden.

Im globalen Mittel liegen die RMS-Differenzen zwischen optimierten und beobachteten Oberflächenflüssen bei etwa  $50 \text{ W/m}^2$  bzw.  $1 \text{ m/Jahr}$ . Das legt den Schluß nahe, daß Modelldynamik und beobachtete Oberflächenflüsse inkompatibel sind.

Die aus optimierten Oberflächenflüssen berechneten Dichteflüsse und Transformationsraten geben in wesentlichen Punkten beobachtete Komponenten der winterlichen Mode- und Tiefenwasserbildung wieder.

Die vom Inversmodell simulierte hydrographische Verteilungen entsprechen großräumig den beobachteten Feldern. Regional treten jedoch - je nach Modellversion - z. T. erhebliche Abweichungen auf. Dabei zeigt sich bei allen Modellversionen eine erhöhte Sensibilität der Ergebnisse in den dynamisch aktiven westlichen Randstromgebieten und den für die globale thermohaline Zirkulation bedeutsamen subpolaren Regionen.

Die von den Modellen zu weit nördlich realisierte Golfstromablösung und die mangelnde Übereinstimmung zwischen mittlerer Zirkulation von Golfstrom bzw. Nordatlantischem Strom vor Neufundland gegenüber Beobachtungen haben entlang der amerikanischen Küste und auf dem Neufundlandschelf zu warme und salzreiche Wassermassen zur Folge.

Im Gegensatz dazu sind große Bereiche entlang der Golfstromachse bzw. Nordatlantischen Stroms, der Hauptsprungschicht in den Subtropen und der subpolaren Gebiete zu kalt und zu salzarm. Abgesehen von wenigen Ausnahmen deutet dies im Zusammenhang mit der von allen Modellversionen durchgeführten Mode- und Tiefenwasserbildung auf die Simulation von Winterzuständen im Verlauf der Optimierungen hin. Ein Vergleich mit den Modellergebnissen von MAROTZKE & WUNSCH (1993) legt ebenfalls den Schluß nahe, daß bei invers betriebenen Ozeanmodellen mit sta-



tionärem Antrieb und in ähnlicher Konfiguration wie dem vorliegenden Modell ein Trend besteht, über weite Modellbereiche eine zu kalte Ozeanoberfläche und damit einen Winterzustand zu simulieren. Die Analyse von Temperaturschnitten entlang 37° N bestätigt die Aussagen eines in weiten Teilen der Thermokline, insbesondere aber auch im oberflächennahen westlichen Randstrombereich, zu kalten Ozeans.

Die Sensibilität der optimierten Modellzustände gegenüber der Wahl der Diffusionsparametrisierung äußert sich in den Experimenten mit isopyknischer Vermischung darin, daß vor Neufundland eine - den Beobachtungen eher entsprechende - südwärtige Verlagerung der subarktischen Front unter Verstärkung der horizontalen Temperatur- und Salzgehaltsgradienten erfolgt. Die isolierende Wirkung der dichteabhängigen vertikalen Diffusionsparametrisierung verhindert bei einer vernachlässigbaren vertikalen Advektion im Südäquatorialstrom und vor Westafrika bei Wärmeaufnahme an der Ozeanoberfläche eine effektive vertikale Ausbreitung des Oberflächensignals und bewirkt damit in den unterhalb der Oberflächenschicht gelegenen Modellniveaus zum Teil erhebliche Temperatur- und Salzgehaltsdifferenzen zu den Beobachtungen. Dies ist als ein Hinweis auf die starke Abhängigkeit der Modellergebnisse von den entsprechenden subskaligen Parametrisierungen zu werten und deutet auf eine unzureichende vertikale Modellauflösung hin.

Die horizontale Zirkulation weist im Rahmen der Modellauflösung neben Gemeinsamkeiten mit der beobachteten großräumigen Zirkulation deutliche Abweichungen in Form zu schwacher westlicher Randströme und einer nicht den Beobachtungen entsprechenden Tiefenwasserzirkulation nördlich von etwa 50° N auf.

Die meridionalen Umwälzbewegungen der optimierten Modellzustände im subpolaren Nordatlantik stehen in Einklang mit bisherigen Abschätzungen (GORDON (1986): 15-20 Sv, BROECKER (1991): 23 Sv), sind aber im subtropischen Nordatlantik und weiter südlich im Vergleich mit Beobachtungen zu gering.

Im Rahmen der diskutierten Unzulänglichkeiten des Modells sind nur geringe Unterschiede der optimierten Modellzustände in Abhängigkeit vom gewählten hydrographischen Beobachtungsdatensatz festzustellen, die sich vornehmlich auf den oberflächennahen Bereich und die Auswirkungen auf die thermohalinen Oberflächenflüsse beschränken. Die geringen Unterschiede in den Ergebnissen bei Verwendung der hydrographischen bzw. Levitus-Daten legen den Schluß nahe, daß der in den hydrographischen Beobachtungen zusätzlich enthaltene raum-zeitliche Informationsgehalt durch die

**grobe Modellauflösung und durch die Forderung nach einem stationären Modellzustand im Rahmen der Optimierung weitgehend unbeachtet bleibt. Eine verbesserte Darstellung mit einem saisonal angetriebenen, höherauflösenden Modell kann hier ggf. Abhilfe schaffen.**

## 7 Wärme-, Salz- und Frischwassertransporte

Die Transporte von Wärme und Salz bzw. Frischwasser im Ozean sind wegen ihrer Bedeutung für das globale Klima von besonderem Interesse. Der Ozean beeinflusst das Klima sowohl durch Wärmetransporte von den Tropen in polare Regionen als auch durch in situ Wärmespeicherung bzw. Wärmeabgabe. Auf die vorliegenden Modellresultate bezogen, lassen sich aus den Wärmetransporten und den optimierten Oberflächenflüssen Aussagen über die Wärmespeicherungsraten und damit über den erreichten Grad der Stationarität ableiten.

### 7.1 Nordwärtiger Wärmetransport

Das Wärmebudget des Ozeans wird im wesentlichen durch drei Komponenten bestimmt, die sich in der Wärmetransportgleichung zusammenfassen lassen (OORT & VONDER HAAR, 1976):

$$H = H_T - \nabla \cdot \mathbf{WT} \quad (7.1)$$

Hierbei stellt die lokal zeitliche Änderungsrate der Wärmespeicherung

$$H = \int_0^{H(x)} \rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} dz \quad (7.2)$$

das Residuum aus Oberflächenwärmefluß  $H_T$  und der horizontalen Divergenz des Wärmetransports  $\mathbf{WT}$  aufgrund von Advektion und Diffusion dar ( $T = \text{pot. Temperatur}$ ). Die nordwärtige Komponente des Wärmetransports wird damit zu

$$\mathbf{WT} = \mathbf{WT}_{\text{ADV}} + \mathbf{WT}_{\text{DIF}} = \int_0^L \int_0^{H(x)} \rho_0 c_p (vT - K_h \nabla T) dz dx \quad (7.3)$$

Die durch Diffusion bedingten Beiträge sind im Vergleich zu den advektiven Transporten sehr klein und werden im folgenden vernachlässigt. Hingegen ist eine weitere, formale Aufspaltung des advektiven Anteils am Wärmetransport in einen mit der zonal

gemittelten Geschwindigkeit  $\bar{v}^x$  verknüpften Anteil und einen auf den Abweichungen vom zonalen Mittel  $v'^x$  beruhenden Beitrag sinnvoll:

$$WT_{ADV} = WT_{OVT} + WT_{GYR} = \int_0^{H(x)} \rho_0 c_p \bar{v}^x \bar{T}^x dz + \int_0^{H(x)} \rho_0 c_p \overline{v'^x T'^x} dz. \quad (7.4)$$

Die erste Komponente des advektiven Beitrags in Gl. (7.4) steht in Zusammenhang mit der mittleren meridionalen Umwälzbewegung ("Overturning"); der zweite Term läßt sich als ein durch horizontale Wirbel hervorgerufenener Wärmetransport interpretieren ("Gyre-Anteil").

Für einen Vergleich der Modellergebnisse untereinander und mit den Beobachtungen werden das Experiment mit dem geringsten (KARLEV) sowie mit dem größten (CONHYD) nordwärtigen Wärmetransport herangezogen. In Abb. 7.1a,b sind die jeweiligen Gesamttransporte sowie die Umwälz- und Wirbelanteile der Wärmetransporte dargestellt. Ausgehend von der südlichen Randzone ist in KARLEV der Wärmetransport im gesamten Modellgebiet positiv, während in CONHYD bis 18° S ein südwärtiger Wärmetransport stattfindet. Die erheblichen Unterschiede des Umwälzanteils in beiden Experimenten sind Ausdruck des unterschiedlichen Wassermassentransports über 30° S, der in KARLEV 10.3 Sv und in CONHYD nur 7.0 Sv beträgt (vgl. Tab. 6.3). Während in beiden Experimenten die Wärmetransporte über den Äquator mit etwa 0.65 PW (1 PW = 10<sup>15</sup> W) nahezu identisch sind, steigt im weiteren Verlauf der Wärmetransport in CONHYD wesentlich stärker an, bis er bei 26° N mit 1.07 PW sein Maximum erreicht. Zwischen Äquator und etwa 25° N ist der Wirbelanteil von untergeordneter Bedeutung und der Gesamttransport wird fast ausschließlich vom Umwälzanteil bestimmt. Allerdings wird der Wärmetransport zwischen Äquator und ca. 20° N nicht von der thermohalinen Zirkulation, sondern vom windgetriebenen Ekmantransport dominiert. Bei 18° N erreicht der nordwärtige Wärmetransport in KARLEV mit 0.83 PW sein Maximum. Die Maxima aller Experimente befinden sich zwischen 18° N und 30° N, wobei nur die Experimente mit einem konstanten vertikalen Diffusionskoeffizienten von 18° N abweichen (Tab. 7.1). Im Vergleich zu der auf Messungen beruhenden direkten Wärmetransportbestimmung von HALL & BRYDEN (1982) mit 1.22 ± 0.3 PW bei 25° N liegen alle Modellergebnisse - mit Ausnahme von CONHYD - im unteren Wertebereich. Der Grund hierfür ist in der zu geringen Umwälzrate aller Modellversionen bei 25° N mit maximal 14 Sv zu finden (vgl. Tab. 6.3), während HALL & BRYDEN einen Wert von 18 Sv angeben.

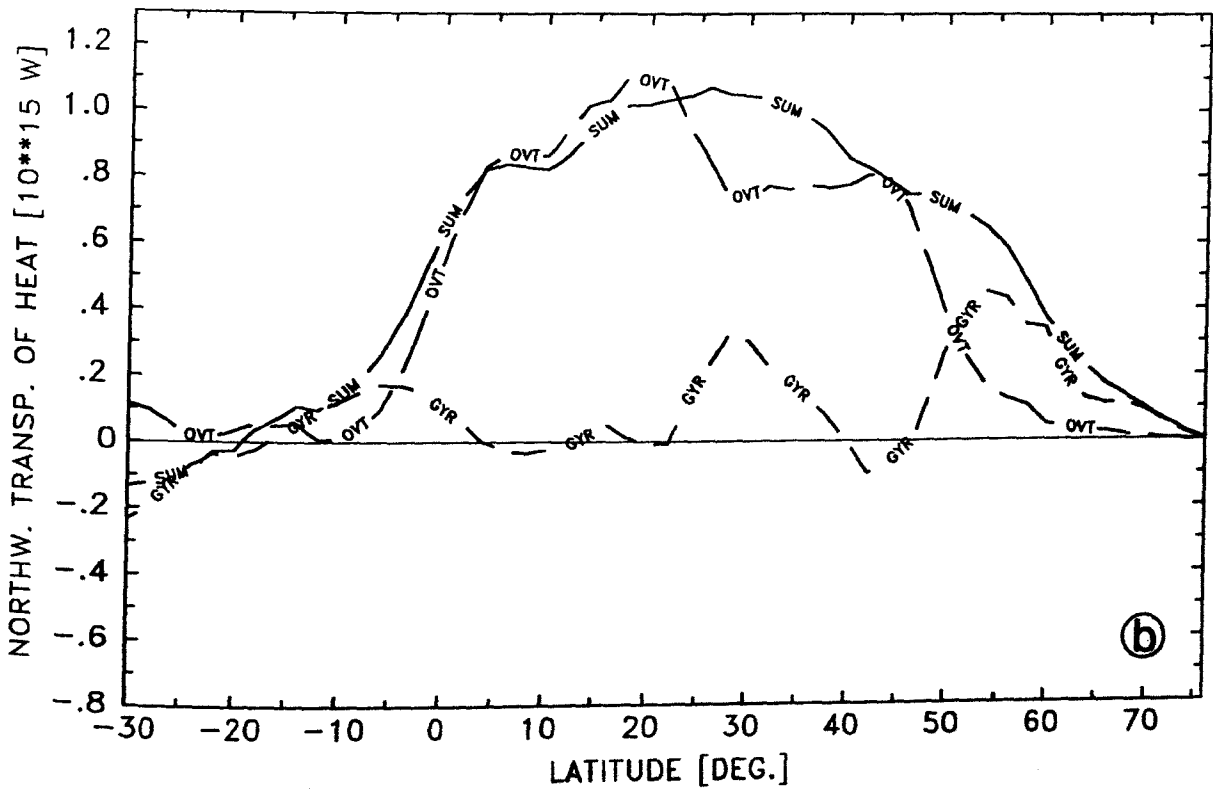
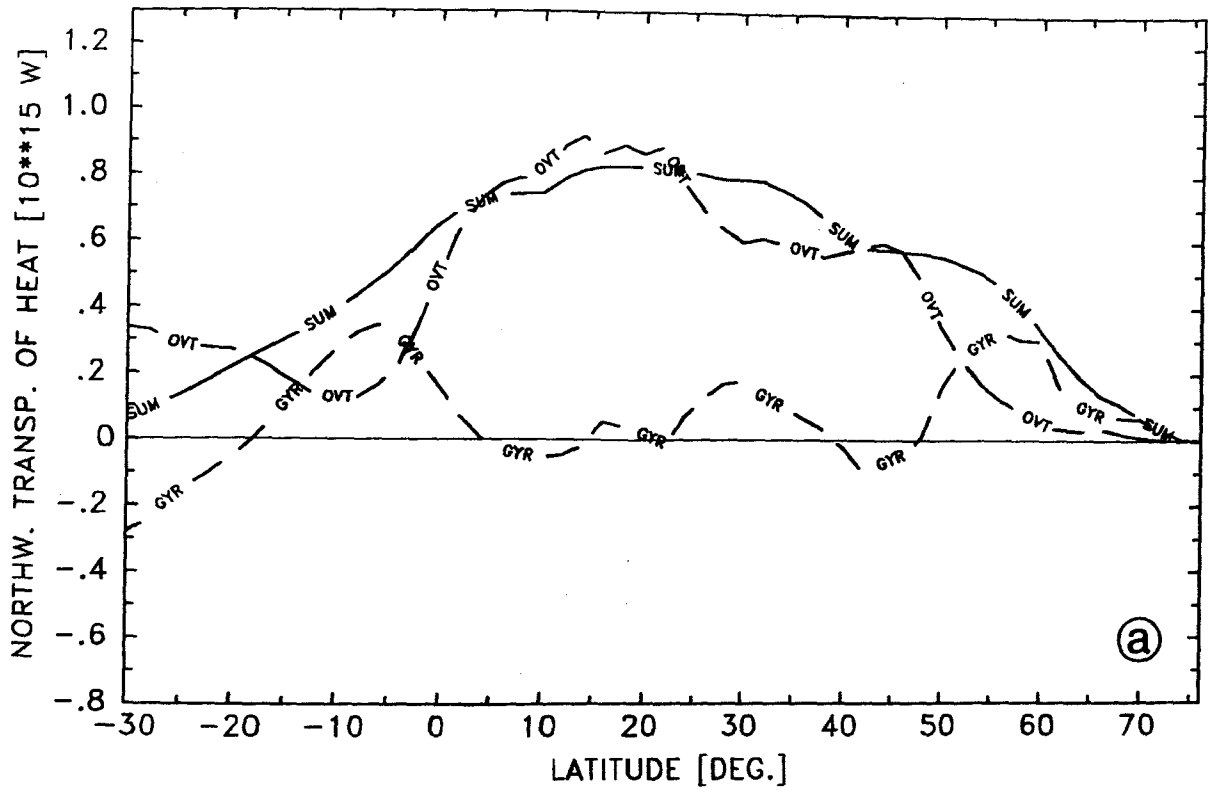


Abbildung 7.1: Nordwärtiger Wärmetransport (PW).

a) Experiment KARLEV, b) Experiment CONHYD.

SUM = Gesamttransport, OVT = Umwälzanteil, GYR = Wirbelanteil.

Experiment	Nordwärtiger Wärmetransport	
	Maxima und Positionen	25° N
KARLEV	0.83, 18° N	0.81
ISOLEV	0.88, 18° N	0.82
CONLEV	0.89, 30° N	0.89
KARHYD	0.91, 18° N	0.89
ISOHYD	0.88, 18° N	0.79
CONHYD	1.07, 26° N	1.06

Tabelle 7.1: Nordwärtiger Wärmetransport ( $PW$ ).

Das Maximum des Wärmetransports in CONHYD bei 26° N wird trotz abnehmenden Umwälzanteils durch einen gleichzeitigen Anstieg des Wirbelbeitrags hervorgerufen, wobei das ausgeprägte Maximum des Wirbelanteils bei 28° N auf den Golfstrom und seine Rezirkulation zurückzuführen ist. Während der Umwälzanteil in den beiden dargestellten Experimenten nördlich von etwa 45° N stark abfällt (dies entspricht ungefähr dem Maximum des zonal integrierten Volumentransports, siehe Tab. 6.3), erreicht der Wirbelanteil um 55° N im subpolaren Wirbel sein zweites Maximum im Nordatlantik. Dort wird auf der Ostseite mit dem Nordatlantischen Strom warmes Wasser nach Norden advehiert, während auf der Westseite durch den Labradorstrom kälteres Wasser nach Süden gelangt.

Die zweite, indirekte Methode zur Berechnung des nordwärtigen Wärmetransports besteht nach Gl. 7.1 in der Integration der Oberflächenenergiebilanz

$$WT_{HT} = - \int_B^{B_0} \int_0^L H_T dx dy \quad (7.5)$$

und anschließender Subtraktion der entsprechend integrierten Wärmespeicherungsrate (Gl. 7.2).  $B_0$  bezeichnet die geographische Breite, von der aus die Oberflächenwärmeflüsse aufintegriert werden.

In diesem Zusammenhang sind in Abb. 7.2 die zonal gemittelten Oberflächenwärmeflüsse der Experimente KARLEV und CONHYD sowie die entsprechenden COADS-Daten dargestellt. Die Abbildung gibt in integraler Form bereits in Abschnitt 6.2.1 diskutierte Ergebnisse der optimierten Oberflächenflüsse wieder. Dabei weisen KAR-

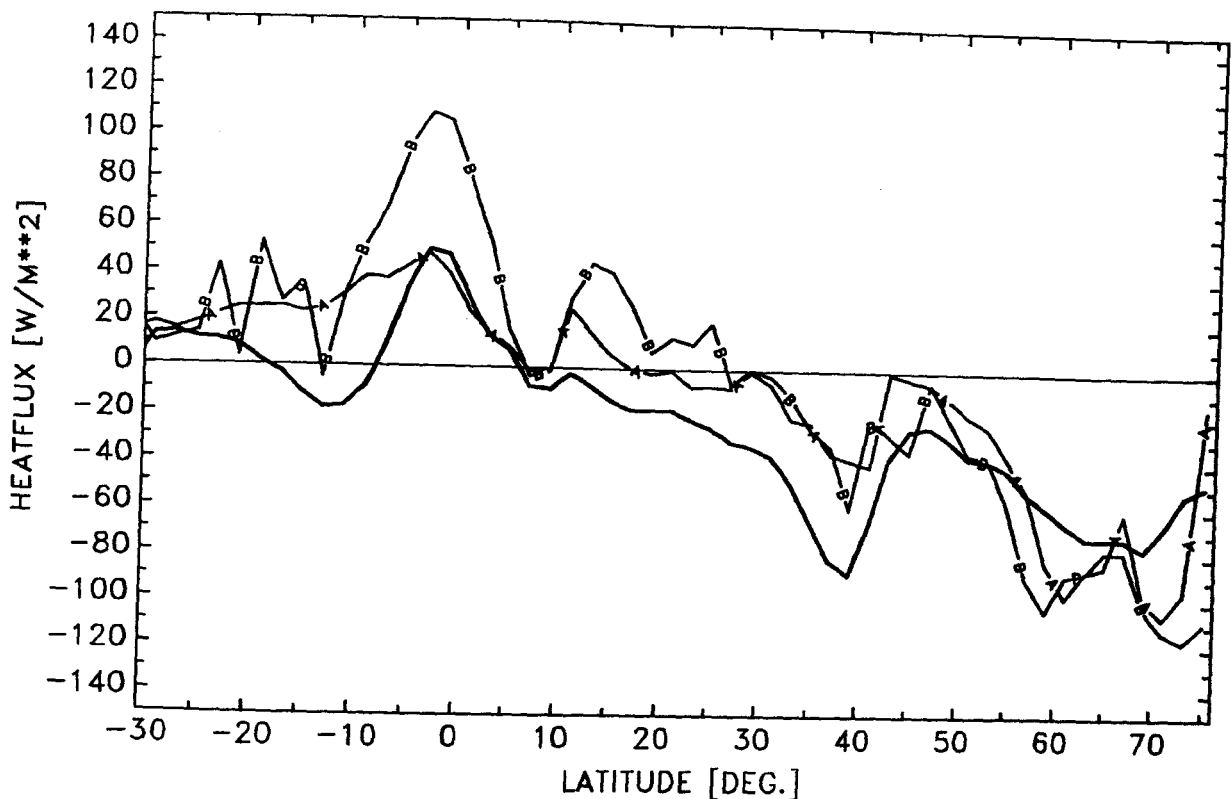


Abbildung 7.2: Zonal gemittelter Oberflächenwärmefluß ( $W/m^2$ ).  
 Kurve A: Experiment KARLEV, Kurve B: Experiment CONHYD,  
 durchgezogene Linie: COADS-Daten.

