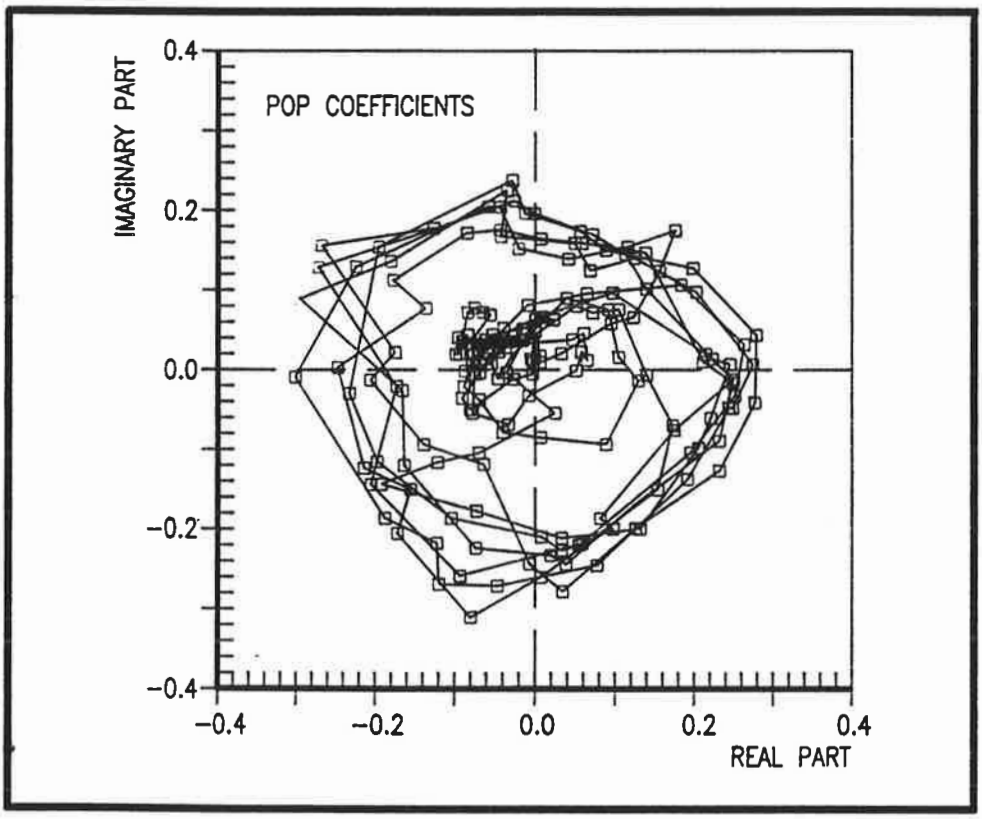
Max-Planck-Institut
für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 10



INTERNE VARIABILITÄT IN EINEM STOCHASTISCH ANGETRIEBENEN OZEANISCHEN ZIRKULATIONSMODELL

von

UWE MIKOLAJEWICZ

HAMBURG, JANUAR 1991

DOKTORARBEIT

AUTOR:

UWE MIKOLAJEWICZ

MAX–PLANCK–INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE

MAX–PLANCK–INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D–2000 HAMBURG 13
F.R. GERMANY

Tel.: (040) 4 11 73–0
Telex: 211092 mpime d
Telemail: MPI.METEOROLOGY
Telefax: (040) 4 11 73–298

EXb10

ISSN 0938-5177

INTERNE VARIABILITÄT IN EINEM STOCHASTISCH ANGETRIEBENEN OZEANISCHEN ZIRKULATIONSMODELL

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Uwe Mikolajewicz
aus Flensburg

Hamburg 1990

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Prof. Dr. K. Hasselmann

und Prof. Dr. J. Sündermann

Hamburg, den 30. Januar 1991

Prof. Dr. M. Dunst
(Sprecher des Fachbereichs Geowissenschaften)