LEV und CONHYD große Differenzen in Äquatornähe auf, während sich entlang der übrigen Breitengrade die Kurven stark ähneln. Fast im gesamten Bereich südlich von etwa  $50^\circ$  N geben die zonal gemittelten Oberflächenflüsse der COADS-Daten mehr Wärme an die Atmosphäre ab als die Modellwerte. Dies entspricht den in Abb. 6.6 dargestellten Differenzen der regional gemittelten Oberflächenflüsse. Hingegen sind nördlich von  $55^\circ$  N die Wärmeflüsse der Modelle größtenteils negativer als die Beobachtungen, worin die stärkere Wärmeabgabe der Modelle um  $60^\circ$  N zum Ausdruck kommt.

Im stationären Zustand ist der zonal und meridional integrierte Oberflächenwärmefluß (Gl. 7.5) identisch mit dem nordwärtigen Wärmetransport (Gl. 7.3), d. h. es findet keine Änderung des ozeanischen Wärmeinhalts statt. In diesem Zusammenhang erlauben die vorliegenden Modellergebnisse eine Bewertung des erreichten Grades der Stationarität und dessen Auswirkungen auf den Wärmetransport. Hierzu sind in Abb. 7.3a,c die Wärmetransporte sowie die zonal und von Norden aus aufintegrierten Energieflüsse an der Meeresoberfläche wiedergegeben.

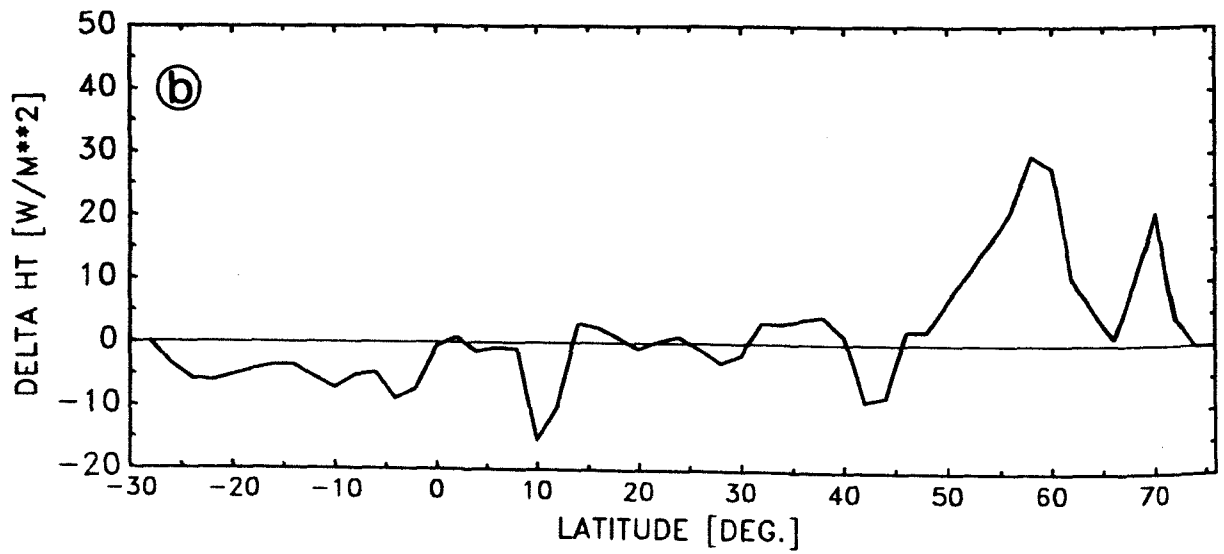
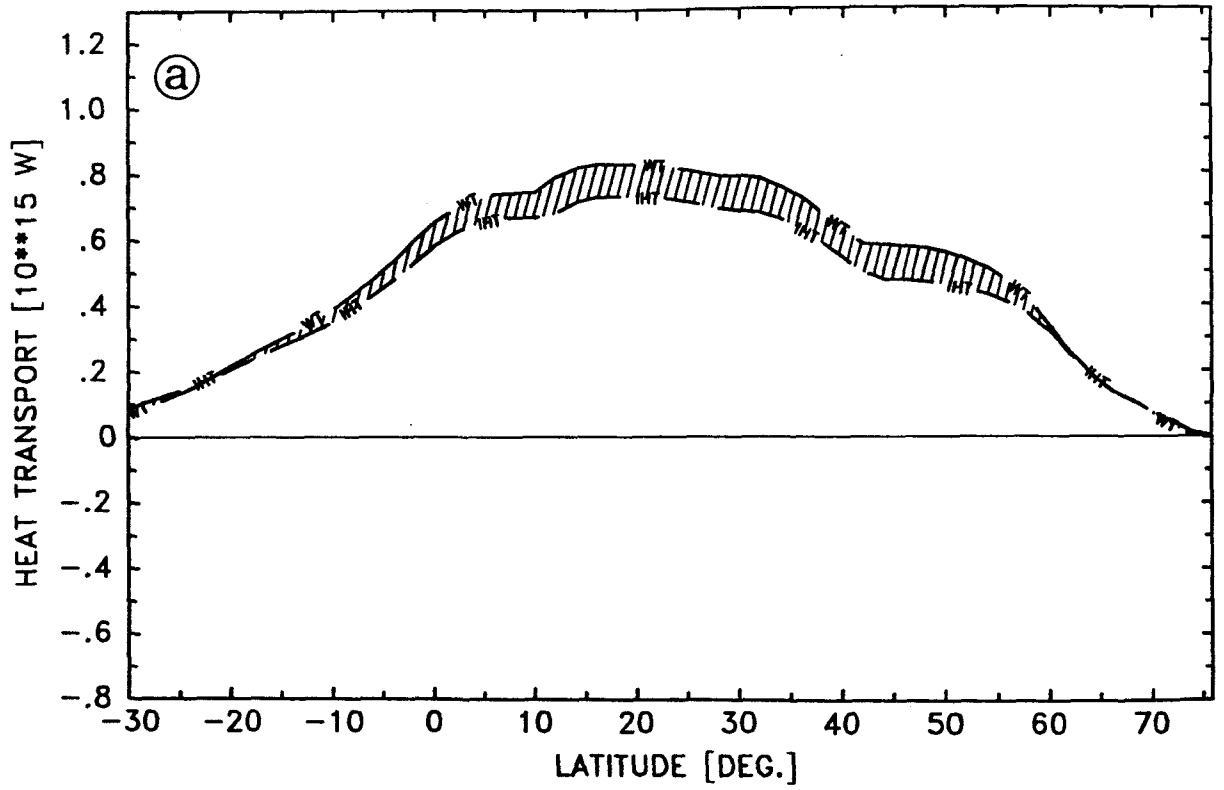


Abb. 7.3a,b



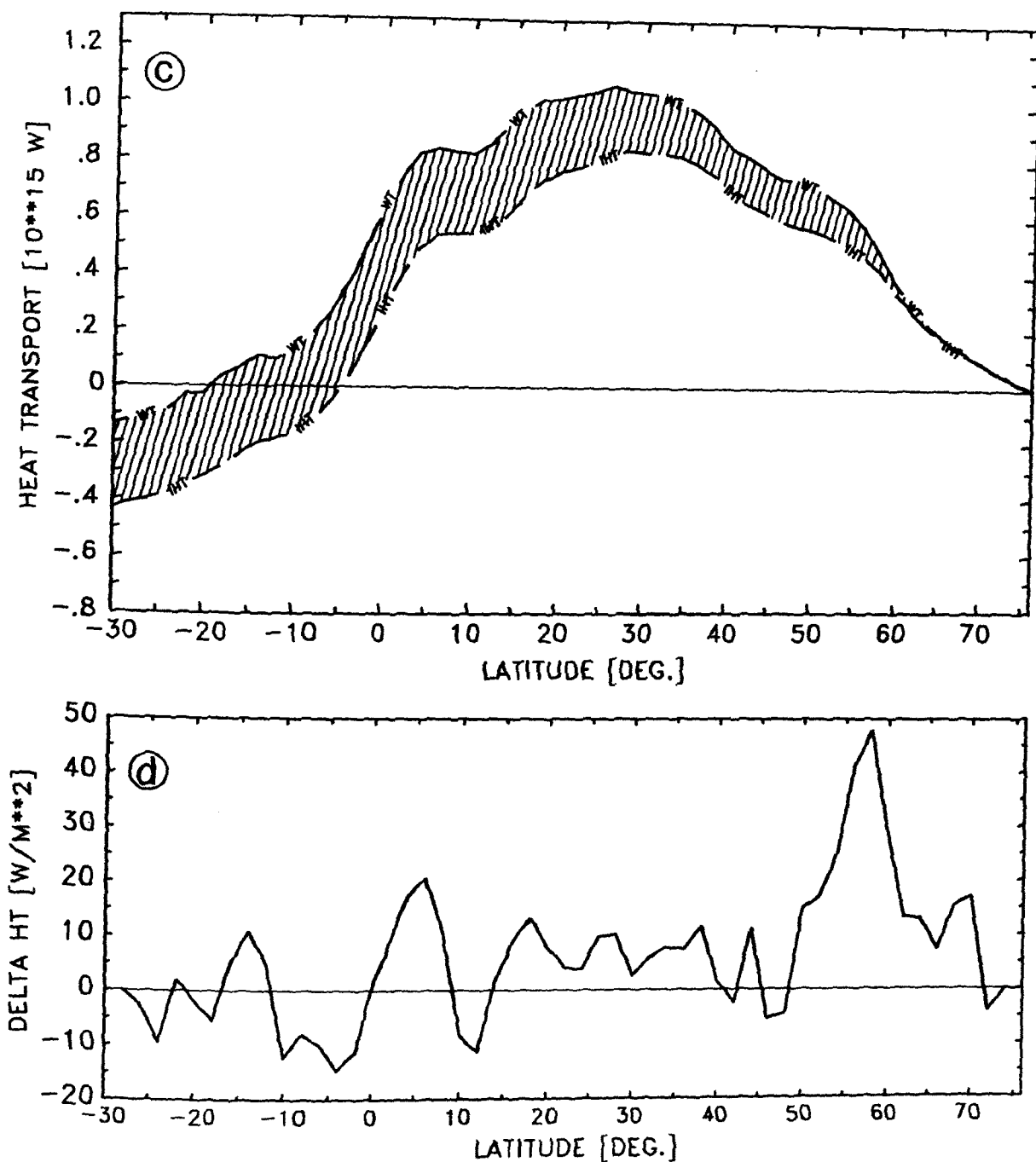


Abbildung 7.3: a,c) Nordwärtige Wärmetransporte (Kurve WT) und integrierte Oberflächenwärmeflüsse (Kurve IHT) in PW: Experimente KARLEV (a), CONHYD (c). Die schraffierten Flächen geben den Anteil des nordwärtigen Wärmetransports an, der zur Änderung der Wärmeinhalts im Ozean beiträgt. b,d) Divergenzen der Wärmeinhaltsänderungen, dargestellt als zonal gemittelter Oberflächenwärmefluß ( $W/m^2$ ): KARLEV (b), CONHYD (d).

Die integrierten Oberflächenflüsse sind bis auf die nördlichen Modellgebiete und bis auf einen kleinen Bereich in KARLEV südlich von 24° S geringer als die Wärmetransporte. Die als Änderungen des Wärmeinhalts zu interpretierenden Differenzen erreichen bei KARLEV in den Subtropen ihr Maximum mit etwa 0.1 PW, in CONHYD nehmen die Differenzen vom Nordrand bis zum Äquator hin zu und erreichen dort ihr Maximum mit über 0.3 PW. Positive Differenzen sind so zu interpretieren, daß die Wärmeabgabe durch die Ozeanoberfläche im Vergleich zu den Wärmetransporten zu gering ist, was einer Erwärmung des Ozeans gleichkommt. Dies steht nur scheinbar im Widerspruch zu den Ergebnissen aus Kapitel 6. Dort wurde festgestellt, daß weite Bereiche der Hauptsprungschicht im Vergleich zu den Beobachtungen zu kalt sind. Die in Abb. 7.3 gezeigten Ergebnisse beziehen sich jedoch auf die gesamte Wassertiefe. Nach der bereits in Kapitel 5 zitierten Arbeit von GERDES et. al. (1991) muß die numerische bedingte Erwärmung der unteren Modellschichten im nicht eingeschwungenen Zustand mit berücksichtigt werden. Ein wesentlicher Teil der modellweiten Wärmespeicherung beruht vermutlich auf diesem Modelldefizit.

Aus der Wärmetransportgleichung (7.1) läßt sich die beckenweit gemittelte Temperaturänderung

$$\Delta T = \frac{\Delta WT}{\rho_0 c_p V} \cdot t \quad (7.6)$$

abschätzen. Hierbei ist  $\Delta WT$  die in Abb. 7.3a,c dargestellte Differenz aus dem Wärmetransport und den integrierten Oberflächenflüssen bei 30° S,  $V$  ist das Ozeanvolumen nördlich von 30° S, und  $t$  ist der fünfjährige Integrationszeitraum. Daraus ergibt sich eine ozeanweit gemittelte Temperaturänderung von  $\Delta T = +0.05$  °C, in Übereinstimmung mit den vertikal gemittelten RMS-Werten der zeitlichen Temperaturänderungen der Experimente (Abb. 6.26).

In den Abb. 7.3b,d sind die meridionalen Divergenzen der Wärmeinhaltsänderungen in äquivalente, zonal gemittelte Oberflächenwärmeflüsse umgerechnet worden. Daraus läßt sich ablesen, welcher zonal integrierte Oberflächenwärmefluß notwendig ist, um eine verschwindende Wärmespeicherung, d. h.  $WT = WT_{HT}$ , zu erhalten. Positive Werte bedeuten, daß durch die Ozeanoberfläche eine Wärmeabgabe stattfindet. Hierbei fallen besonders die in beiden Experimenten vorhandenen Maxima zwischen 55° N und 60° N auf. Die eingangs von Kapitel 6 diskutierte Modelltendenz hin zu stärkeren Wärmeabgaben in diesem Breitenbereich ist also aus dieser Sicht korrekt, die dazu notwendigen erheblichen Abweichungen von den hydrographischen Beobachtungen werden allerdings bei dieser Berechnung nicht berücksichtigt. Bei den übrigen Breitengraden

sind die notwendigen Änderungen im zonal integrierten Oberflächenwärmefluß eher moderat ( $\leq 20 \text{ W/m}^2$ ), lediglich in CONHYD ist nördlich des Äquators eine erhöhte Wärmeabgabe aufgrund der übermäßig starken äquatorialen Erwärmung notwendig, um keine lokale Wärmespeicherung zu erhalten. Wertet man die gezeigten Differenzen zwischen Wärmetransporten und integrierten Oberflächenflüssen als eine untere Fehlergrenze für die mit quasistationären Modellzuständen assoziierten Wärmetransporte, dann ist der in Abb. 7.3c dargestellte maximale Wärmetransport von den anderen Modellergebnissen nicht signifikant verschieden.

Zusammenfassend ist in Abb. 7.4 dargestellt, wie die hier erhaltenen Ergebnisse in andere Abschätzungen des Wärmetransports im Atlantik einzuordnen sind. In der Abbildung sind neben den eigenen Werten Modellergebnisse von SARMIENTO (1986), indirekte Berechnungen von HSIUNG (1981) und ISEMER et. al. (1989), sowie direkte Bestimmungen des Wärmetransports von FU (1981), HALL & BRYDEN (1982) und MOLINARI et. al. (1989) wiedergegeben. Einen Eindruck von den Ungenauigkeiten vermitteln die Fehlerabschätzungen von HALL & BRYDEN bei  $25^\circ \text{ N}$ , von MOLINARI et. al. bei  $26.5^\circ \text{ N}$  sowie die übrigen Fehlerbalken, die von WUNSCH (1984) mit einem Inversmodell erhalten wurden. Die mit den hier verwendeten Modellversionen erzielten Ergebnisse liegen insgesamt im unteren Bereich der auf Beobachtungen basierenden Wärmetransportberechnungen. Insbesondere der südwärtige Wärmetransport von CONHYD bei  $30^\circ \text{ S}$  steht im Widerspruch zu den Wärmetransporten anderer Modelle und Beobachtungen. Ein Vergleich mit Wärmetransporten, die durch Integration revidierter Bunker-Oberflächenwärmeflüsse und unter der Zwangsbedingung  $WT = 1.0 \text{ PW}$  bei  $25^\circ \text{ N}$  bestimmt wurden (ISEMER et. al., 1989), zeigt deutliche Unterschiede zu den Experimenten, insbesondere nördlich von  $40^\circ \text{ N}$ . Danach fällt der indirekt berechnete ozeanische Wärmetransport nördlich von  $30^\circ \text{ N}$  kontinuierlich ab und erreicht ab etwa  $45^\circ \text{ N}$  Werte, die wesentlich geringer sind als in den Experimenten. Die starken Wärmeverluste nördlich von etwa  $50^\circ \text{ N}$  (vgl. Abb. 6.2,6.4) bewirken im Vergleich zu den ISEMER et. al. Werten einen zu großen nordwärtigen Wärmetransport. Die von SARMIENTO (1986) erhaltenen Modellergebnisse mit einer Anpassung der Oberflächentemperaturen an Levitus-Daten weisen in dieser Region ähnliche Resultate auf. Die Berechnungen von ISEMER et. al. wurden mit einem nordwärtigen Wärmetransport von  $0.1 \text{ PW}$  ab  $65^\circ \text{ N}$  aufintegriert (AAGAARD & GREISMAN, 1975). Die Ungenauigkeit dieser Integrationskonstante ist jedoch von untergeordneter Bedeutung und kann die grundsätzlichen Diskrepanzen zwischen Modellergebnissen und aus Beobachtungen abgeleiteten Wärmetransporten nicht beseitigen.

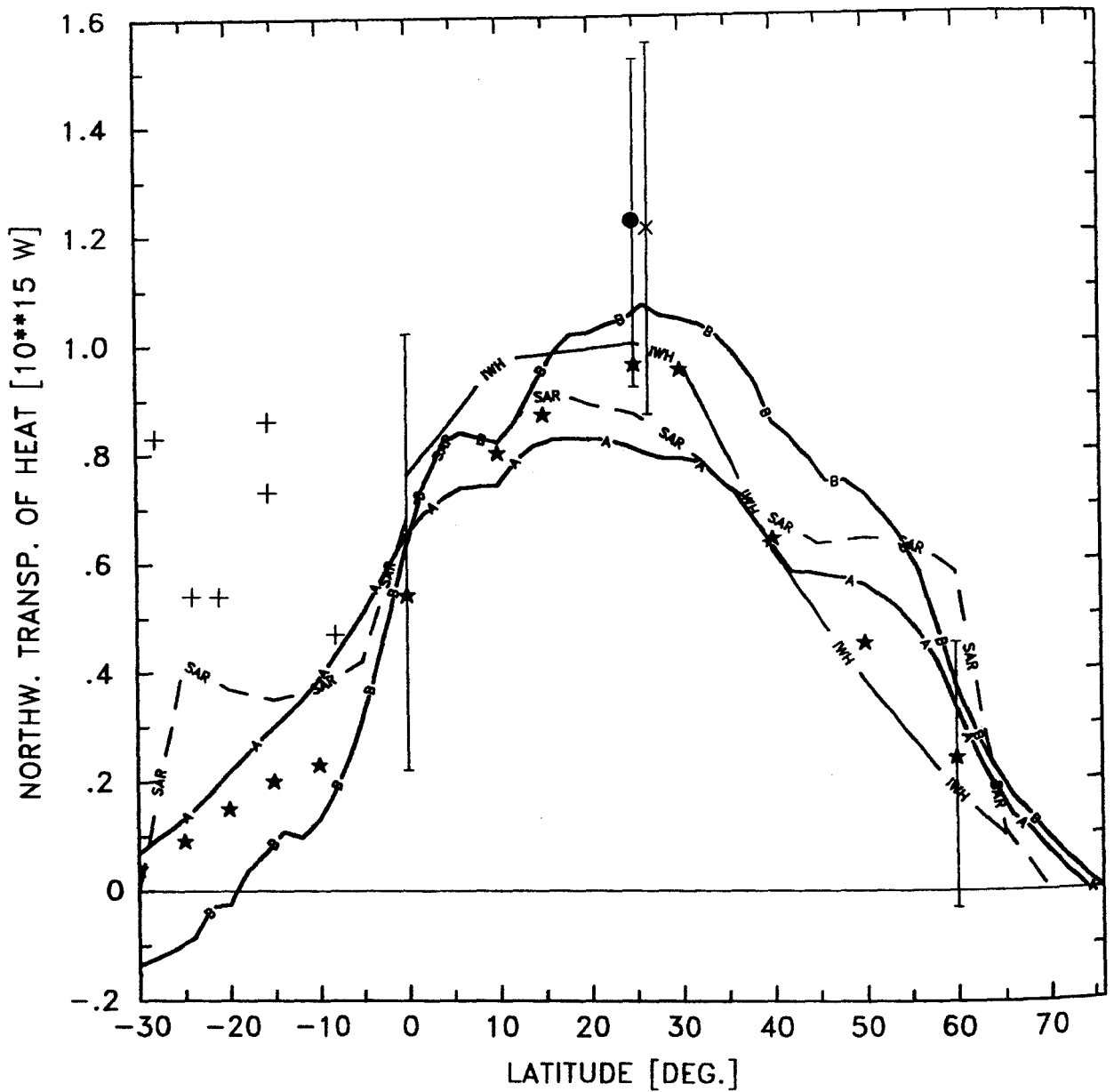


Abbildung 7.4: Nordwärtiger Wärmetransport (PW). Kurve A: KAR-LEV, Kurve B: CONHYD. SAR = SARMIENTO (1986), IWH = ISEMER et. al. (1989). +: FU (1981), e: HALL & BRYDEN (1982), \*: HSIUNG (1985), x: MOLINARI et. al. (1989). Fehlerbalken von WUNSCH (1984): 0°, 60° N, HALL & BRYDEN (1982): 25° N und MOLINARI et. al. (1989): 26.5° N.

## 7.2 Salz- und Frischwassertransporte

Die bisher untersuchten Experimente enthielten außer dem Austausch über die Ozeanoberfläche und über die südliche Berandung bei  $30^\circ$  S keine weiteren Quellen und Senken für die haline Zirkulation. Dabei blieben sowohl Frischwassereinträge in den Atlantik durch große Flüsse (größter Beitrag durch Amazonas) und der Mittelmeereinstrom als Salzgehaltsquelle unberücksichtigt. Abb. 7.5 vermittelt einen Eindruck von den Differenzen zwischen den beobachteten und optimierten Salzgehalten im Tiefenniveau des Mittelmeereinstroms (Experiment KARLEV). Durch die fehlende Salzgehaltsquelle ist das ursprünglich vorhandene Signal fast völlig verschwunden und es treten Salzgehaltsanomalien bis zu  $0.7$  PSU auf. Der hier nicht gezeigte zeitliche Trend belegt eine weitere Salzgehaltsabnahme, die bezogen auf den fünfjährigen Integrationszeitraum allerdings um fast eine Größenordnung geringer ist als die Modell-Daten Differenzen.

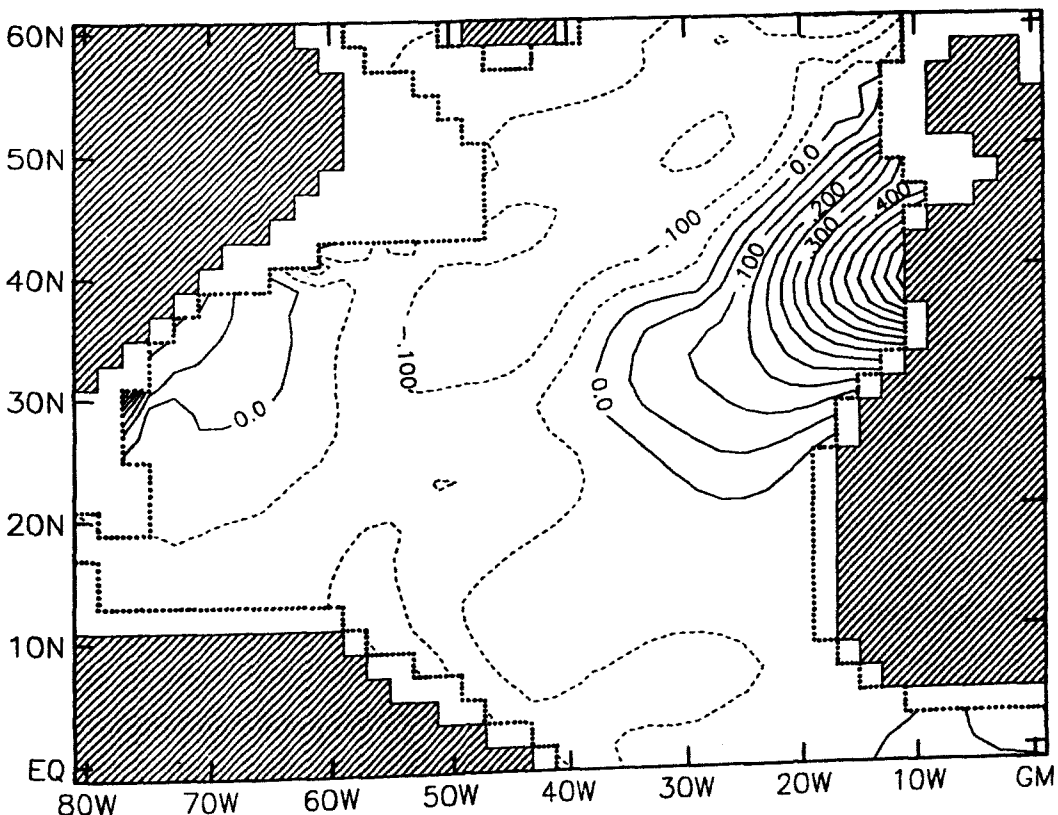


Abbildung 7.5: Daten – Modell Differenz des Salzgehalts in 1088.5 m Tiefe. Experiment KARLEV. Isoliniensabstand: 0.05 PSU.

Um die Sensitivität der Modellergebnisse gegenüber den genannten Faktoren zu prüfen, wurde das Experiment KARLEV mit einer Anpassung der Modelltemperaturen und Salzgehalte an die Levitus-Daten im nordöstlichen Atlantik sowie mit zusätzlicher Frischwasserzufuhr durch den Amazonas wiederholt. Die Anpassung an Levitus-Daten wurde an  $3 \times 3$  horizontalen Gitterpunkten in den Modellniveaus des Mittelmeereinstroms durchgeführt. Die Frischwasserzufuhr des Amazonas in Höhe von  $0.19 Sv$  (BAUMGARTNER & REICHEL, 1975) wurde auf die Oberflächenfrischwasserflüsse entlang des Nordbrasilstroms addiert.

Infolge der genannten Änderungen resultiert für das Modell im Einflußbereich des Mittelmeerwassers eine realistische Hydrographie.

Die zonal gemittelten Frischwasserflüsse reproduzieren in Übereinstimmung mit den Beobachtungen im nordäquatorialen Bereich den zusätzlichen Frischwassergewinn des Ozeans (Abb. 7.6). Sieht man jedoch von diesem Bereich ab, so ergeben sich aus beiden Experimenten nahezu identische Oberflächenflüsse. Im Vergleich zu den Beobachtungen sind die optimierten Frischwasserflüsse in den Subtropen beider Hemisphären und

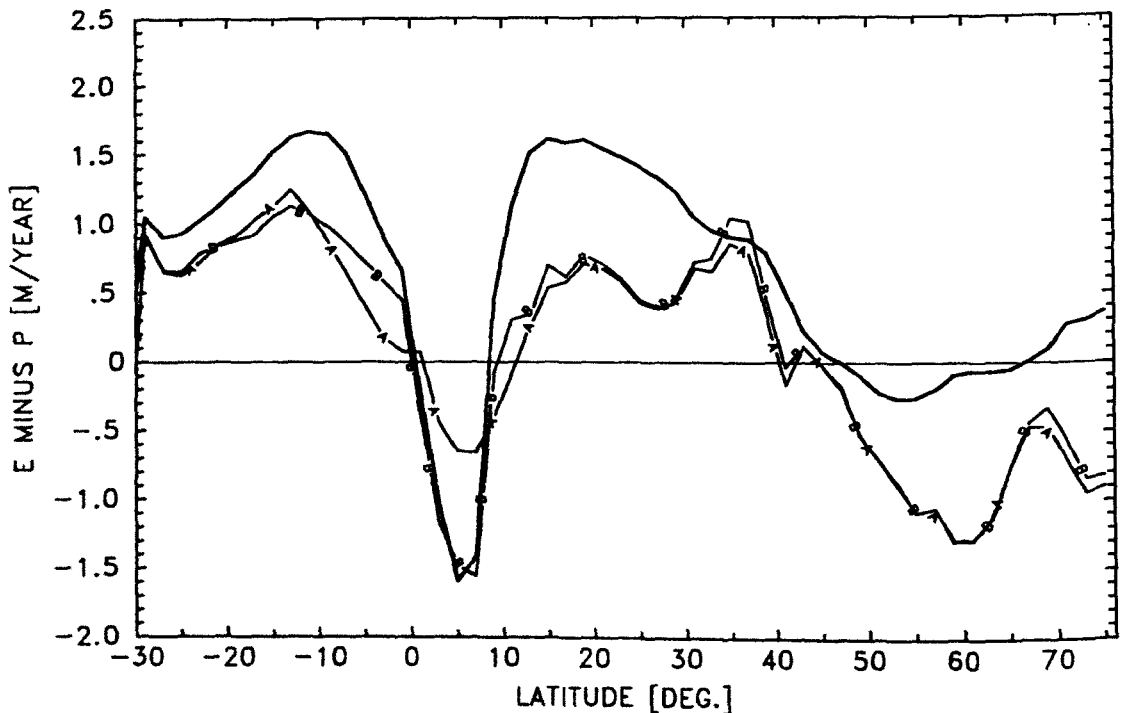


Abbildung 7.6: Zonal gemittelter Oberflächenfrischwasserfluß (m/Jahr).  
 Kurve A: Experiment KARLEV ohne Amazonas, Kurve B: Experiment KAR-  
 LEV mit Amazonas, durchgezogene Linie: COADS-Daten.

nördlich von etwa  $45^\circ$  N zu gering. Daraus läßt sich ablesen, daß die Frischwasserflüsse insgesamt eine zu salzarme Meeresoberfläche produzieren.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten der Salztransportgleichung untersucht. Da diese analog zur Wärmetransportgleichung (7.1) definiert sind, wird hier auf eine Darstellung der Gleichungen verzichtet.

Der zusätzliche Frischwassereintrag durch den Amazonas bewirkt einen starken zonalen Salzgehaltskontrast. Im östlichen Bereich gleicher Breite existieren keine derart großen Quellen für den Frischwasserfluß, so daß der äquatoriale nordwärtige Salztransport deutlich abnehmen sollte. Zwar zeigt die Wirbelkomponente des Salztransports in Abb. 7.7b gegenüber dem Experiment ohne Amazonaszufluß (Abb. 7.7a) eine Verringerung des nordwärtigen bzw. eine Zunahme des südwärtigen Salztransports bis  $10^\circ$  N, die daraus ableitbaren beckenweiten Auswirkungen sind aber insgesamt als gering einzustufen.

Beide Experimente zeigen außerhalb des äquatorialen Bereichs weitgehend ähnliche und mit den anderen Experimenten vergleichbare Salztransporte. Von der Anpassungszone bei  $30^\circ$  S bis etwa  $8^\circ$  S erfolgt ein südwärtiger Salztransport, der durch den Wirbelanteil bestimmt ist und dessen Umwälzanteil vom sich nordwärts ausbreitenden salzarmen Antarktischen Zwischenwasser (AAIW) mit beeinflußt wird. Im nordäquatorialen Gebiet bis etwa  $15^\circ$  N sind Umwälzanteil und Wirbelanteil etwa gleich groß. In diesem, dem subtropischen Salzgehaltsmaximum zuzuordnenden Bereich liegt in den oberen Modellschichten salzärmeres über salzreicherem Wasser, so daß die Umwälzbewegung einen geringeren nordwärtigen Salztransport aufweist. Erst nördlich von  $15^\circ$  N gewinnt die Meridionalzirkulation an Bedeutung und erfaßt Wassermassen mit größerem Salzgehalt und größerer vertikaler Ausdehnung. Dafür verantwortlich ist der salzreiche westliche Randstrom, der über dem sich südwärts ausbreitenden und salzärmeren Nordatlantischen Tiefenwasser liegt, so daß große Salzgehaltsdifferenzen zwischen beiden Strömungen bestehen.

Im Rahmen dieser Darstellung scheint die Einführung einer Mittelmeerwasserquelle nur geringe Auswirkungen auf die zonal integrierten Modellgrößen zu haben. Bei einer nahezu unveränderten Umwälzrate verringert sich der nordwärtige Wärmetransport im Einflußbereich des Mittelmeerwassers um max.  $0.03$  PW, da vergleichsweise wärmeres Wasser im unteren Ast der Umwälzbewegung nach Süden transportiert wird und sich somit der Temperaturkontrast zwischen oberflächennahem Wasser und Tiefenwasser verringert. Die Differenzen im zonal gemittelten Salztransport zwischen den Modell-

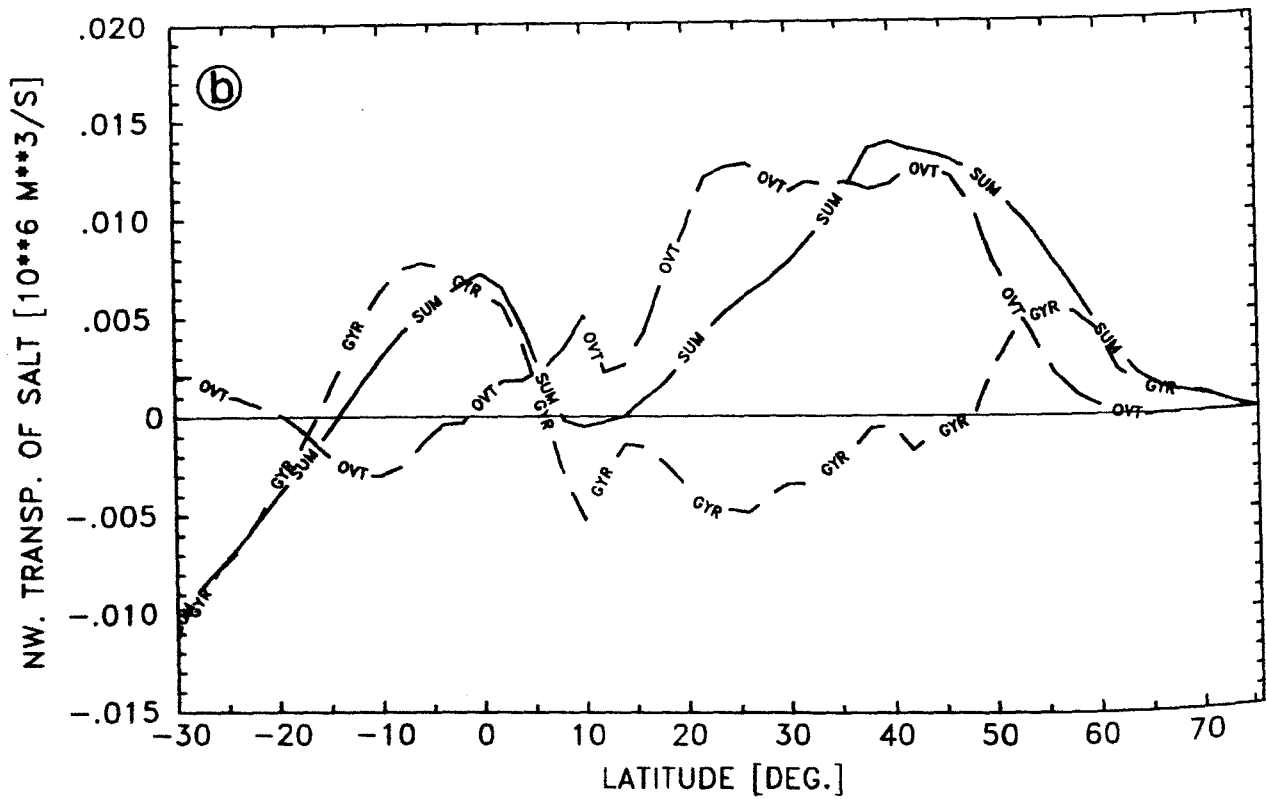
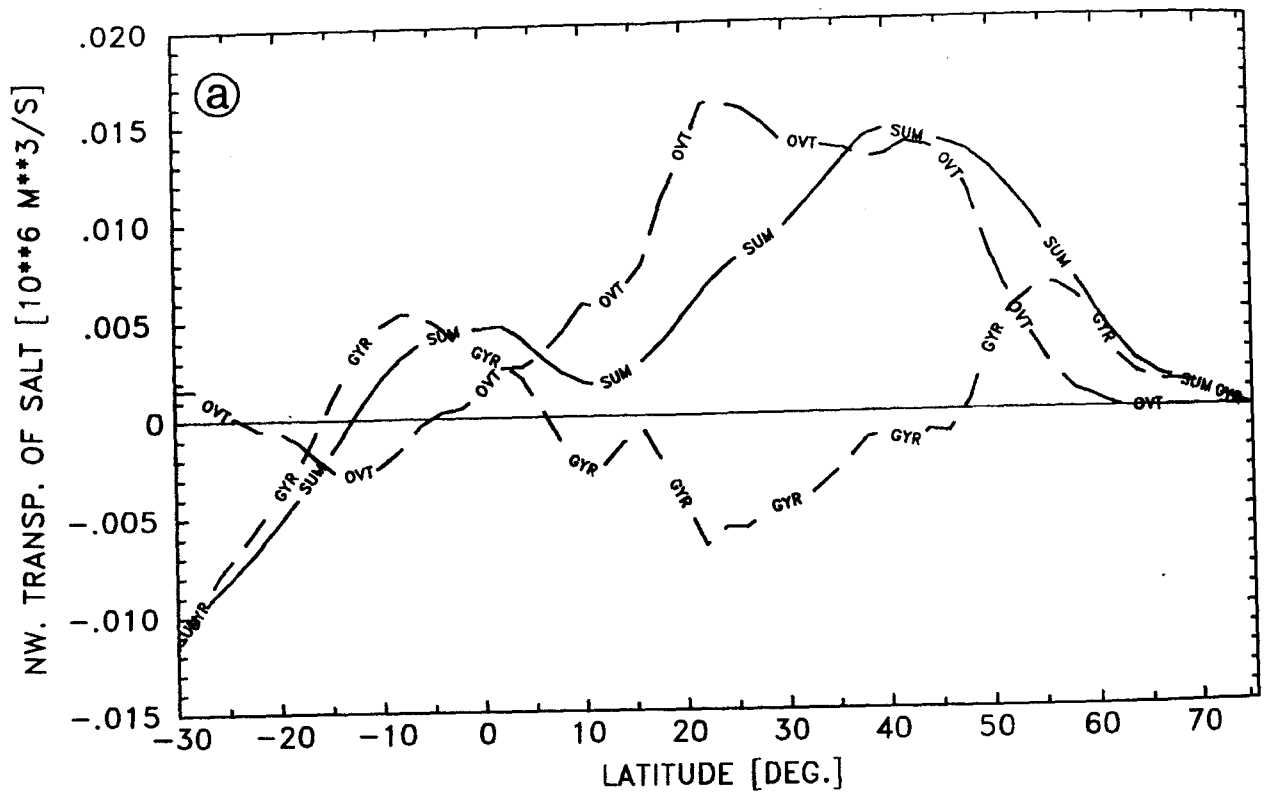


Abbildung 7.7: Nordwärtiger Salstransport ( $S_v$ ).

a) Experiment KARLEV, b) Experiment KARLEV mit Amazonaszufluß und Anpassung an Levitus-Daten im Bereich des Mittelmeereinstroms. SUM = Gesamttransport, OVT = Umwälzanteil, GYR = Wirbelanteil.



versionen ohne bzw. mit Mittelmeerrestoring liegen in den Subtropen und den mittleren Breiten bei etwa  $-2 \cdot 10^{-3} Sv$  und lassen sich in Analogie zum Wärmetransport auf einen schwächeren nordwärtigen Transport aufgrund des salzreicheren südwärtigen Astes der Umwälzbewegung im Niveau des Mittelmeerwassers zurückführen.

Während beim Wärmetransport in der Nordhemisphäre der Wirbelanteil fast durchgehend ein positives Vorzeichen besitzt und damit in die gleiche Richtung wie der Umwälzanteil gerichtet ist, zeigt der Wirbelanteil südlich von  $50^\circ N$  einen südwärtigen Salztransport. Dies beruht auf der dominierenden Korrelation zwischen südwärtigen Geschwindigkeiten und niedrigen Salzgehalten über weite Bereiche des Ozeanvolumens. Durch die starken positiven Salztransporte in der meridionalen Umwälzbewegung bleiben jedoch die Gesamttransporte in den nördlichen subtropischen und mittleren Breiten in Abb. 7.7 nach Norden gerichtet. Analog zum Wärmetransport gibt nördlich von  $50^\circ N$  die abnehmende Bedeutung des Umwälzanteils und die Zunahme des Wirbelanteils den Einfluß des subpolaren Wirbels wieder.

Die Bedeutung des Oberflächenfrischwasserflusses für das Salzbudget und somit für die thermohaline Zirkulation läßt sich durch die Transformation der Salztransporte in äquivalente Frischwassertransporte verdeutlichen. In der ozeanographischen Literatur existieren dazu unterschiedliche Definitionen des Begriffs „Frischwassertransport“ (z. B. WIJFFELS et. al., 1992). Die hier verwendete Definition basiert auf einem Frischwassertransport, der im stationären Zustand die durch Verdunstung, Niederschlag und Flußzufuhr hervorgerufenen Salzgehaltsänderungen kompensiert. Zu diesem Zweck werden die Salztransporte  $ST$  in äquivalente Frischwassertransporte  $FWT$  umgewandelt:

$$FWT = -\frac{1}{S_0} \cdot ST \quad (7.7)$$

Hierbei ist  $S_0$  der Oberflächensalzgehalt, der an dieser Stelle als konstant angenommen wurde. Die anschließend diskutierten größeren Ungenauigkeiten lassen diese Approximation zu.