Übersicht

Ein globales ozeanisches Zirkulationsmodell wurde mit monatlichen Klimatologien der Windschubspannungen, der Lufttemperaturen und der Frischwasserflüsse angetrieben. Den klimatologischen Frischwasserflüssen war ein stochastischer Anteil mit einer Amplitude von 16 mm/Monat überlagert, was den Einfluß von kurzperiodischen atmosphärischen Störungen repräsentieren sollte. Dadurch wurde eine kräftige Eigenschwingung im Ozean angeregt, die ihre stärksten Auswirkungen in deutlichen Variationen des Massentransportes des antarktischen Zirkumpolarstromes, in der Tiefenwasserbildung im südlichen Ozean und in der Stärke der Meridionalzirkulation des Atlantiks zeigte. Aber auch die Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre sowohl im südlichen Ozean als auch im Nordatlantik wurden von diesem "Eigenmode" stark beeinflußt. Als zugrundeliegender Mechanismus konnte die Advektion von Salzgehaltsanomalien durch die mittlere thermohaline Zirkulation des Atlantiks identifiziert werden. Die typische Periode dieser Schwingung betrug ungefähr 330 Jahre, was sich durch die Zeitskala der Tiefenwassererneuerung des Atlantiks erklären ließ. Die Anregung dieses Eigenmodes war abhängig von der Amplitude des vorgeschriebenen Rauschens.

Inhalt

1.	Einleitung		1
2.	Das Modell		9
	2.1	Die Gleichungen	9
	2.2	Randbedingungen	14
	2.3	Realisierung des Modells	17
3.	Das Experiment		19
	3.1	Initialisierung	19
	3.2	Stochastische Anfachung	22
	3.3	Klima des stochastischen Experiments	27
	3.4	Erste Resultate des stochastischen Experiments abgeleitet aus Zeitreihen von integralen Größen	40
4.	Statistische Analyse mit der POP-Methode		47
	4.1	Kurze Beschreibung der Methode	47
	4.2	Ergebnisse der Analyse mit der POP-Methode	49
5.	Statistische Analyse mit assoziierten Korrelationsmustern		61
	5.1	Beschreibung des Verfahrens	61
	5.2	Ergebnisse aus der Analyse der assoziierten Korrelationsmuster	64
6.	Diskussion		81
	6.1	Interpretation	81
	6.2	Sensitivitätsexperimente	87
	6.2.1	Sensitivität gegenüber Amplitude des Rauschens	87
	6.2.2	Abhängigkeit von der Formulierung der Zustandsgleichung	91
	6.3	Vergleich mit Beobachtungsdaten	93
7.	Auswirkung auf die Nachweisbarkeit des anthropogenen Treibhauseffekts mit Methoden der akustischen Tomographie		97
	7.1	Einführung in die Problematik	97
	7.2	Nachweiswahrscheinlichkeit auf einem Pfad	103
	7.3	Räumliche Muster	107
8.	Zusammenfassung		115
A.	Anhang: Liste aller Experimente		117
B.	Literaturverzeichnis		119

1. Einleitung

Eines der Hauptprobleme beim Nachweis der Klimaänderungen, die als Folge der verstärkten Emission von "Treibhausgasen" (Kohlendioxid, Methan, Fluorchlorkohlenwasserstoffe etc.) erwartet werden, ist die natürliche Variabilität im Klimasystem. Um das Signal klar vom "Rauschen" der natürlichen Variabilität unterscheiden zu können, benötigt man das ganze Kovarianzspektrum dieser Größe. Die Schätzung dieses Spektrums ist eine der Hauptschwierigkeiten bei Nachweisstudien über anthropogene Klimaänderungen (Hasselmann 1979). Die Ableitung des Kovarianzspektrums der natürlichen Klimavariabilität allein aus historischen Daten ist wegen der in der Regel zu kurzen Zeitreihen unmöglich. Es gibt nur wenige Zeitreihen, die bei einer guten zeitlichen Auflösung eine Länge von mehreren Jahrhunderten haben. Deshalb ist es nötig, Klimamodelle bei der Untersuchung der natürlichen Variabilität zu Hilfe zu nehmen.