Zum Vergleich der aus KARLEV bestimmten Frischwassertransporte sind in Abb. 7.8 die indirekt berechneten Kurven von SCHMITT et. al. (1989), BAUMGARTNER & REICHEL (1975) sowie eine direkte Bestimmung von HALL & BRYDEN (1982) angegeben. Die indirekt bestimmten Werte wurden durch Integration der Oberflächenfrischwasserflüsse einschließlich Flußzufuhr und Mittelmeerwassersignal erhalten. Im subpolaren Nordatlantik besteht ein südwärts gerichteter Frischwassertansport, hervor-

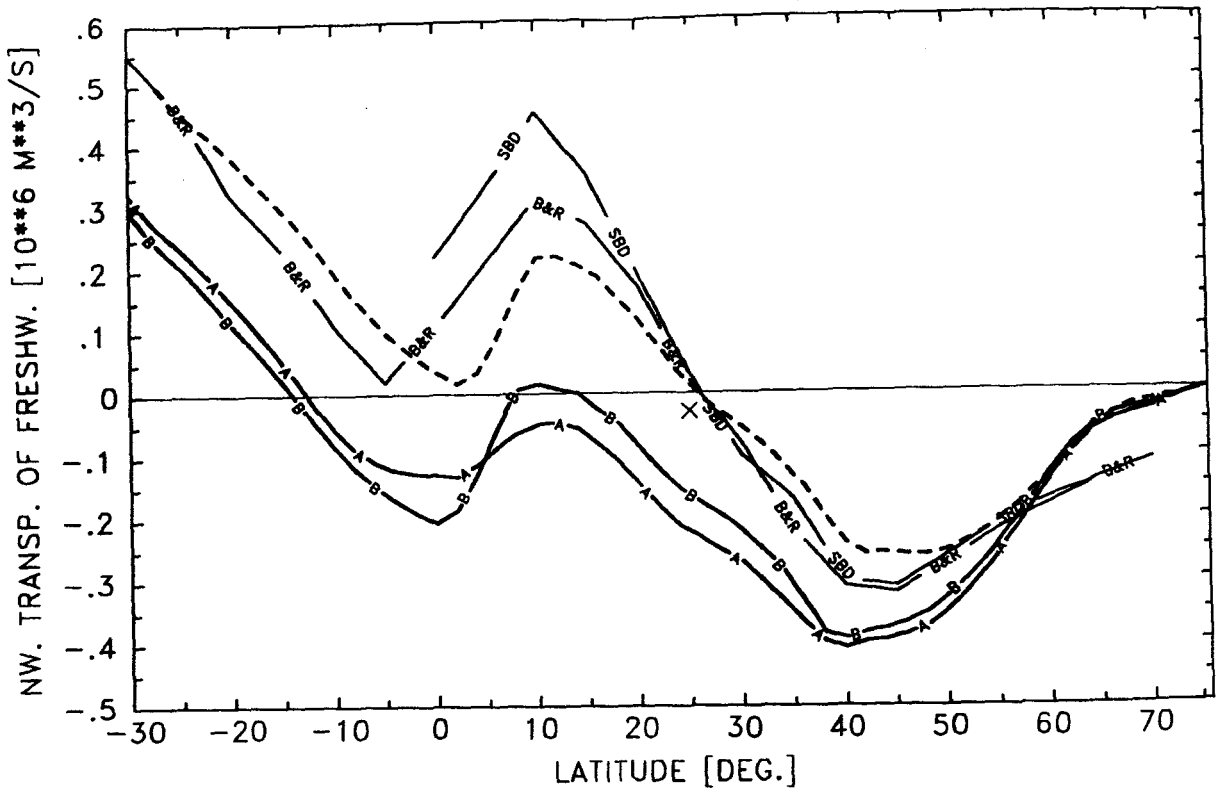


Abbildung 7.8: Nordwärtiger Frischwassertransport ( $S_v$ ). Kurve A: KARLEV, Kurve B: KARLEV mit Amazonaszufluß und Anpassung an Levitus-Daten im Bereich des Mittelmeereinstroms. SBD = SCHMITT et. al. (1989), B&R = BAUMGARTNER & REICHEL (1975). x: HALL & BRYDEN (1982). Gestrichelt: Integrierter Oberflächenfrischwasserfluß (KARLEV mit Amazonas und Mittelmeeranpassung).

gerufen durch Zufuhr aus der Beringstraße sowie durch Niederschlag und Flußzufuhr aus der Arktis in Höhe von etwa  $-0.1 S_v$  (COACHMAN & AAGAARD, 1988). Dieser Betrag muß als Integrationskonstante bei der indirekten Berechnung berücksichtigt werden. In den hier vorgestellten Modellen ist der Nordrand des Modellgebiets geschlossen und es existiert kein Transport über die Berandung. Wie Abb. 7.8 zeigt, würde eine Berücksichtigung der Integrationskonstante den Abstand zwischen Modellwerten und Beobachtungen südlich von  $65^\circ N$  sogar noch weiter vergrößern.

Vom Südrand her zeigen Modelle und Beobachtungen einen nordwärtigen Frischwassertransport, der mit dem Verdunstungsüberschuß in den Subtropen der Südhemisphäre verbunden ist. Im äquatorialen Bereich ändert sich in den Modellen durch den Niederschlagsüberschuß das Vorzeichen des Frischwassertransports. Im Experiment mit Amazonas-Zufluß (Kurve B) zeigt sich am Äquator ein niedrigerer Wert, d. h. es besteht dort eine Divergenz des Frischwassertransports, da Niederschlag und Flußzufuhr die Verdunstung übertreffen. Der nördlich von  $5^\circ N$  bis  $35^\circ N$  fast konstante Offset zwischen den Kurven A und B deutet darauf hin, daß aufgrund des Mittelmeerzuflusses

mehr Frischwasser nach Norden bzw. weniger Frischwasser nach Süden transportiert wird. Die indirekt bestimmten Frischwassertransporte von SCHMITT et. al. (1989) unterscheiden sich vor allem südlich von  $20^\circ$  N von den Werten von BAUMGARTNER & REICHEL (1975) durch Verwendung erhöhter Verdunstungsraten.

Insgesamt zeigen die Modelltransporte einen ähnlichen Verlauf wie die beobachteten Frischwassertransporte; sie sind aber in den Vorzeichen oft verschieden. Durch die auf das gesamte Modellgebiet bezogene Tendenz eines gegenüber den Beobachtungen erhöhten Niederschlags sind die hier vorgelegten Transportwerte südlich von  $60^\circ$  zu gering.

Eine systematische Differenz zwischen Modellwerten und Beobachtungen in Abb. 7.8 beruht auch auf einer Abschätzung der lokal zeitlichen Salzgehaltsänderungen. Aus der Integration der Oberflächenflüsse resultiert für beide Experimente am Südrand des untersuchten Modellgebiets ein Wert, der jeweils um etwa  $0.2 Sv$  über den nordwärtigen Frischwassertransporten liegt und damit den Beobachtungen der anderen Autoren nahe kommt (in Abb. 7.8 als gestrichelte Kurve für KARLEV mit Amazonas-Zufluß angegeben). Anders ausgedrückt, bedeutet dies eine beckenweite Zunahme des Salzgehalts durch den nordwärtigen Salztransport, da zuviel Salz nach Norden transportiert wird. Danach ergibt sich im Laufe einer fünfjährigen Vorwärtsintegration eine Salzgehaltsänderung von  $+0.005$  PSU. Diese ist ebenso wie die Erwärmung auf numerische Eigenschaften des sich nicht im stationären Gleichgewicht befindlichen Modells zurückzuführen.

### 7.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die im Rahmen der Datenassimilation gewonnenen Jahresmittelwerte des nordwärtigen Wärmetransports erreichen am Äquator  $0.65 PW$  und liegen mit maximal  $1.07 PW$  im unteren Bereich der aus Beobachtungen ableitbaren Transporte.

Modellspezifische numerische Eigenschaften bewirken in den tieferliegenden Schichten des Ozeans eine Erwärmung und Salzgehaltserhöhung. Diese Trends dominieren aufgrund der wesentlich größeren Volumina der tieferen Modellboxen den Abkühlungstrend und die Salzgehaltsabnahme in der Hauptsprungschicht und bewirken während des fünfjährigen Integrationszeitraums für das gesamte Modellgebiet nördlich von  $30^\circ$  S eine Erwärmung von  $+0.05^\circ C$  bzw. eine Salzgehaltszunahme von  $+0.005$  PSU.

Die fehlende Salzgehaltsquelle des Mittelmeerwassers führt im entsprechenden Modellniveau zu erheblichen Differenzen zwischen beobachteten und optimierten Verteilungen, die lokal bis zu 10 Standardabweichungen der a priori Fehler erreichen. Die

Berücksichtigung des Mittelmeerwassereinstroms und des Frischwassereintrags durch den Amazonas schafft in den Modellen regional eine realistischere Hydrographie, im Rahmen der hier verwendeten Modellversionen sind jedoch die Auswirkungen auf die globalen Wärme- und Salzbudgets sowie die damit verbundenen Transportänderungen von untergeordneter Bedeutung.

Die von den Modellen ableitbaren Frischwassertransporte zeigen in ihrem Verlauf Ähnlichkeiten mit veröffentlichten Werten. Die Modellwerte liegen jedoch unterhalb der auf Integrationen von Oberflächenflüssen basierenden Abschätzungen anderer Autoren, wofür eine Hauptursache in der zeitlichen Salzgehaltszunahme zu suchen ist (Abb. 7.8). Hierzu muß allerdings angemerkt werden, daß die auf Beobachtungen beruhenden Berechnungen der Frischwassertransporte selbst mit einem erheblichen Fehler behaftet sind. Nach Abschätzungen von WIJFELLS et. al. (1992) ergibt sich bei einer optimistischen 30prozentigen Fehlerannahme für Niederschlag, Verdunstung und Flußzufuhr durch die Integration von  $65^{\circ}$  N aus ein Fehler für den Frischwassertransport, der am Äquator  $\pm 0.42$  Sv und bei  $35^{\circ}$  S  $\pm 0.60$  Sv beträgt. Damit ist im Rahmen der hier gewählten Darstellung der Frischwassertransport über weite Bereiche der Beobachtungen und der Modellwerte im Vorzeichen unbestimmt.

Insgesamt lassen sich die zu niedrigen Wärme-, Salz- und Frischwassertransporte in den Modellen auf die deutlichen Abweichungen der thermohalinen Oberflächenflüsse und der Temperatur- bzw. Salzgehaltsverteilungen von den Beobachtungen sowie auf eine zu schwache Meridionalzirkulation zurückführen.

## 8 Sensitivitätsanalysen

### 8.1 Windgetriebene Zirkulation

Im Rahmen des in dieser Arbeit verwendeten vereinfachten adjungierten Ansatzes stellt das Windfeld einen nicht in das Optimierungsverfahren einbezogenen externen Antrieb des Modells dar. Systematische Fehler im Windfeld können große Änderungen im vertikal integrierten Volumentransport verursachen und sich indirekt auch auf die thermohaline Zirkulation auswirken. Der erste Abschnitt des vorliegenden Kapitels ist daher der Untersuchung des Lösungsverhaltens des Inversmodells gegenüber einer geänderten Windschubspannung gewidmet. Hierbei soll untersucht werden, inwieweit sich die Zirkulation und die optimierten Modellvariablen (Hydrographie, thermohaline Oberflächenflüsse) bei Verwendung verschiedener Windfelder verändern. Die Untersuchung der Zirkulation konzentriert sich dabei auf einen Vergleich der Sverdruptransporte mit den vertikal integrierten Volumentransporten.

In den primitiven Gleichungen ist der Einfluß des Windfeldes an der Meeresoberfläche und der damit verbundenen Windschubspannung mit der barotropen Bewegung des Ozeans verknüpft. Hierbei beeinflußt die Windschubspannung  $\tau$  über die Vorticitygleichung auch das barokline Verhalten des Ozeans. Aus der Vorticitygleichung 2.7 läßt sich mit den vereinfachenden Annahmen einer verschwindenden Reibung und einer verschwindenden Vorticityadvektion im Ozeaninnern die Sverdrupbalance für konstante Wassertiefen ableiten (vgl. WILLEBRAND, 1990):

$$\beta M_y = \nabla_z \times \tau \quad (8.1)$$

mit der meridionalen Komponente des Sverdruptransportes  $M_y = \int_0^H \rho v dz$  und  $\beta$  als dem meridionalen Gradienten des Coriolisparameters. Die genannten Annahmen erlauben die Anwendung der Sverdrupbalance (Gl. 8.1) im untersuchten Modellgebiet außerhalb des westlichen Randstrombereichs. Für den divergenzfreien Sverdruptransport läßt sich eine horizontale Stromfunktion  $\Psi$  definieren:

$$\Psi(x) = - \int_{\lambda_x}^{\lambda} \frac{\nabla_z \times \tau}{\beta} dz' \quad (8.2)$$

mit der Randbedingung  $\Psi(x_e) = 0$  an der östlichen Berandung des Ozeans. Einen ersten Eindruck von den zu erwartenden Unterschieden in den Modellergebnissen liefert die Differenz der Jahresmittel des Sverdruptransports in Abb. 8.1a. Dargestellt sind die Transportdifferenzen aus den ECMWF ("European Center For Medium Range Weather Forecasts") (TRENBERTH et. al., 1989) und HELLERMAN & ROSENSTEIN (1983, im folgenden HR) Windklimatologien. An dieser Stelle sei erwähnt, daß die Windschubspannungen von HR aus historischen Schiffsbeobachtungen bestimmt wurden, während die Werte des ECMWF auf den Ergebnissen eines Modells beruhen, in das global analysierte Windfelder über einen Zeitraum von sieben Jahren assimiliert wurden. Die resultierenden Windschubspannungen unterscheiden sich vor allem in der Wahl der Reibungskoeffizienten, näheres dazu ist in TRENBERTH et. al. (1989) zu finden. Die in Abb. 8.1a dargestellte Differenz der Sverdruptransporte weist im Bereich zwischen  $30^\circ$  N und  $47^\circ$  N positive Werte auf, die einer stärkeren Rotation der Windschubspannung in den ECMWF-Winden gegenüber den HR-Daten zuzuordnen sind. Zum Vergleich zeigt Abb. 8.1b die Differenzen der beiden in Abb. 8.1c,d abgebildeten Stromfunktionen der vertikal integrierten Volumentransporte aus den optimierten Modellzuständen des Experiments KARHYD, berechnet mit ECMWF- bzw. HR-Windschubspannungen. Dabei ist zu beachten, daß ein direkter Vergleich von Sverdruptransporten, berechnet aus beobachteten Windstressdaten, und Volumentransporten aus den Modellen nur mit gewissen Einschränkungen möglich ist. In einem Modell mit Topographie und mit einer thermohalin getriebenen Umwälzbewegung haben topographische Effekte auf den barotropen Mode der Bewegungen eine nicht zu vernachlässigende Bedeutung (WUNSCH & ROEMMICH, 1985). Dies beruht auf der Tatsache, daß geringe -thermohalin getriebene- Tiefenströmungen eine Wechselwirkung mit der Bodentopographie hervorrufen können, so daß die Annahme einer in der Tiefe verschwindenden Vertikalgeschwindigkeit in Gl. 8.1 nicht mehr korrekt ist. Zusätzliche Modifikationen der Modellergebnisse gegenüber einer reinen Sverdrupbalance sind in geringerem Maße durch die in Gl. 8.1 vernachlässigte Reibung und Vorticityadvektion zu erwarten. Abb. 8.1a,b belegen eine annähernde Übereinstimmung in der Struktur der Differenzen im Bereich der nördlichen Subtropen. Nördlich von  $47^\circ$  N und südlich von  $30^\circ$  N deuten zwei etwa  $5^\circ$  breite, beckenweite Zonen auf eine gegenüber den HR-Windschubspannungen reduzierte Sverdrupzirkulation der ECMWF-Daten hin, wobei nur der letztgenannte Bereich in den Modelldifferenzen in abgeschwächter Form bis etwa  $45^\circ$  W zu finden ist. In den Differenzen der Modelltransporte existiert weiterhin ein beckenweiter Bereich negativer Werte zwischen  $10^\circ$  und  $20^\circ$  N, der in den Sverdrup-

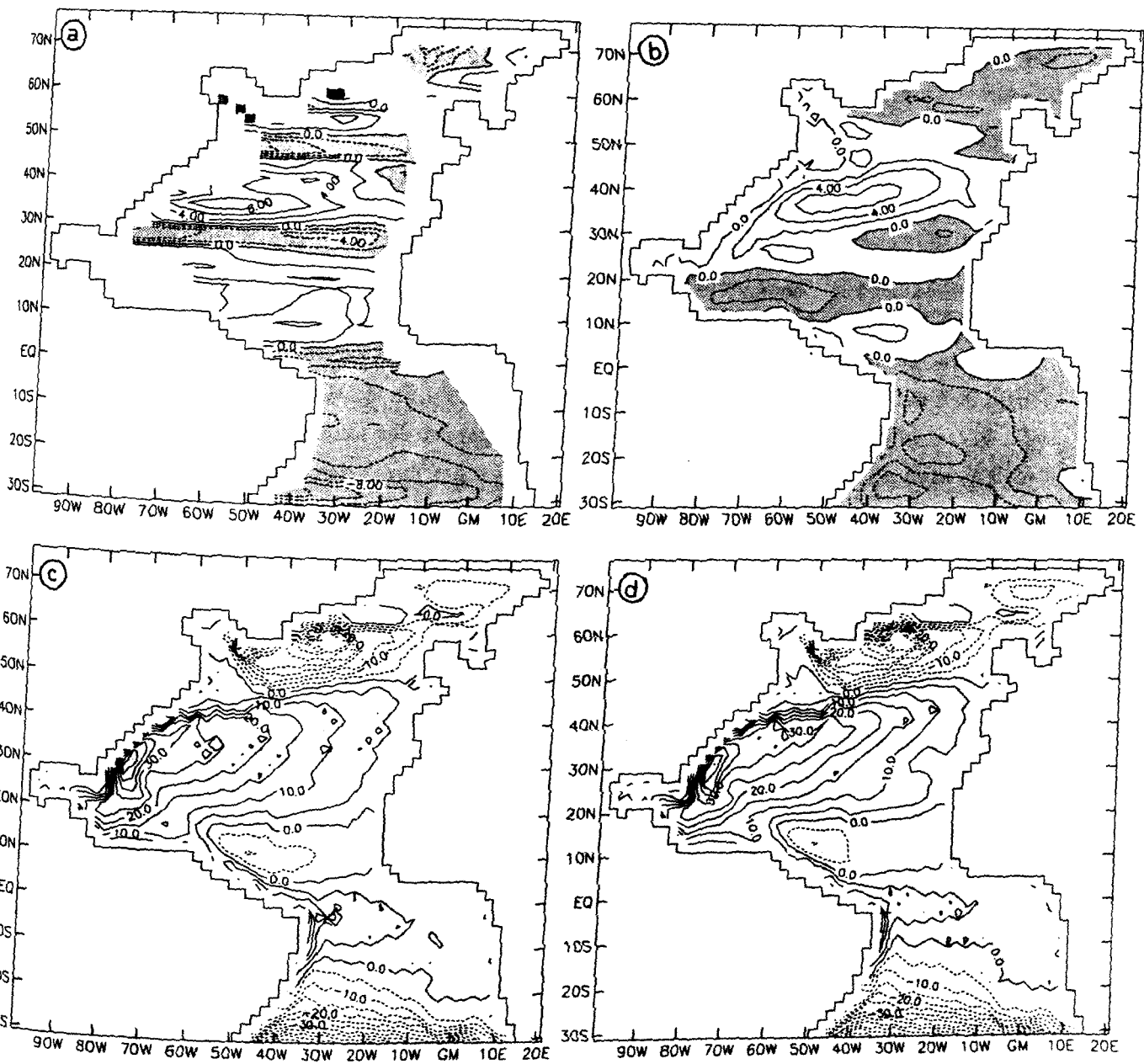


Abbildung 8.1: a) Differenz der Sverdruptransporte: ECMWF – HR ( $S_v$ ).  
 b-d) Experiment KARHYD mit verschiedenen Windschubspannungen.  
 Differenz der vertikal integrierten Volumentransporte ( $S_v$ ): ECMWF – HR  
 (b). Vertikal integrierter Volumentransport ( $S_v$ ) mit ECMWF-Winden (c)  
 und mit HR-Winden (d). Isolinienabstände: 2.0  $S_v$  (a,b) bzw. 5.0  $S_v$  (c,d).

transporten nicht existiert. Im Gebiet südlich des Äquators stimmen die Differenzen im Sverdruptransport und im Volumentransport des Modells wieder annähernd überein. Daraus kann unter Berücksichtigung der genannten Einschränkungen geschlossen werden, daß die Änderungen im vertikal integrierten Volumentransport des Modells ähnliche Strukturen und Extremwerte aufweisen wie die Differenzen der entsprechenden Sverdruptransporte.

Die Stromfunktion des vertikal integrierten Transports für das Experiment KARHYD mit den oben beschriebenen Windfeldern ist in Abb. 8.1c,d dargestellt. Der Volumentransport des subarktischen Wirbels schwankt in allen Experimenten zwischen 40 und 50 Sv und erreicht damit die gleiche Stärke wie das westliche Randstromsystem. Auf Beobachtungen beruhende Inversionen hydrographischer Daten (WUNSCH & GRANT, 1982, MARTEL & WUNSCH, 1992) geben mit 10-20 Sv durchweg kleinere Werte an. Der rein windbedingte Transport schwankt nach TRENBERTH et. al. (1989) bei 55° N zwischen 20 Sv in den Sommermonaten und 80 Sv im Winterhalbjahr. Nach GERDES (1988) wird der starke subarktische Transport des externen Modes im Modell nicht durch die Arbeitsleistung des Windes, sondern durch den Einfluß des Bodendruckterms in der Vorticitybalance und damit durch die Auftriebskräfte im Rahmen der intensiven thermohalinen Zirkulation zwischen 50° N und 60° N hervorgerufen. Ein Vergleich mit den vertikal integrierten und zeitlich gemittelten Volumentransporten des wirbelaflösenden WOCE-Modells (BÖNING, 1992) bei gleichem Windantrieb (HR) zeigt eine ähnliche großräumige Anordnung der Zirkulationszellen. Hierbei treten die deutlichsten Unterschiede im subpolaren Wirbel auf: Im hochauflösenden Modell sind die Maxima des tiefenintegrierten Transports mit ca. 20 Sv nur etwa halb so groß wie bei dem hier verwendeten Modell. Der Grund für diesen Unterschied liegt vermutlich in der intensiveren thermohalinen Umwälzbewegung und der damit verbundenen Auswirkung auf den vertikal integrierten Volumentransport: Im vorliegenden Experiment KARHYD (Abb. 8.1d) ist das "Overturning" mit über 20 Sv deutlich stärker ausgeprägt als im wirbelaflösenden Modell (ca. 12 Sv).

Der kombinierte Effekt der gegenläufigen Strömungen von Golfstrom einerseits und tiefem westlichen Randstrom andererseits resultiert in einem nordwärtigen Transport von ca. 50 Sv für beide Windfelder. In allen anderen, mit HR-Winden angetriebenen Experimenten schwanken die vertikal integrierten westlichen Randstromtransporte zwischen 40 und 50 Sv. Entlang der Golfstromfortsetzung in Abb. 8.1c,d werden südöstlich des Neufundlandschelfs bis zu 30 Sv nach Osten transportiert. Südlich davon, in einem Gebiet zwischen 45° N und 30° N sowie westlich von 20° W treten deutliche Differenzen im Volumentransport aufgrund der unterschiedlichen Windklimatologien hervor.



In diesen Bereichen bewirken die ECMWF-Winde eine stärkere südwärtsige Rezirkulation als die HR-Winde. Die Differenzen in Abb. 8.1b sind teilweise größer als 6 Sv, was einer lokalen Intensivierung der vertikal integrierten Transporte um mehr als 30% entspricht.

Nördlich des Äquators werden entlang der brasilianischen Küste bis zu 15 Sv überwiegend südatlantischen Wassers nach Nordwesten transportiert. Die Differenzen der vertikal integrierten Transporte sind in diesem Bereich mit maximal 2 Sv vergleichsweise gering.

Ähnlich große Abweichungen wie in der Nordhemisphäre um 40° N lassen sich in den südlichen Subtropen in einem Gebiet südöstlich des Brasilstroms (23° - 30° S, 27° - 38° W) feststellen. Die tiefengemittelten Transporte im Südatlantik zeichnen sich durch eine nach Süden hin zunehmende subtropische Rezirkulation mit max. 60 Sv aus. Dieser hohe Wert resultiert aus der Wechselwirkung mit der Pufferzone südlich von 30° S, wie am Verlauf der Konturlinien ersichtlich ist.

Aus Skalenabschätzungen der planetarischen Vorticitygleichung und der Wärmebalance gelangt COLIN DE VERDIERE (1989) zu einer Relation, wonach der Response der kinetischen Energie auf ein verändertes Windstressfeld proportional zur 4/3 Potenz der Windschubspannung ist. Im Rahmen eigener, auf den planetarischen geostrophischen Bewegungsgleichungen beruhender Modelluntersuchungen stellt COLIN DE VERDIERE fest, daß der Haupteffekt des geänderten Windfeldes in der Intensivierung der horizontalen Zirkulation liegt, während die meridionale Umwälzbewegung und damit der Wärmetransport weitgehend unbeeinflusst bleiben. Diese Aussagen finden ihre Bestätigung in den hier gezeigten Experimenten, indem Auswirkungen des geänderten Windantriebs auf die genannten zonal integrierten Größen kaum feststellbar sind.

Mit Bezug auf die in Kapitel 6 diskutierten Ergebnisse der großräumigen Zirkulation ist anzumerken, daß mit den Differenzen in den Volumentransporten auch Veränderungen in den Geschwindigkeiten des externen Modes verknüpft sind. Die absoluten Geschwindigkeitsänderungen betragen jedoch selbst in Bereichen maximaler Unterschiede in den Volumentransporten typischerweise nur 10% des Geschwindigkeitsbetrags. Desweiteren sind die Auswirkungen des geänderten Antriebs für den externen Mode auf die thermohaline Zirkulation bei einer globalen Änderung der Kostenfunktion von unter 5% als gering einzustufen. Ein Vergleich der Ergebnisse belegt, daß die optimierte Hydrographie und die thermohalinen Oberflächenflüsse näherungsweise insensitiv gegenüber den Unterschieden der hier verwendeten Windstressdaten sind.

## 8.2 Erhöhung der vertikalen Auflösung

In den vorangegangenen Kapiteln wurde versucht darzulegen, daß Modellauflösung und Modellparametrisierungen einen entscheidenden Einfluß auf die optimierten Modellzustände ausüben. Um eine bessere Anpassung des Modells an die Beobachtungen zu erreichen, wäre es beispielsweise sinnvoll, die Modellauflösung zu erhöhen. Eine generelle Erhöhung der horizontalen und vertikalen Auflösung mit fest vorgeschriebenen Integrationszeiten für das Vorwärts- bzw. adjungierte Modell scheidet jedoch am Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf der derzeit verfügbaren Computer. Stattdessen wurde der Versuch unternommen, die Sensitivität der vorgelegten Ergebnisse gegenüber einer alleinigen Erhöhung der vertikalen Auflösung zu untersuchen. Mit einer Vervielfachung der vertikalen Auflösung auf 48 Modellniveaus wächst die Anzahl der zu optimierenden Anfangs- und Randbedingungen auf ca.  $1.2 \cdot 10^5$  an. Durch den erhöhten technischen Aufwand ergibt sich bereits in dieser Konfiguration eine ozeanographisch bedeutsame Einschränkung. So konnte im Rahmen des adjungierten Formalismus das Modell jeweils nur maximal zwei Jahre vorwärts bzw. rückwärts integriert werden. Bis zum Stop der Iterationen wurden Integrationszeiten von insgesamt 7 Jahren erreicht. Diese Zeit reicht außerhalb des tropischen Atlantiks nicht zu einer vollständigen Adjustierung der Hauptsprungschicht an den geänderten Antrieb sowie zur beckenweiten baroklinen Informationsausbreitung durch interne Rossbywellen aus. Durch die erhöhte vertikale Auflösung wird die Darstellung der vertikalabhängigen Hydrographie durch das Modell erwartungsgemäß verbessert (z. B. flachere tropische Sprungschicht). Optimierter Modellzustand und Beobachtungen stimmen qualitativ in der großräumigen Struktur der flachen tropischen und tiefen subtropischen Hauptsprungschicht weitgehend überein (Abb. 8.2). Im Vergleich zu den Modellergebnissen der 12-Schichten Version ergeben sich mit dem vertikal hochauflösenden Modell allerdings keine quantitativen Verbesserungen. So zeigen die Daten-Modell Differenzen in Abb. 8.2c,d die gleichen modellweiten Tendenzen eines über weite Bereiche zu kalten und zu frischen oberen Ozeans. Dies legt den Schluß nahe, daß unter Berücksichtigung der o. g. modelltechnischen Beschränkungen die alleinige Erhöhungen der vertikalen Modellauflösung keine signifikanten Änderungen in bezug auf den optimierten Modellzustand bewirken kann.

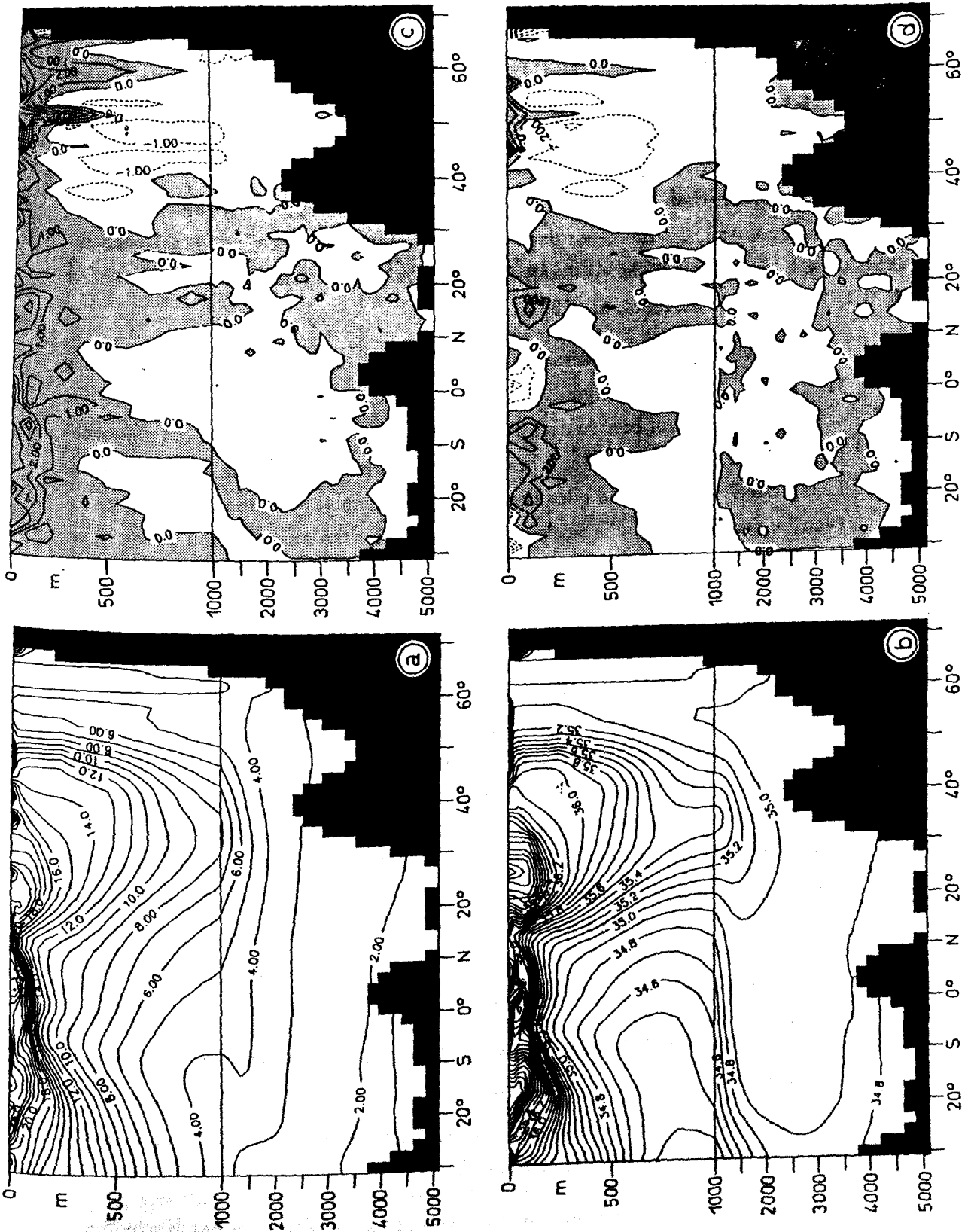


Abbildung 8.2: Meridionalschnitte der potentiellen Temperatur (a) und des Salzgehalts (b) in 31° W im erweiterten Experiment KARHYD mit 48 Modellschichten (Isolinienabstand: 1.0 °C bzw. 0.1 PSU); c,d) Daten - Modell Differenzen (Isolinienabstand: 1.0 °C bzw. 0.2 PSU). Gerastert:  $(T, S)_{\text{obs}} > (T, S)_{\text{mod}}$ .

## 9 Fehlerabschätzung

Das der mathematischen Kontrolltheorie zuzuordnende adjungierte Verfahren basiert auf Voraussetzungen, die die Grundlage zur Beurteilung der Güte der erhaltenen Inverslösung bilden. Diese Voraussetzungen seien im folgenden kurz erläutert (BRYSON & HO, 1975, FUKUMORI et. al., 1992):

1. die Beobachtbarkeit ("Observability"); d. h. die Fähigkeit des Inversmodells aus Messungen einen eindeutigen Modellzustand bestimmen zu können. Auf das vorliegende Problem bezogen ist dies äquivalent zur Aussage, daß die Beobachtungsmatrix einen vollen Rang besitzt. Wenn weniger Beobachtungen als Freiheitsgrade vorhanden sind oder Beobachtungen voneinander linear abhängig sind (von beidem kann bei den vorliegenden Experimenten ausgegangen werden), ist eine „gute“ Anfangsschätzung notwendig, um durch a priori Informationen den Nullraum des Lösungsvektors zu reduzieren. Gleichzeitig verbessert sich dadurch die Konvergenzgeschwindigkeit des Optimierungsverfahrens.
2. die Kontrollierbarkeit ("Controllability"); d. h. die Fähigkeit des Inversmodells durch Veränderung der Kontrollvariablen (hier: Anfangs- und Randbedingungen) von einem beliebigen Endzustand in einen anderen zu gelangen. Hierin drückt sich die Kopplung zwischen dem dynamischen Modell und den Kontrollvariablen aus, die den aktuellen Zustand eines Systems bestimmen. In der Terminologie der Inversrechnung gelten nicht eindeutige Modellzustände, die instabil gegenüber kleinen Änderungen des Lösungsvektors sind, als schlecht konditioniert. In diesen Fällen verbessern eine Skalentransformation der Gradienten und die Einführung von a priori Informationen, wie z. B. die in dieser Arbeit verwendete Glattheitsforderung bezüglich der Stationarität, die Konditionierung.

Ausgehend von den zitierten Voraussetzungen stehen in diesem Abschnitt drei Fragen im Vordergrund:

- Entsprechen die in den vorangegangenen Kapiteln dargestellten Lösungen den globalen Minima der Kostenfunktionen?
- Wie sensitiv sind die Gradienten im angenommenen Minimum der Kostenfunktion gegenüber den Beobachtungen?
- Wie groß ist der aus den Modellergebnissen ableitbare Fehler für die optimierten Verteilungen von Temperatur, Salzgehalt und Oberflächenflüssen?

Die Untersuchung dieser Fragen bei allen Experimenten scheidet aus Gründen des dazu notwendigen technischen Aufwands aus. Stattdessen konzentrieren sich die folgenden Analysen auf das Experiment KARHYD.

## 9.1 Eindeutigkeit der optimierten Modellösungen

Zur Untersuchung des Minimums der Kostenfunktion wurde das Experiment KARHYD mit einer Anfangsschätzung wiederholt, die mit einer Amplitude von einer Standardabweichung der a priori Fehler verrauscht wurde. Der so erhaltene Modellzustand weicht nur geringfügig von den mit unverrauschten Anfangsschätzungen erhaltenen Ergebnissen ab; die Kostenfunktion nimmt um ca. 3.5 Prozent zu. Dieses Ergebnis läßt zunächst vermuten, daß mit der unverrauschten Anfangsschätzung ein Minimum der Kostenfunktion gefunden wurde.

Im folgenden ist zu klären, ob es sich bei den gefundenen Lösungen um zwei separate Minima handelt, oder ob die schlechte Konditionierung des Problems eine Fortsetzung der Minimierung der Kostenfunktion verhindert hat. Hierzu wurde mit Hilfe der beiden Lösungen eine neue Kostenfunktion, aufgeteilt in Teilbereiche des Parameterraums, berechnet (vgl. Tziperman et. al., 1992b). Die neue Kostenfunktion mit dem Lösungsvektor  $\mathbf{X}$  wird aus Linearkombinationen der beiden alten Kostenfunktionen  $\mathbf{X}_{\min 1}$  und  $\mathbf{X}_{\min 2}$  gebildet:

$$\mathbf{X}_i = \mathbf{X}_{\min 1} + \alpha_i \cdot (\mathbf{X}_{\min 2} - \mathbf{X}_{\min 1}), \quad (9.1)$$

mit  $\alpha = -3.0, -2.8, \dots, 2.8, 3.0$ .

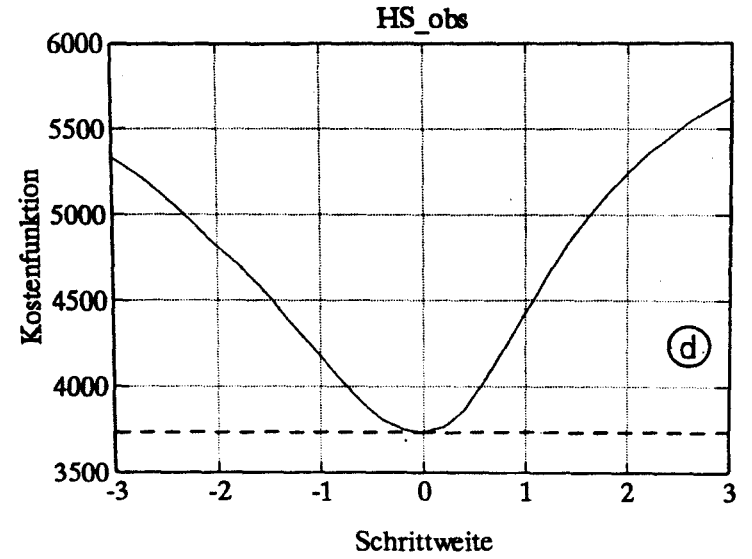
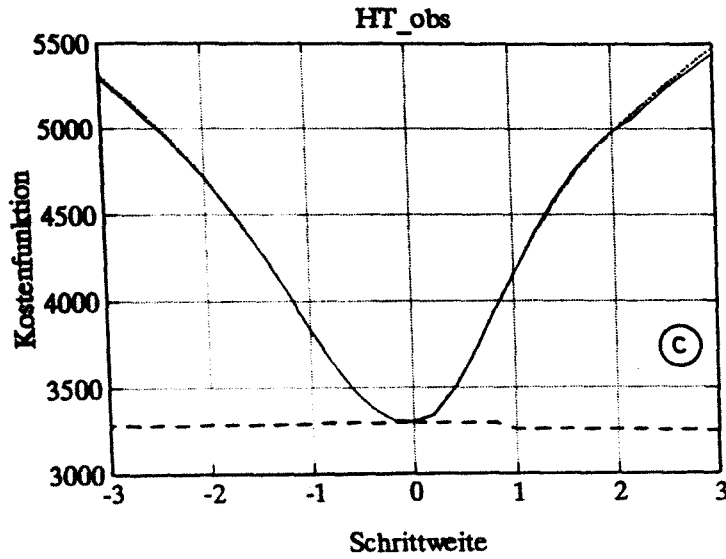
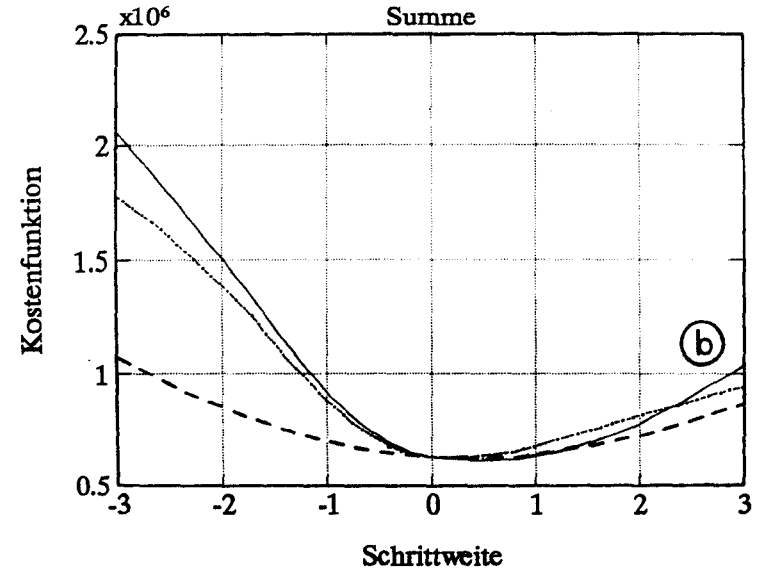
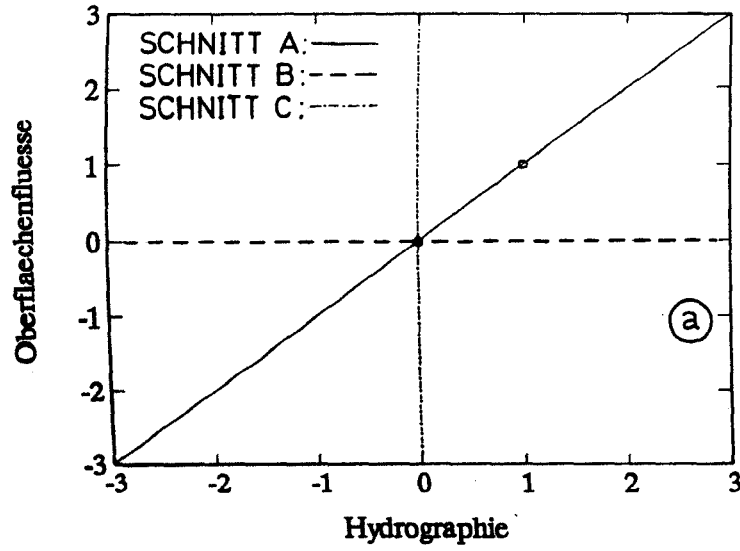
Aus Abb. 9.1b ist ersichtlich, daß beide Lösungen  $\mathbf{X}_{\min 1}, \mathbf{X}_{\min 2}$  in einem flachen Tal des durch den Lösungsvektor  $\mathbf{X}$  aufgespannten Parameterraums liegen (Schnitt A). In diesem Bereich kann das Modell Linearkombinationen der Parameter nicht auflösen, und somit werden alle Lösungen von der Optimierung akzeptiert. Der flache Verlauf der Kostenfunktionen verhindert eine weitere Konvergenz des Verfahrens in Richtung auf ein eventuell vorhandenes, kleineres Minimum.

Wodurch wird dieses flache Minimum der Kostenfunktionen hervorgerufen? Zur Klärung dieser Frage wurde gemäß Abb. 9.1a der Parameterraum des Lösungsvektors  $\mathbf{X}$  jeweils in eine die Hydrographie umfassende Gruppe ( $T, S$ ) und eine die Oberflächenflüsse enthaltende Gruppe ( $H_T, H_S$ ) eingeteilt. Die Schnitte B in den Abb. 9.1a-h entsprechen in den Kostenfunktionswerten für die Oberflächenflüsse der

Lösung  $X_{\min 1}$ , während die Werte für die Hydrographie gemäß Gl. (9.1) bestimmt wurden. Im Schnitt C entspricht die Hydrographie der Lösung von  $X_{\min 1}$  und die Oberflächenflüsse wurden mit Gl. (9.1) bestimmt. Die Kurven des Schnitts C laufen über weite Bereiche des abgebildeten Parameterraums parallel zu denen von A. Ein Festhalten der Hydrographie in Form der ersten Lösung beeinflusst demnach die Kostenfunktionsbeiträge, auch die der Oberflächenflüsse in Abb. 9.1c,d, nur wenig. Im Schnitt B hingegen treten deutliche Unterschiede zu A und C auf. Bei konstanten Oberflächenflüssen verflacht sich der Verlauf der Kostenfunktion in Abb. 9.1b; keine der hydrographischen Modell-Daten Differenzen in Abb. 9.1e,f entspricht mehr einem Minimum der Kostenfunktion. Dies deutet darauf hin, daß insbesondere die optimierten Oberflächenflüsse eine weitere Verringerung der Kostenfunktion verhindern. Zwar beträgt der Anteil der Oberflächenflüsse am Betrag der Kostenfunktion nur etwa ein Prozent, durch ihre Bedeutung als Randbedingung haben sie jedoch einen maßgeblichen Einfluß auf die Kostenfunktionsbeiträge der Hydrographie. Die Inkompatibilität zwischen Oberflächenflüssen und Hydrographie stellt somit einen wichtigen Grund dafür dar, daß die Kostenfunktion nicht weiter verringert werden kann.

Das Problem der schlechten Konditionierung äußert sich im flachen Verlauf der Kostenfunktionen  $X_{\min 1}$ ,  $X_{\min 2}$  in Abb. 9.1b. Wenn sich die Kostenfunktion in einer Richtung des Parameterraums nicht ändert, werden die entsprechenden Modellparameter nicht aufgelöst, d. h. sie lassen sich als Linearkombinationen anderer Modellparameter darstellen. Ursachen hierfür können die Unterbestimmtheit des Systems in Form einer zu geringen Datendichte oder nicht unabhängige Informationen in den Beobachtungen sein. Dies bewirkt eine Verlangsamung der Konvergenz der Kostenfunktion bzw. einen Abbruch der Optimierung und kann letztendlich dazu führen, daß das exakte Minimum der Kostenfunktion nicht gefunden wird. Trotz der in Abb. 9.1b dargestellten Minima der Kostenfunktionen kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß ein anderes, globales Minimum existiert.

Abb. 9.1a-d



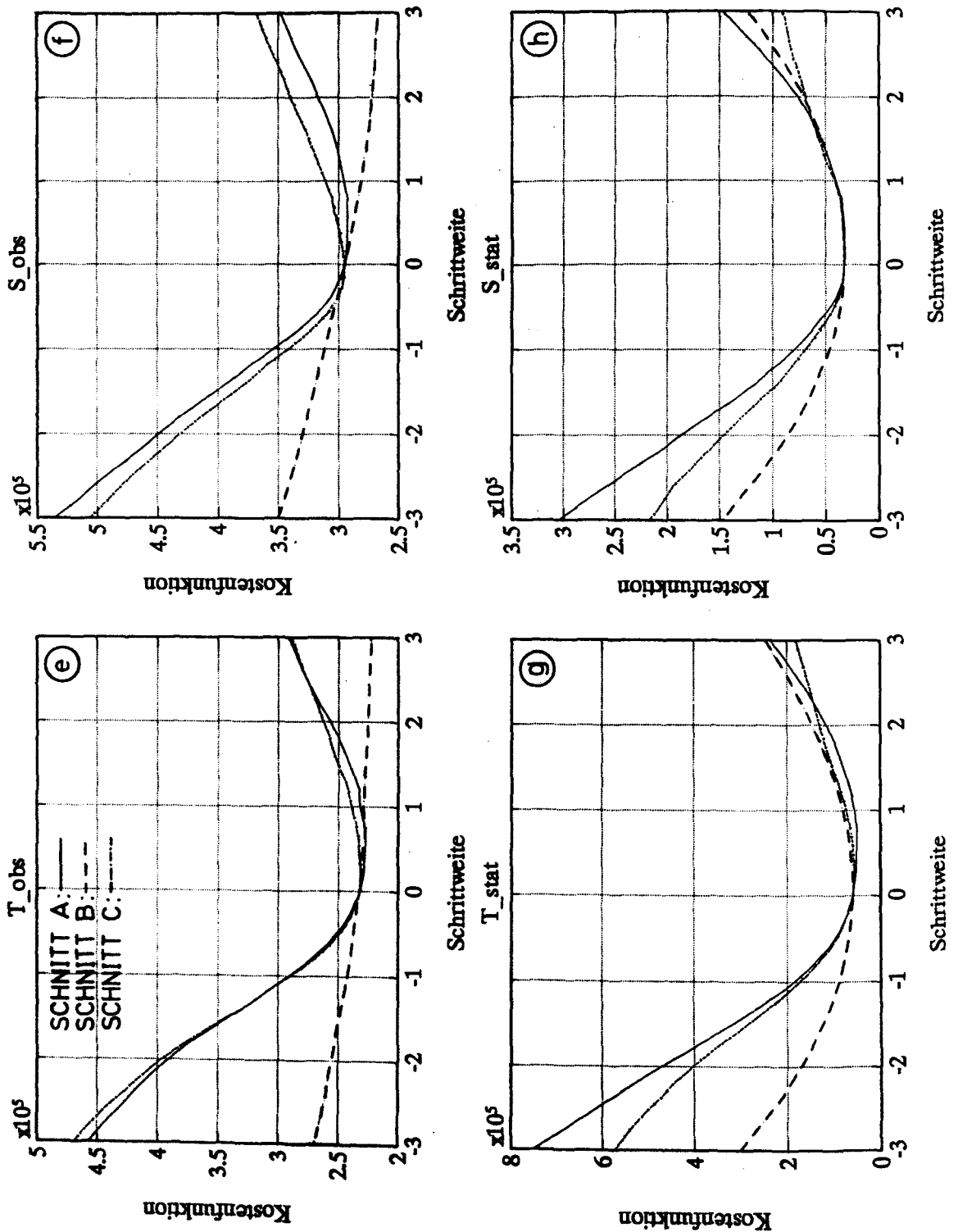


Abbildung 9.1: Ausschnitte aus dem Parameterraum der Kostenfunktion  $J(X)$ .  $T_{obs}$ ,  $S_{obs}$ ,  $\Delta T$ ,  $\Delta S$ ,  $H_{T,obs}$  und  $H_{S,obs}$  bezeichnen die in Gl. (2.15) definierten Kostenfunktionsterme. a) Schematische Darstellung der Orientierung der in den Abb. b-h) dargestellten Schnitte. Positionen (0,0) und (1,1) markieren die beiden Experimente aus KARHYD ohne bzw. mit Rauschen auf den Anfangsschätzungen.

Geringe Schwankungen im Kostenfunktionsbeitrag des Oberflächenwärmeflusses trotz konstant vorgegebener Werte in Abb. c) beruhen auf der in den Modellversionen implementierten Bedingung eines verschwindenden Wärmeflusses beim Erreichen des Gefrierpunkts der Oberflächentemperatur.



## 9.2 Sensitivität der Lösungen gegenüber den Beobachtungsfehlern

Der folgende Abschnitt beschäftigt sich mit der Frage, inwieweit sich große Abweichungen zwischen Modell und Daten auf einen unzureichenden Informationsgehalt in den Daten durch zu große Beobachtungsfehler zurückführen lassen. Dies ist äquivalent zur Frage, wieviel Informationen im angenommenen Minimum der Kostenfunktion noch in den Daten unter Berücksichtigung der Beobachtungsfehler enthalten sind. Im Vergleich zum „perfekten“ Gradienten, der mit fehlerfreien Beobachtungen bestimmt wird, sind mit fehlerbehafteten Beobachtungen berechnete Gradienten von den wahren Werten verschieden. Dieser Unterschied hängt von der zeitlichen Rückwärtspropagation der angenommenen Beobachtungsfehler ab. Der Gradient läßt sich somit als Zufallsvariable aufgrund der Beobachtungsfehler interpretieren (GAUTHIER, 1992). Dazu werden Variationen um die zum Minimum der Kostenfunktion gehörenden Gradienten an ausgewählten Modellpositionen betrachtet. Die von GAUTHIER abgeleiteten Relationen zwischen den Kovarianzmatrizen des Beobachtungsfehlers und des Gradientenfehlers (= Sensitivität des Gradienten) werden hier wie folgt approximiert:

- Es werden nur Diagonalelemente der Kovarianzmatrix der Sensitivität des Gradienten an einigen ausgewählten geographischen Positionen betrachtet. Die Diagonalelemente werden als horizontal unkorreliert angenommen, so daß an allen geographischen Positionen die Werte simultan für das jeweilige Tiefenniveau bestimmt werden konnten. Dies wurde anhand von Kontrollexperimenten überprüft und kann als hinreichend erfüllt angesehen werden.
- Die Berechnungen wurden derart durchgeführt, daß die Modell - Daten Differenzen mit dem a priori Beobachtungsfehler 30 mal vergrößert wurden (vgl. RABIER & COURTIER, 1992). Durch entsprechende Integrationen des adjungierten Modells wurden die Varianzen der Gradienten empirisch bestimmt.

In Abb. 9.2 sind am Beispiel des Experiments KARHYD für vier Modellpositionen die Sensitivitäten der jeweiligen Gradienten gegenüber den variierten Beobachtungen dargestellt. Auf das gesamte Modellgebiet bezogen, weisen die Gradienten von Temperatur und Salzgehalt die größten Sensitivitäten gegenüber den Beobachtungen in Modellniveaus und Regionen mit konvektiver Durchmischung auf (Abb. 9.2a). Dies beruht darauf, daß während der Konvektionsereignisse Informationen bis in große Tiefen transportiert werden können und daß geringe Änderungen in den thermohalinen Variablen ausreichen, um die Konvektion zu unterdrücken. Das Sensitivitätsprofil der

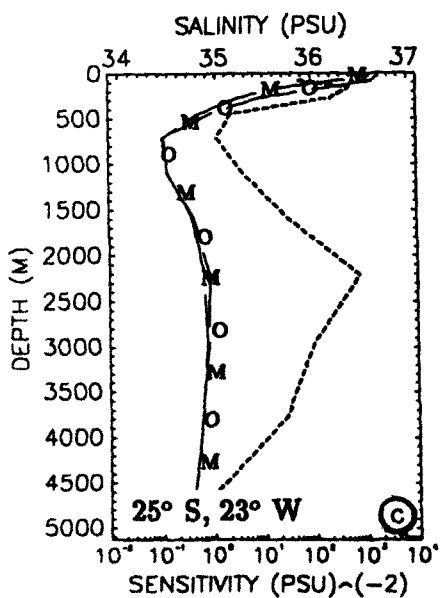
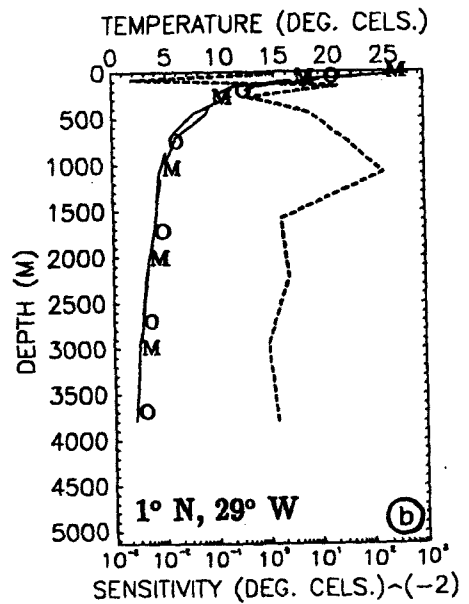
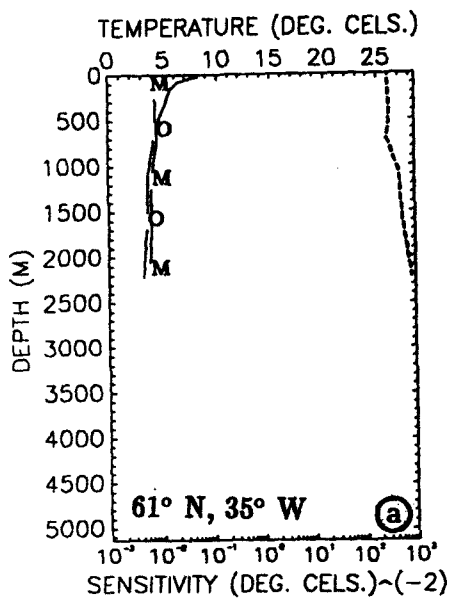


Abbildung 9.2: Vertikalprofile der Sensitivität der Gradienten im angenommenen Minimum der Kostenfunktion des Experiments KARHYD (gestrichelte Kurve). Zusätzlich sind in den Abbildungen die Profile von potentieller Temperatur bzw. Salzgehalt der Beobachtungen („O“) sowie der optimierten Modellhydrographie („M“) wiedergegeben.

Temperatur in Äquatornähe zeichnet sich ebenso wie der hier nicht dargestellte Salzgehalt durch starke vertikale Fluktuationen aus. Dies läßt den Schluß zu, daß das vom adjungierten Verfahren als fehlerfrei angenommene Modell in Kombination mit den für die richtige Darstellung der äquatorialen Dynamik zu stark geglätteten Beobachtungen zu Insensitivitäten in den Gradienten führt. Die beiden folgenden Abbildungen 9.2c,d dokumentieren die Sensitivitäten der Gradienten gegenüber Randeinflüssen. Abb. 9.2c zeigt die Sensitivität der Salzgehaltsgradienten im Bereich der südlichen Anpassungszone. Unterhalb der oberflächennahen Schichten ist der Gradient in den Tiefen, wo Wassermasseneigenschaften in das Modellgebiet hinein transportiert werden (AAIW, AABW), weniger sensitiv gegenüber den Beobachtungen als dort, wo Wasser aus dem Modellgebiet in die Randzone gelangt (NADW). Abb. 9.2d schließlich vermittelt einen Eindruck vom Einfluß der Beobachtungen auf den Temperaturgradienten im Bereich des Mittelmeerwasserausstroms. Im Zentrum dieses Nebenmeerwassers in einer Modelltiefe von etwa 1100 m liegt das deutlich sichtbare Minimum der Sensitivität. Die fehlende Quelle bewirkt, daß die Beobachtungen auf den Gradienten und damit auf die Schätzungen der Modellparameter einen geringen Einfluß ausüben, d. h. der Gradient wird in erster Linie von den Modelleigenschaften bestimmt. Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß die hier gezeigten Sensitivitäten weniger auf Ungenauigkeiten in den Beobachtungen als auf Modelldefizite hindeuten. Die Sensitivitäten sind besonders dort gering, wo nachweislich Modellhydrographie und Modellzirkulation deutliche Mängel aufweisen.

### 9.3 Formale Fehler der optimierten Modellvariablen

Eine Schätzung der Konfidenzintervalle der Inverslösung kann prinzipiell mit der Hessschen Matrix erfolgen, die die zweite Ableitung der Kostenfunktion bezüglich der Kontrollvariablen darstellt. Die Inverse der Hessschen Matrix ist die Fehlerkovarianzmatrix der optimierten Modellparameter und gibt an, wie genau der Modellzustand durch die Beobachtungen bestimmt ist (THACKER, 1989). Die Eigenwerte und Eigenvektoren der Hessschen Matrix bestimmen die Form der Kostenfunktion im Parameterraum und stehen somit in engem Zusammenhang mit dem bereits erwähnten Problem der Konditionierung.

Die zur Bestimmung der Fehlerkovarianzen notwendige Berechnung der Hessschen Matrix und deren Invertierung ist im vorliegenden Fall mit ca.  $6 \cdot 10^4$  Kostenfunktionstermen derzeit technisch nicht durchführbar. Die Hesssche Matrix wird deshalb in einer vereinfachten Form aus den zentralen Differenzen der Gradienten der Kostenfunktion

gebildet (TZIPERMAN & THACKER, 1989):

$$\frac{\partial^2 J}{\partial x_i \partial x_j} \approx \left( \left. \frac{\partial J}{\partial x_i} \right|_{x_j + \Delta x_j} - \left. \frac{\partial J}{\partial x_i} \right|_{x_j} \right) \frac{1}{\Delta x_j} \quad (9.2)$$

Hierbei wurden nur die Diagonalelemente der Kovarianzmatrix der Schätzungen bestimmt. Da selbst die Durchführung dieser Berechnung für das gesamte Modellgebiet zu aufwendig ist, beschränkt sich die folgende Betrachtung auf sechs geographische Positionen, die in jeweils einer der nach Abb. 6.5 eingeteilten Modellregionen liegen und die als repräsentativ für das jeweilige Modellgebiet angenommen werden.

Tabelle 9.1 gibt die an den sechs Positionen ermittelten Fehler der optimierten Oberflächenflüsse wieder. Im subpolaren Bereich (61° N, 35° W) werden sowohl für den Wärme- als auch für den Frischwasserfluß die geringsten Fehler aller betrachteten Positionen geschätzt ( $\pm 0.9 \text{ W/m}^2$  bzw.  $\pm 0.02 \text{ m/Jahr}$ ). Die größten Unsicherheiten treten beim Wärmefluß mit  $\pm 32.1 \text{ W/m}^2$  in den nördlichen Subtropen (29° N, 29° W) und beim Frischwasserfluß mit  $\pm 0.24 \text{ m/Jahr}$  in den südlichen Subtropen (29° N, 29° W) auf. Legt man die geschätzten Fehler zugrunde, so ist das Vorzeichen des Wärmeflusses der nördlichen Subtropen unbestimmt. Dies ist im Hinblick auf den beobachteten Wert von  $-16.6 \text{ W/m}^2$  mit einem angenommenen Beobachtungsfehler von  $\pm 25.0 \text{ W/m}^2$  als durchaus realistisch einzustufen. Die von verschiedenen Autoren benutzten Koeffizienten in den zur Berechnung des Wärmeflusses verwendeten Bulkformeln erlauben in den Subtropen des Nordatlantiks keine eindeutige Festlegung der Nulllinie des Oberflächenwärmeflusses (z. B. BUNKER, 1976, HSIUNG, 1986, ISEMER

Geogr. Position	Wärmefluß ( $\text{W/m}^2$ )	Frischwasserfluß ( $\text{m/Jahr}$ )
61° N, 35° W	-154.3 ±0.9 (-79.3)	-1.55 ±0.02 (-0.05)
29° N, 29° W	-13.9 ±32.1 (-16.6)	0.17 ±0.16 (1.21)
1° N, 29° W	44.8 ±8.4 (34.9)	0.92 ±0.23 (-0.13)
25° S, 23° W	-37.4 ±1.3 (14.1)	-0.39 ±0.24 (1.03)
35° N, 73° W	-129.3 ±8.7 (-204.3)	2.62 ±0.08 (1.95)
25° N, 87° W	-11.7 ±4.1 (-75.3)	0.45 ±0.06 (1.95)

**Tabelle 9.1:** Fehler der optimierten Oberflächenflüsse, berechnet mit der approximierten Hessschen Matrix (Gl. 9.2). Experiment KARHYD. Beobachtungen sind in Klammern angegeben.

& HASSE, 1987).

Einen Eindruck von den für die optimierte Modellhydrographie erhaltenen Fehlern vermitteln die Abb. 9.3 und 9.4. Die Fehler der im subpolaren Bereich befindlichen und konvektiv durchmischten Temperaturen und Salzgehalte sind durch extrem niedrige und annähernd konstante Werte um  $0.05\text{ }^{\circ}\text{C}$  bzw.  $0.01\text{ PSU}$  gekennzeichnet. In allen anderen Vertikalprofilen sind die Fehler in der Hauptsprungschicht deutlich stärker ausgeprägt und erreichen Maximalwerte von  $0.93\text{ }^{\circ}\text{C}$  in der Temperatur ( $25^{\circ}\text{ N}$ ,  $87^{\circ}\text{ W}$ ) bzw.  $0.23\text{ PSU}$  im Salzgehalt ( $29^{\circ}\text{ N}$ ,  $29^{\circ}\text{ W}$ ). Der letztgenannte Wert erscheint allerdings im Vergleich mit den anderen Fehlern wenig plausibel und muß daher den Ungenauigkeiten bei der Fehlerberechnung zugeschrieben werden. Der Verlauf der Fehlerprofile ist, abgesehen von wenigen Ausnahmen, durch einen innerhalb der Hauptsprungschicht stark abnehmenden Fehler gekennzeichnet, der in Bodennähe Werte unter  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$  bzw.  $0.01\text{ PSU}$  annimmt.

Formal erfüllen fast alle Fehlerabschätzungen der optimierten Modellparameter die Vorstellung eines gegenüber den Beobachtungen reduzierten Fehlers. Die systematischen Unsicherheiten, wie etwa die eventuell in einem lokalen statt globalen Minimum der Kostenfunktion berechnete und approximierte Hesssche Matrix finden jedoch in dieser vereinfachten Darstellung keine Berücksichtigung (MAROTZKE & WUNSCH, 1993).

## 9.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Untersuchungen des Lösungsraums der Kostenfunktion des Experiments KARHYD deuten darauf hin, daß die Inkompatibilität in den Beobachtungen zwischen Oberflächenflüssen und Hydrographie einen wichtigen Grund für die fehlende weitere Verringerung der Kostenfunktion darstellen.

Die in diesem Zusammenhang durchgeführten Sensitivitätsuntersuchungen zeigten, daß die Gradienten der optimierten Hydrographie in Konvektionsgebieten sehr sensibel gegenüber Variationen in den Beobachtungen reagieren. Insensitivitäten der Gradienten bezüglich der Beobachtungen lassen sich insbesondere in Äquatornähe, im Bereich der Mittelmeerwasserzunge und an der südlichen Pufferzone erkennen. Die Insensitivitäten sind jedoch bei den hier verwendeten Modellversionen weniger auf die Beobachtungsfehler als auf nachweisbare Modelldefizite (s. B. räumliche Auflösung) zurückzuführen.

Abbildung 9.3: Vertikalprofile des Fehlers ( $^{\circ}C$ ) der optimierten Modelltemperatur (gestrichelte Kurve) des Experiments KARRHYD plus Beobachtungen ( $^{\circ}O^{\circ}$ ) und optimierten Modellwerten ( $^{\circ}M^{\circ}$ ).

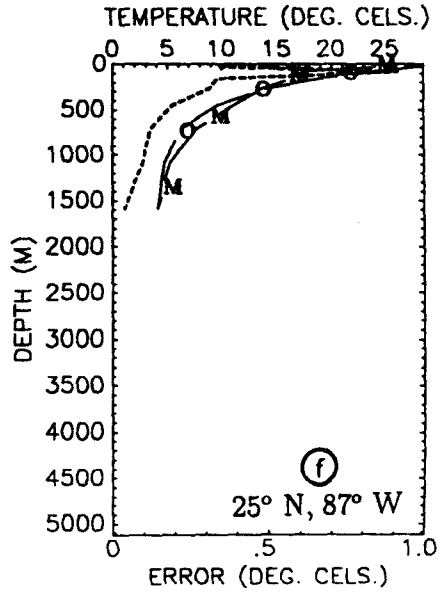
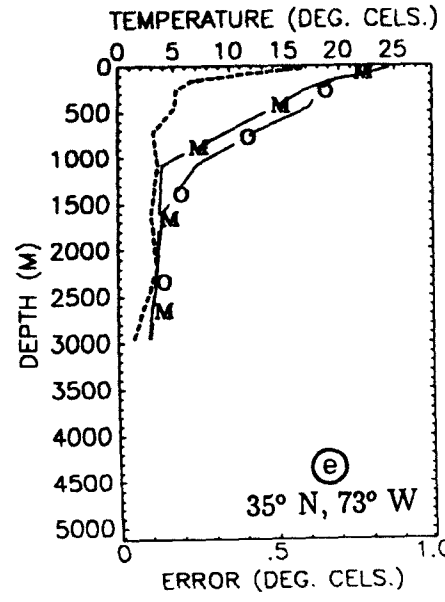
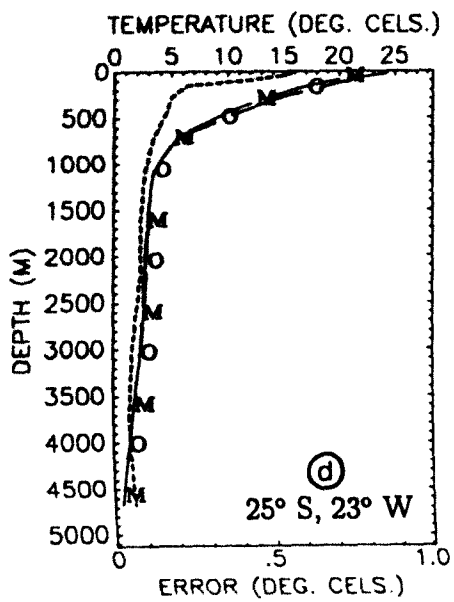
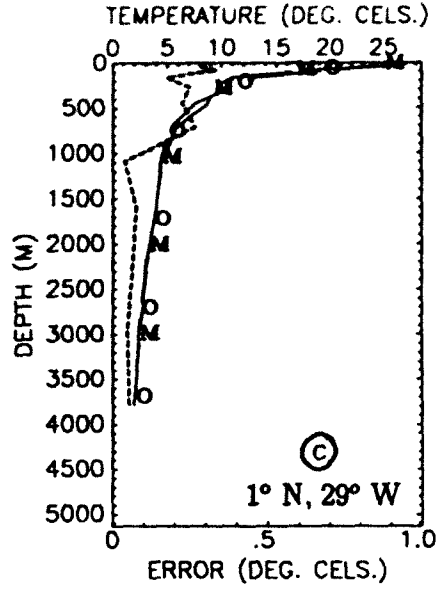
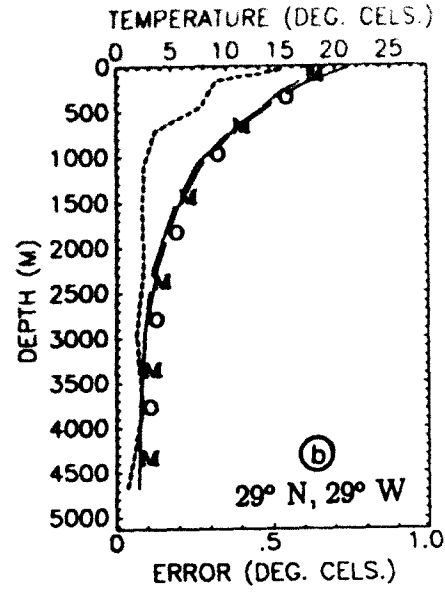
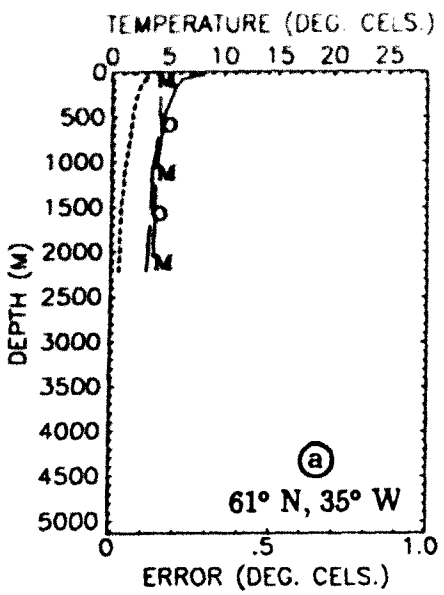
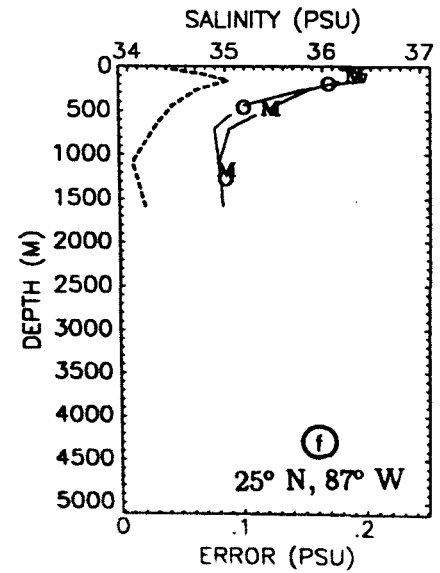
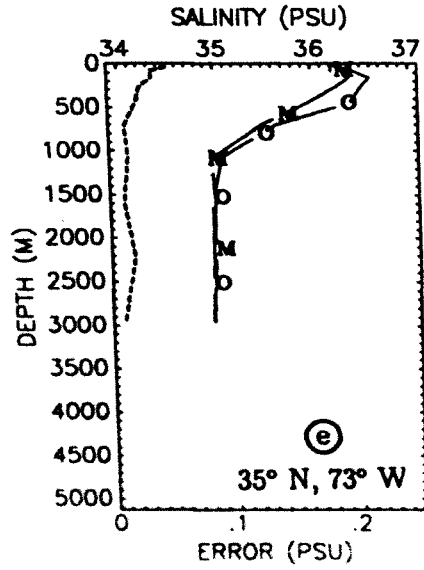
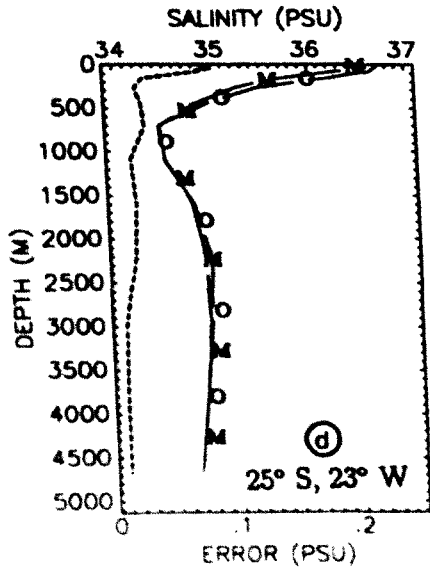
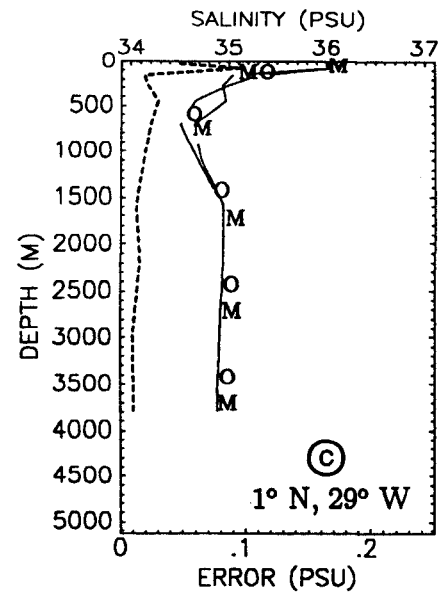
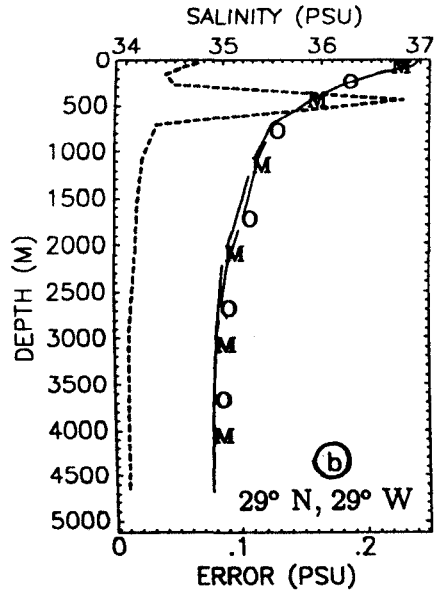
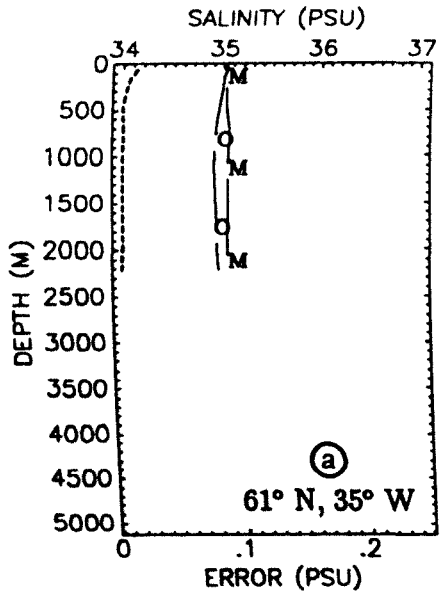


Abbildung 9.4: Vertikalprofile des Fehlers im Salgehalt (PSU) der optimierten Modellhydrographie (gestrichelte Kurve) des Experiments KARRHYD plus Beobachtungen ( $^{\circ}O^{\circ}$ ) und optimierten Modellwerten ( $^{\circ}M^{\circ}$ ).



Anhand einer Spektralzerlegung der Hessschen Matrix läßt sich zeigen (THACKER, 1988), daß inadequate Daten neben der schlechten Konditionierung eines Problems auch große Konfidenzintervalle für die entsprechenden Modellparameter bewirken. Aufgrund der in den vorangegangenen Kapiteln ermittelten, teilweise erheblichen Modell-Daten Differenzen und der zu vermutenden schlechten Konditionierung erscheinen die hier an einigen geographischen Positionen mit einem vereinfachten Verfahren bestimmten Fehler als zu gering. Aus einer vereinfachten Hessschen Matrix wurden für sechs hydrographische Vertikalprofile und deren thermohaline Oberflächenflüsse formale Fehler bestimmt. Die Fehler im Oberflächenwärmefluß schwanken zwischen 0.9 und 32.1  $W/m^2$ , die Ungenauigkeiten im Frischwasserfluß liegen zwischen 0.02 und 0.24  $m/Jahr$ . Die optimierte Hydrographie weist mit Ausnahme extrem kleiner Fehler in einem subpolaren Vertikalprofil eine charakteristische Fehlerabnahme von der Oberfläche bis zum Boden hin auf. Typische Fehlerwerte schwanken in der Temperatur in Oberflächennähe um 0.5 °C und fallen im tiefen Ozean auf 0.1 °C ab. Die Fehler im Salzgehalt erreichen an der Oberfläche 0.09 *PSU* und liegen in großer Tiefe bei 0.01 *PSU*.

Alle in diesem Kapitel durchgeführten Untersuchungen bezogen sich auf das Experiment KARHYD. Die Ähnlichkeiten in den Ergebnissen der Kapitel 6 und 7 lassen jedoch den Schluß zu, daß mit den anderen in dieser Arbeit verwendeten Modellversionen vergleichbare Ergebnisse zu erwarten wären.



## 10 Schlußbetrachtung

In der vorliegenden Arbeit werden klimatologische Daten von Temperatur, Salzgehalt sowie thermohaline Oberflächenflüsse in ein großskaliges Zirkulationsmodell des Atlantischen Ozeans assimiliert. Dabei soll ein stationärer Modellzustand erreicht werden, der dem beobachteten mittleren hydrographischen Aufbau und der entsprechenden Zirkulation des Ozeans unter Berücksichtigung der Beobachtungsfehler entspricht. Hierzu wurde unter Anwendung des adjungierten Verfahrens ein Inversmodell entwickelt, daß in Form einer Kostenfunktion den Abstand zwischen Modell und Daten sowie die Abweichungen von einem stationären Modellzustand mißt.

Zunächst wurden simulierte Daten dazu benutzt, die prinzipielle Anwendbarkeit des adjungierten Verfahrens in Zusammenhang mit einem idealisierten Einhemisphärenmodell zu überprüfen. Dabei wurde festgestellt, daß die Minimierung der Kostenfunktion und die Reproduzierbarkeit des gesuchten wahren Modellzustands akzeptable Ergebnisse lieferten. Die erhaltenen Lösungen zeigten jedoch deutliche Sensitivitäten gegenüber dem verwendeten Integrationszeitraum (optimal:  $\approx 1000$  Tage) und gegenüber der nichtlinearen Formulierung der Vertikalkonvektion. In dem durch Konvektion dominierten Modellgebiet wiesen die reproduzierten Oberflächenflüsse im Vergleich zum übrigen Modellgebiet erhöhte Abweichungen von den wahren Werten auf (max.  $22.0 W/m^2$ ).

Die Ergebnisse des Atlantikmodells belegen, daß das angewandte Inversverfahren grundsätzlich zur Assimilation von hydrographischen Beobachtungen in ein komplexes Zirkulationsmodell des Ozeans geeignet ist. Dabei zeigte sich, daß die adjungierte Methode dazu in der Lage ist, einen quasistationären Modellzustand zu bestimmen. Die mit verschiedenen Versionen des Inversmodells erhaltenen optimierten hydrographischen Verteilungen zeigen jedoch, daß die im Rahmen der Beobachtungsfehler angestrebte quantitative Übereinstimmung zwischen Modell und Daten regional von deutlichen Differenzen gekennzeichnet ist. Die Ursachen für diese Modell-Daten Differenzen lassen sich auf die grundlegenden Probleme inkompatibler hydrographischer und Oberflächenflußdaten sowie auf inkonsistente Modell-Daten Relationen zurückführen. Die genannten Punkte kommen besonders deutlich im subpolaren Bereich aller Modellversionen zum Ausdruck, in dem großräumige Abweichungen der optimierten von den beobachteten Oberflächenflüssen auftreten. Ein anderes, modellspezifisches Problem ist die zu weit nördlich stattfindende Golfstromablösung von der amerikanischen Küste.

Die grobe Modellauflösung in Kombination mit horizontal gemittelten Beobachtungen führt in dieser, in der Realität durch eine hohe raum-zeitliche Variabilität gekennzeichneten Region zu deutlichen Inkompatibilitäten zwischen Modell und Beobachtungen.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Inverslösungen von subskaligen Modellparametrisierungen wurden verschiedene Formulierungen der Vermischung getestet. Hierbei zeigten sich insbesondere im Bereich der subarktischen Front sowie vor der Küste Westafrikas und im Südäquatorialstrom deutliche Abhängigkeiten der optimierten Hydrographie von der gewählten Diffusionsparametrisierung. Unter dem Gesichtspunkt möglichst kleiner Abweichungen zwischen Modell und Hydrographie erwiesen sich in diesen Regionen im oberen Bereich der Hauptsprungschicht die Diffusionsparametrisierungen mit isopyknischer Vermischung und in geringerem Maße mit konstanter Vermischung in Koordinatenrichtung als am besten geeignet. Hingegen lieferte die auf Beobachtungen beruhende Parametrisierung einer stabilitätsabhängigen vertikalen Vermischung in den niederen Breiten sehr kleine vertikale Diffusionskoeffizienten, so daß der Einfluß der thermohalinen Randbedingungen in Form von Erwärmung und Salzgehaltszunahme auf die obere Modellschicht beschränkt blieb.

Die mittleren ozeanischen Wärme- und Frischwassertransporte werden in erster Linie durch die tiefreichende meridionale Umwälzbewegung bestimmt. Diese erwies sich in den Experimenten südlich des subpolaren Bereichs als zu gering, so daß Maximalwerte des Wärmetransports zwischen 0.83 und 1.07 *PW* erreicht wurden, die im unteren Bereich zitierter Beobachtungen liegen. Die vom Modell gelieferten Frischwassertransporte liegen ebenfalls unterhalb der aus Beobachtungen abgeleiteten Werte. Die Unsicherheiten über Größe und Vorzeichen des Frischwassertransports im Atlantik bei publizierten Werten erlauben derzeit keine quantitative Bewertung der hier erhaltenen Ergebnisse.

Das Problem einer ausreichenden Datendichte und die damit verbundene Fragestellung, inwieweit die benutzten Beobachtungen voneinander unabhängige Informationen beinhalten, wurde in Zusammenhang mit der Untersuchung der Struktur der Kostenfunktion behandelt. Fehlende Beobachtungen bei den Experimenten mit hydrographischen Stationsdaten haben offensichtlich keine negativen Auswirkungen auf das Modellresultat. Die vom Modell durchgeführte dynamische Interpolation durch raum-zeitliche Informationsausbreitung von vorliegenden Beobachtungspunkten aus in datenfreie Modellgebiete ist aufgrund der ausreichenden Integrationszeiten und der nur vereinzelt

vorhandenen Datenlücken ( $< 20\%$ ) gewährleistet.

Mit einer vereinfachten Formulierung der Hessschen Matrix wurden für ein ausgewähltes Experiment (KARHYD) formale Fehler für die optimierte Hydrographie und die Oberflächenflüsse bestimmt. Interpretiert man die an einzelnen Positionen berechneten Fehler als repräsentativ für die jeweiligen Modellregionen, so erscheinen die Fehler unter Berücksichtigung der zum Teil großen Modell-Daten Differenzen zumindest regional als zu gering.

Aus den vorgestellten Resultaten ergeben sich folgende Zielsetzungen und Anforderungen für weiterführende Datenassimilationsexperimente mit dem adjungierten Verfahren:

- Vorrangig ist die Bedeutung einer verbesserten räumlichen und vor allem zeitlichen Auflösung des Modells zu untersuchen (bei technischen Beschränkungen gegebenenfalls zunächst in kleineren Modellgebieten). Insbesondere mit der Erweiterung auf ein saisonal angetriebenes Modell steht zu erwarten, daß der Modellzustand flexibler auf hydrographische Daten reagieren kann, und somit die Modell-Daten Differenzen weiter verringert werden können.
- Bei einer verbesserten raum-zeitlichen Auflösung erhöhen sich gleichzeitig die qualitativen und besonders die quantitativen Anforderungen an die Beobachtungsdaten. Da selbst globale Meßkampagnen nur beschränkte Datenmengen liefern können, erscheint die Einbeziehung weiterer Informationen in Form von Nährstoff- bzw. Tracerdaten in den Assimilationsprozeß ebenso sinnvoll zu sein, wie beispielsweise die Verwendung von Strömungsmesserdaten und tiefen- bzw. dichteorientierten Driftermessungen. Neben den Daten selbst kommt hierbei der Forderung nach verbesserten (Ko-)Varianzen der Beobachtungsfehler eine erhöhte Bedeutung zu.
- Durch die Erweiterung auf ein saisonales Modell ist eine Reduzierung der Bedeutung des Stationaritätsterms in der Kostenfunktion zu erwarten, dessen Existenz in den vorliegenden Experimenten ad hoc aus technischen Argumenten eines nur begrenzt zur Verfügung stehenden Integrationszeitraums abgeleitet wurde statt physikalisch motiviert zu sein.
- Um zu verbesserten Vorhersagen bezüglich der Wärme- und Frischwassertransporte mit dem in dieser Arbeit verwendeten Inversverfahren zu gelangen, erscheint es notwendig, auch die Hydrographie und die Zirkulation über offene

Ränder als Kontrollvariablen in den Optimierungsprozeß mit einzubeziehen. Die in Kapitel 6 angegebenen Schwankungen der meridionalen Umwälzbewegung in den einzelnen Experimenten deuten auf eine nicht zu vernachlässigende Abhängigkeit der meridionalen Transporte von diesem Faktor hin.

- Eine verbesserte raum-zeitliche Auflösung des Modells sollte im Hinblick auf eine realistischere Darstellung der Vorgänge im Ozean auch eine verbesserte Darstellung der Deckschichtdynamik enthalten. Damit ist zu erwarten, daß die durch winderzeugte Turbulenz hervorgerufene verstärkte vertikale Vermischung die in einigen Experimenten beobachtete Isolation der Ozeanoberfläche von der darunter befindlichen Wassersäule beseitigt (KARHYD, KARLEV), bzw. die Festlegung eines minimalen vertikalen Vermischungskoeffizienten zwischen erster und zweiter Modellschicht überflüssig macht (ISOHYD, ISOLEV).
- Obwohl vergleichbare Studien bisher kaum signifikante Schätzungen für Reibungs- und Diffusionskoeffizienten lieferten, erscheint im Rahmen der hier vorgeschlagenen Verbesserungen eine Einbeziehung dieser Modellparameter in den Optimierungsprozeß erfolgversprechend.
- Nicht zuletzt hängt der weitere Erfolg des adjungierten Verfahrens von den technischen Voraussetzungen ab, da insbesondere dieses Inversverfahren - auch im Hinblick auf eine exaktere Bestimmung der Fehler der optimierten Modellvariablen - auf entsprechende Computerkapazitäten angewiesen ist.

## 11 Literatur

- Aagaard, K. und P. Greisman, Toward New Mass and Heat Budgets for the Arctic Ocean, *J. Geophys. Res.*, Vol. 80, No. 27, pp. 3821-3827, 1975.
- Anderson, D.L.T., K. Bryan, A.E. Gill und R.C. Pacanowski, The Transient Response of the North Atlantic: Some Model Studies, *J. Geophys. Res.*, Vol. 84, No. C8, pp. 4795-4815, 1979.
- Anderson, D.L.T. und J. Willebrand (Hrsg.): *Oceanic Circulation Models: Combining Data and Dynamics*, Kluwer Academic Publ., Amsterdam, 605 pp., 1989.
- Baumgartner, A. und E. Reichel, *Die Weltwasserbilanz*, Oldenbourg, München, 179 pp., 1975.
- Bergamasco, A., P. Malanotte-Rizzoli, W.C. Thacker und R.B. Long, The Seasonal Steady Circulation of the Eastern Mediterranean Determined With the Adjoint Method, *Deep Sea Res.*, eingereicht.
- Bogue, N.M., R.X. Huang und K. Bryan, Verification Experiments with an Isopycnal Coordinate Ocean Model, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.16, pp. 985-990, 1986.
- Böning, C., *Transportprozesse im subtropischen Nordatlantik: Untersuchungen mit wirbelaflösenden Modellen der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation*, Habilitationsschrift, Math.-Nat. Fakultät der Christian-Albrechts-Universität Kiel, 1992.
- Böning, C. W., R. Döscher und R. Budich, Seasonal Transport Variation in the Western Subtropical North Atlantic: Experiments with an Eddy-resolving Model, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 21, pp. 1271-1289, 1991.
- Broecker, W.S., The Great Ocean Conveyor, *Oceanography*, Vol. 4, No. 2, pp. 79-89, 1991.
- Bryan, F., Parameter Sensitivity of Primitive Equation Ocean General Circulation Models, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 17, pp. 970-985, 1987.
- Bryan, K., A Numerical Method for the Study of the Circulation of the World Ocean, *J. Comput. Phys.* 4, pp. 347-376, 1969.
- Bryan, K., und M.D. Cox, An approximate equation of state for numerical models of the ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 2, pp. 510-514, 1972.
- Bryan, K., S. Manabe und R.C. Pacanowski, A Global Ocean-Atmosphere Climate Model. Part II. The Oceanic Circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 5, pp. 30-46, 1975.
- Bryan, K., Accelerating the Convergence to Equilibrium of Ocean-Climate Models, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 14, pp. 666-673, 1984.

- Bryson, A.E., Jr. und Y.-C. Ho, Applied Optimal Control, Optimization, Estimation, And Control, Revised Printing, Hemisphere Publishing Corporation, 481 pp., 1975.
- Bunker, A.F., Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean, Monthly Weather Review, Vol. 104, pp. 1122-1140, 1976.
- Bunker, A.F. und R.A. Goldsmith, Archived time series of Atlantic Ocean meteorological variables and surface fluxes. Techn. Rep. WHOI-79-3, Woods Hole Oceanographic Institution, 1979.
- Clarke, R.A., H.W. Hill, R.F. Reininger und B.A. Warren, Current System South of the Grand Banks of Newfoundland, J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, pp. 25-65, 1980.
- Coachman, L.K. und K. Aagaard, Transports Through Bering Strait: Annual and Interannual Variability, J. Geophys. Res., Vol. 93, No. C12, pp. 15535-15539, 1988.
- Colin de Verdière, A., On the interaction of wind and buoyancy driven gyres, J. Mar. Res., Vol. 47, pp. 595-633, 1989.
- Cox, M.D., A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. GFDL Ocean Group Tech. Rep. No. 1, GFDL/Princeton University, 1984.
- Cox, M.D. und K. Bryan, A Numerical Model of the Ventilated Thermocline, J. Phys. Oceanogr., Vol. 14, pp. 674-687, 1984.
- Cox, M.D., Isopycnal diffusion in a z-coordinate ocean model. Ocean modelling, Vol. 74, pp. 1-5, 1987.
- Cummins, P.F., G. Holloway und A.E. Gargett, Sensitivity of the GFDL Ocean General Circulation Model to a Parameterization of Vertical Diffusion, J. Phys. Oceanogr., Vol. 20, pp. 817-830, 1990.
- Dickson, R.R., E.M. Gmitrowicz und A.J. Watson, Deep-water renewal in the northern North Atlantic, Nature, Vol. 344, pp. 848-850, 1990.
- Didden, N. und F. Schott, Seasonal Variations in the Western Tropical Atlantic: Surface Circulation From Geosat Altimetry and WOCE Model results, J. Geophys. Res., Vol. 97, No. C3, pp. 3529-3541, 1992.
- Le Dimet, F.X. und O. Talagrand, Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations: Theoretical aspects, Tellus, Vol. 38A, pp. 97-110, 1986.
- Döscher, R., C. Böning und P. Herrmann, Response of Meridional Overturning and Heat Transport in the North Atlantic to Changes in the Thermohaline Forcing in Northern Latitudes: A model study, J. Phys. Oceanogr., eingereicht.

- Dorman, C.E. und R.H. Bourke, Precipitation over the Atlantic Ocean, 30° S to 70° N, *Monthly Weather Review*, Vol. 109, pp. 554-563, 1981.
- Fine, R.A. und R.L. Molinari, A continuous deep western boundary current between Abaco (26.5° N) and Barbados (13° N), *Deep Sea Res.*, Vol. 35, No. 9, pp. 1441-1450, 1988.
- Fu, L.-L., The General Circulation and Meridional Heat Transport of the Subtropical South Atlantic Determined by Inverse Methods, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 11, pp. 1171-1193, 1981.
- Fukumori, I., F. Martel und C. Wunsch, The hydrography of the North Atlantic in the early 1980's. An Atlas, *Progress in Oceanogr.*, Vol. 27, pp. 1-110, 1991.
- Fukumori, I., B. Benveniste, C. Wunsch und D.B. Haidvogel, Assimilation of Sea Surface Topography into an Ocean Circulation Model Using a Steady-State Smoother, *J. Geophys. Res.*, eingereicht.
- Gargett, A.E., Vertical eddy diffusivity in the ocean interior, *J. Mar. Res.*, Vol. 42, pp. 359-393, 1984.
- Gauthier, P., Chaos and quadri-dimensional data assimilation: a study based on the Lorenz model, *Tellus*, Vol. 44A, pp. 2-17, 1992.
- Gerdes, R., Die Rolle der Dichtediffusion in numerischen Modellen der Nordatlantischen Zirkulation, *Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel*, Nr. 179, 1988.
- Gerdes, R., C. Köberle und J. Willebrand, The influence of numerical advection schemes on the results of ocean general circulation models, *J. Clim. Dyn.*, Vol. 5, pp. 211-226, 1991.
- Gordon, A., Interocean Exchange of Thermocline Water, *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, No. C4, pp. 5037-5046, 1986.
- Ghil, M., und P. Malanotte-Rizzoli, Data Assimilation in Meteorology and Oceanography, *Advances in Geophysics*, Vol. 33, pp. 141-265, 1991.
- Gill, P.E., W. Murray und M.H. Wright, *Practical Optimization*, Academic Press Inc., London, 401 pp., 1981.
- Hall, M.M. und H.L. Bryden, Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport, *Deep Sea Res.*, Vol. 26, No. 3A, pp. 339-359, 1982.
- Haney, R.L., Surface Thermal Boundary Condition for Ocean Circulation Models, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 1, No. 4, pp. 241-248, 1971.
- Hasselmann, K., *Ocean Circulation and Climate Change*, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report No. 58, 37 pp., 1990.

- Hellerman, S. and Rosenstein, M., Normal Monthly Wind Stress Over the World Ocean with Error Estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 13, pp. 1093-1104, 1983.
- Hogg, N.G., A least-squares fit of the advective-diffusive equations to Levitus Atlas data, *J. Mar. Res.*, Vol. 45, pp. 347-375, 1987.
- Hsiung, J., Estimates of Global Oceanic Meridional Heat Transport, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 15, pp. 1405-1413, 1985.
- Hsiung, J., Mean Surface Energy Fluxes Over The Global Ocean, *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, No. C9, pp. 10585-10606, 1986.
- Isemer, H.-J., Optimierte Parametrisierungen der klimatologischen Energie- und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantik, *Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel*, Nr. 160, 184 pp., 1987.
- Isemer, H.-J. und L. Hasse, *The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean*, Vol. 2, Air-Sea Interactions, Springer Verlag, 252 pp., 1987.
- Isemer, H.-J., J. Willebrand und L. Hasse, Fine Adjustment of Large Scale Air-Sea Energy Flux Parameterizations by Direct Estimates of Ocean Heat Transport, *J. Climate*, Vol. 2, No. 10, pp. 1173-1184, 1989.
- Isemer, H.-J. und L. Hasse, The Scientific Beaufort Equivalent Scale: Effects on Wind Statistics and Climatological Air-Sea Flux Estimates in the North Atlantic Ocean, *J. Climate*, Vol. 4, pp. 819-836, 1991.
- Klein, B. und G. Siedler, On the Origin of the Azores Current, *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. C5, pp. 6159-6168, 1989.
- Krauß, W., The North Atlantic Current, *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, No. C4, pp. 5061-5074, 1986.
- Krauß, W., R.H. Käse und H.H. Hinrichsen, The Branching of the Gulf Stream Southeast of the Grand Banks, *J. Geophys. Res.*, Vol. 95, No. C8, pp. 13089-13103, 1990.
- Leaman, K.D., E. Johns und T. Rossby, The Average Distribution of Volume Transport and Potential Vorticity with Temperature at Three Sections across the Gulf Stream, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 19, pp. 36-51, 1989.
- Leaman, K.D. und J.E. Harris, On the Average Absolute Transport of the Deep Western Boundary Currents east of Abaco Island, the Bahamas, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 20, pp. 467-475, 1990.
- Lee, T.N., W. Johns, F. Schott und R. Zantopp, Western Boundary Current Structure and Variability East of Abaco, Bahamas at 26.5° N, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 20, pp. 446-466, 1990.



- Levitus, S., Climatological atlas of the world ocean, NOAA Prof. Pap. 13, U.S. Govt. Print. Office, Washington, D.C., 173 pp., 1982.
- Levitus, S., Annual Cycle of Temperature and Heat Storage in the World Ocean, J. Phys. Oceanogr., Vol. 14, pp. 727-746, 1984.
- Levitus, S., Interpentadal Variability of Temperature and Salinity at Intermediate Depths of the North Atlantic Ocean, 1970-1974 Versus 1955-1959, J. Geophys. Res., Vol. 94, No. C5, pp. 6091-6131, 1989.
- Luyten, J.R. und H.M. Stommel, Exploring the North Atlantic on Floppy Disks, Technical Report, Woods Hole Oceanographic Institution, 55 pp., 1987.
- Luyten, J.R., J. Pedlosky und H. Stommel, The Ventilated Thermocline, J. Phys. Oceanogr., Vol. 13, pp. 292-309, 1983.
- Marotzke, J., Instabilities and Multiple Equilibria of the Thermohaline Circulation, Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel, Nr. 194, 126 pp., 1990.
- Marotzke, J., The Role of Integration Time in Determining a Steady State through Data Assimilation, J. Phys. Oceanogr., Vol. 22, pp. 1156-1567, 1992.
- Marotzke, J. und C. Wunsch, Finding the Steady State of a General Circulation Model Through Data Assimilation: Application to the North Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., eingereicht.
- Martel, F. und C. Wunsch, The North Atlantic Circulation in the Early 1980's - An Estimate from Inversion of a Finite Difference Model, J. Phys. Oceanogr., eingereicht.
- McCartney, M.S., The subtropical recirculation of Mode Waters, J. Mar. Res., Vol. 40, Suppl., pp. 427-464, 1982.
- McCartney, M.S., Recirculating components of the deep boundary current of the northern North Atlantic, Progress in Oceanogr., Vol. 29, pp. 283-383, 1992.
- McCartney, M.S. und L.D. Talley, The Subpolar Mode Water of the North Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., Vol. 12, pp. 1169-1188, 1982.
- McCartney, M.S. und L.D. Talley, Warm-To-Cold Water Conversion in the Northern North Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., Vol. 14, pp. 922-935, 1984.
- Mesinger, F. und A. Arakawa, Numerical Methods used in Atmospheric Models, Vol. 1, GARP Publications Series No. 17, WMO, Geneva, 64 pp., 1976.
- Molinari, R.L., E. Johns und J.F. Festa, The Annual Cycle of Meridional Heat Flux in the Atlantic Ocean at 26.5° N, J. Phys. Oceanogr., Vol. 20, pp. 476-482, 1989.

- Müller, P. und J. Willebrand, Equations for oceanic motions, In: J. Sündermann (Ed.), Landolt-Börnstein, Group V, Oceanography, Volume 3b, Springer Verlag, Berlin, pp. 1-14, 1989.
- Müller, T.J., G. Siedler und W. Zenk, Forschungsschiff Meteor, Reise Nr.6, Atlantik 87/88, Fahrtabschnitte 1-3, Oktober-Dezember 1987, Berichte aus dem Inst. für Meereskunde, Nr. 184, 77 pp., 1988.
- Nelson, G. und L. Hutchings, The Benguela Upwelling Area, Progress in Oceanogr., Vol. 12, pp. 333-356, 1983.
- Numerical Algorithms Group, Fortran Library Manual, Mark 13, Vol. 3, 1988.
- Oceanic Data Facility, South Atlantic Ventilation Experiment (SAVE), Leg 3, Shipboard Chemical and Physical Data Report, Preliminary, 29. January - 7 March 1988, R/V Knorr, Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego, 1988.
- Olbers, D.J., M. Wenzel und J. Willebrand, The Inference of North Atlantic Circulation Patterns From Climatological Hydrographic Data, Reviews of Geophysics, Vol. 23, No. 4, pp. 313-356, 1985.
- Oort, A.H. und T.H. vonder Haar, On the Observed Annual Cycle in the Ocean-Atmosphere Heat Balance Over the Northern Hemisphere, Progress in Oceanogr., Vol. 6, No.6, pp. 781-800, 1976.
- Peixoto, J.P. und A.H. Oort, Physics of Climate, American Institute of Physics, New York, 520 pp., 1992.
- Peterson, R.G. und L. Stramma, Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean, Progress in Oceanogr., Vol. 26, pp. 1-73, 1991.
- Philander, S.G.H. und R.C. Pacanowski, A Model of the Seasonal Cycle in the Tropical Atlantic Ocean, J. Geophys. Res., Vol. 91, No. C12, pp. 14192-14206, 1986.
- Provost, C. und R. Salmon, A variational method for inverting hydrographic data, J. Mar. Res., Vol. 44, No. 1, pp. 1-34, 1986.
- Rabier, F. und P. Courtier, Four-dimensional assimilation in the presence of baroclinic instability, Q. J. R. Meteorol. Soc., Vol. 118, pp. 649-672, 1992.
- Redi, M.H., Oceanic Isopycnal Mixing by Coordinate Rotation, J. Phys. Oceanogr., Vol. 12, pp. 1154-1158, 1982.
- Rhein, M., The Deep Western Boundary Current: Tracers and Velocities, Deep Sea Res., eingereicht.

- Reid, J.L., On the total geostrophic circulation of the South Atlantic Ocean: Flow patterns, tracers, and transports, *Progress in Oceanogr.*, Vol. 23, No. 3, pp. 149-244, 1989.
- Richtmyer, R.D. und K.W. Morton, *Difference methods for initial-value problems*, 2. Edit., Interscience Publishers (John Wiley & Sons), 405 pp., 1967.
- Rintoul, S.R., South Atlantic Interbasin Exchange, *J. Geophys. Res.*, Vol. 96, No. C2, pp. 2675-2692, 1991.
- Sachs, L.: *Angewandte Statistik, Statistische Methoden und ihre Anwendung*, 7. Aufl., Springer Verlag, Berlin, 1992.
- Sasaki, Y., Some basic formalisms in numerical variational analysis, *Monthly Weather Review*, Vol. 98, No. 12, pp. 875-883, 1970.
- Sarmiento, J.L. und K. Bryan, An Ocean Transport Model for the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, Vol. 87, No. C1, pp. 394-408, 1982.
- Sarmiento, J.L., On The North and Tropical Atlantic Heat Balance, *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, No. C10, pp. 11677-11689, 1986.
- Schmitt, R.W., P.S. Bogden und C.E. Dorman, Evaporation minus Precipitation and Density Fluxes for the North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 19, No. 9, pp. 1208-1221, 1989.
- Schröter, J., Driving of nonlinear time dependent ocean models by observation of transient tracers - a problem of constrained minimization, In: D.L.T. Anderson und J. Willebrand (Hrsg.): *Oceanic Circulation Models: Combining Data and Dynamics*, Kluwer Academic Publ., Amsterdam, pp. 257-286, 1989.
- Smethie, W.M. und J.H. Swift, The Tritium:Krypton-85 Age of Denmark Strait Overflow Water and Gibbs Fracture Zone Water Just South of Denmark Strait, *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. C6, pp. 8265-8275, 1989.
- Siedler, G., H. Schmickler, T.J. Müller, H.-W. Schenke und W. Zenk, *Forschungsschiff Meteor, Reise Nr. 4, Kapverdenexpedition Oktober-Dezember 1986, Berichte aus dem Inst. für Meereskunde, Kiel, Nr. 173, 123 pp., 1987.*
- Siedler, G., N. Zangenberg und R. Onken, Seasonal Changes in the Tropical Atlantic Circulation: Observation and Simulation of the Guinea Dome, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C1, pp. 703-715, 1992.
- Siedler, G. und W. Zenk, *Meteor Berichte, Nr. 92-1, WOCE Südatlantik 1991, Reise Nr. 15, 30. Dezember 1990 - 23. März 1991, Leitstelle Meteor, Institut für Meereskunde der Universität Hamburg, 126 pp., 1992.*
- Speer, K. und E. Tziperman, Rates of Water Mass Formation in the North Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 22, pp. 93-104, 1992.

- Stern, M.E., *Ocean Circulation Physics*, Academic Press, New York, 246 pp., 1975.
- Stommel, H. und Schott F., The beta spiral and the determination of the absolute velocity field from hydrographic station data. *Deep Sea Res.*, Vol. 24, pp. 325-329, 1977.
- Talagrand, O. und P. Courtier, Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. I: Theory, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Vol. 113, pp. 1311-1328, 1987.
- Thacker, W.C. und R.B. Long, Fitting Dynamics to Data, *J. Geophys. Res.*, Vol. 93, No. C2, pp. 1227-1240, 1988.
- Thacker, W.C., Three lectures on fitting numerical models to observations, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht, GKSS 87/E/65, 64 pp., 1988.
- Thacker, W.C., The Role of the Hessian Matrix in Fitting Models to Measurements, *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. C4, pp. 6177-6196, 1989.
- Treguier, A.M., Kinetic Energy Analysis of an Eddy Resolving, Primitive Equation Model of the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C1, pp. 687-701, 1992.
- Trenberth, K.E., J.G. Olsen und W.G. Large, A Global Ocean Wind Stress Climatology Based on ECMWF Analyses, NCAR Technical Note 338+STR, NCAR Boulder, Colorado, 1989.
- Tziperman, E. und W.C. Thacker, An Optimal-Control/Adjoint-Equations Approach to Studying the Oceanic General Circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 19, pp. 1471-1485, 1989.
- Tziperman E., W.C. Thacker, R.B. Long, S.M. Hwang und S.R. Rintoul, Oceanic Data Analysis Using a General Circulation Model. Part I: Simulations, *J. Phys Oceanogr.*, Vol. 22, pp. 1434-1457, 1992a.
- Tziperman E., W.C. Thacker, R.B. Long, S.M. Hwang und S.R. Rintoul, Oceanic Data Analysis Using a General Circulation Model. Part II: A North Atlantic model, *J. Phys Oceanogr.*, Vol. 22, pp. 1458-1485, 1992b.
- Woodruff, S.C., R.J. Slutz, R.L. Jenne und P.M. Steurer, A Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set, *Bull. Am. Met. Soc.*, Vol. 68, No. 10, pp. 1239-1250, 1987.
- Warren, B.A. und K.G. Speer, Deep circulation in the eastern South Atlantic Ocean, *Deep Sea Res.*, Vol. 38, Suppl. 1, pp. 323-343, 1991.
- Wijffels, S.E., R.W. Schmitt, H.L. Bryden und A. Stigebrandt, Transport of Freshwater by the Oceans, *J. Phys Oceanogr.*, Vol. 22, pp. 155-162, 1992.

- Willebrand, J., General Circulation Dynamics, In: J. Sündermann (Ed.), Landolt-Börnstein, Group V, Oceanography, Volume 3b, Springer Verlag, Berlin, pp. 123-150, 1989.
- Wunsch, C., The North Atlantic general circulation west of 50° W determined by inverse methods. Reviews of Geophysics and Space Physics, Vol. 16, pp. 583-620, 1978.
- Wunsch, C. und B. Grant, Towards the General Circulation of the North Atlantic Ocean, Progress in Oceanogr., Vol. 11, pp. 1-59, 1982.
- Wunsch, C., An Eclectic Atlantic Ocean Circulation Model. Part I: The Meridional Flux of Heat, J. Phys Oceanogr., Vol. 14, pp. 1712-1733, 1984.
- Wunsch, C., Transient Tracers as a Problem in Control Theory, J. Geophys. Res., Vol. 93, No. C7, pp. 8099-8110, 1988.
- Wunsch, C. und D. Roemmich, Is the North Atlantic in Sverdrup Balance? J. Phys. Oceanogr., Vol. 15, pp. 1876-1880, 1985.
- Zenk, W., T.J. Müller und G. Wefer, Barlavento Expedition, Reise Nr. 9, 29. Dezember 1988 - 17. März 1989, Meteor-Berichte, Universität Hamburg, 89-2, 102 pp., 1989.

## Danksagung

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. J. Willebrand für die Betreuung dieser Arbeit, für viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen sowie für seine stete Unterstützung während meiner Promotionszeit.

Dr. Jochem Marotzke war mir behilflich bei der Überwindung vieler technischer Schwierigkeiten beim Erstellen des adjungierten Programmcodes. Für die anregenden Diskussionen, die ich mit ihm und Prof. Dr. C. Wunsch während eines Aufenthaltes am M.I.T. führen konnte, sei beiden besonders gedankt.

Diese Arbeit entstand in der Abteilung Theoretische Ozeanographie des Instituts für Meereskunde. Den Kolleginnen und Kollegen möchte ich an dieser Stelle für die freundliche Aufnahme und für hilfreiche Diskussionen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, danken. Mein Dank gilt besonders Frau A. Schurbohm, die viele Abbildungen dieser Arbeit graphisch aufgearbeitet hat.

Dank gebührt auch alljenen, die durch Überlassung ihrer hydrographischen bzw. meteorologischen Daten die vorliegende Arbeit überhaupt erst ermöglicht haben.

Bei den Mitarbeiter/n/innen des Institutsrechenzentrums und des Deutschen Klimarechenzentrums in Hamburg, an dessen Computern die Modellrechnungen durchgeführt wurden, möchte ich mich für ihre Unterstützung bedanken.

Allen ehemaligen und jetzigen Bewohnern der „Alten Botanik“ sei für die vielen Teerunden, für die nicht immer ganz ernsthaften Gespräche und für viele Feiern gedankt. Namentlich erwähnt seien Dr. Birgit Klein, Dr. Detlef Stammer, Dr. Marek Zwierz, Dr. Sergej Fokin, Christian Schäfer-Neth und besonders Jürgen Holfort, bei dem ich mich für das Korrekturlesen der Arbeit bedanke.

Nicht zuletzt gilt mein herzlicher Dank meiner Frau Veronika für ihre Unterstützung.