Die bekanntesten Beispiele natürlicher Variabilität sind El Niño auf der Zeitskala von einigen wenigen Jahren (z.B. Rasmusson und Carpenter 1982) und die Eiszeitzyklen auf der Zeitskala von 10^4 bis 10^5 Jahren, die sich zumindest teilweise mit astronomisch bedingten Änderungen der Bahnparameter der Erde und daraus resultierenden Veränderungen der solaren Einstrahlung erklären lassen (z.B. Milankowitsch 1941).

Von besonderem Interesse für das Nachweisproblem der erwarteten Klimaänderungen sind die dazwischenliegenden Zeitskalen von Dekaden bis Jahrhunderten, da sich auch die anthropogenen Klimaänderungen auf diesen Zeitskalen abspielen werden. Es ist bekannt, daß das Spektrum der natürlichen Variabilität in diesem Frequenzbereich beträchtliche Energie hat (z.B. Lamb 1977).

Für diese Variabilität kommen neben möglichen Variationen in der solaren Einstrahlung (z.B. Hansen et al. 1981), über die aber mangels verläßlicher und langer Zeitreihen allerdings noch sehr wenig bekannt ist, im wesentlichen interne Prozesse im Klimasystem der Erde in Frage.

Auf den hier interessierenden Zeitskalen spielen vermutlich Prozesse im Zusammenhang mit dem tiefen Ozean die Hauptrolle, da die Gedächtniszeiten der Atmosphäre und des Meereises zu kurz sind, die Reaktionszeiten des Inlandeises zu langsam. Die Wichtigkeit des Ozeans für Klimavariabilität ist schon lange bekannt (z.B. von Humboldt 1845), aber über die regionalen Details oder die Dynamik der dafür verantwortlichen Prozesse ist noch recht wenig bekannt, was nicht zuletzt auf mangelndes Beobachtungsmaterial zurückzuführen ist.

Eine prinzipiell andere Möglichkeit, an dieses Problem heranzugehen, wäre die Analyse eines hinreichend langen Laufes mit einem realistischen gekoppelten atmospärischen und ozeanischen Zirkulationsmodell. Diese Möglichkeit besteht vorerst noch nicht, da die zur Zeit existierenden Modelle, bedingt durch die - wegen der kurzen Zeitschritte in der Atmosphäre - nötigen hohen Rechenzeiten, bisher noch nicht länger als 100 Jahre (z.B. Stouffer, Manabe und Bryan 1989) integriert wurden. Um hinreichend Datenmaterial für die Analyse von Prozessen mit Zeitskalen von wenigen Jahrhunderten zu haben, sollten Modelldaten von einigen Jahrtausenden zur Verfügung stehen, um mehrere Realisationen der Prozesse zu erfassen. Für eine Integration von ca. 2000 Jahren würde das entsprechende Modell des MPI (Sausen et. al. 1990) etwa zwei Jahre Rechenzeit (CPU-Zeit) auf der CRAY-2S benötigen, was nicht zu realisieren ist. Deshalb wird man mit derartigen Experimenten wohl noch ein bis zwei Rechnergenerationen warten müssen.

Als Beispiel für eine natürliche klimarelevante Störung in der ozeanischen Zirkulation wurde in den 70er Jahren eine starke negative Salzgehaltsanomalie im nördlichen Nordatlantik und in der Arktik beobachtet (Dickson et al. 1988). Die Autoren interpretieren sie als eine Störung, die von der mittleren Oberflächenzirkulation des subpolaren Wirbels advektiert wurde, zeitweilig die Tiefenkonvektion durch zu geringe Oberflächensalzgehalte unterdrückte und von einer deutlichen Abkühlung im Nordatlantik begleitet war. Diese Anomalie konnte über einen Zeitraum von mindestens 14 Jahren verfolgt werden. Es gibt einige

Hinweise darauf, daß am Anfang dieses Jahrhunderts eine ähnliche Anomalie aufgetreten ist, aber das Beobachtungsmaterial aus dieser Periode ist recht spärlich, insbesondere was den Salzgehalt angeht.

Andere klimarelevante ozeanische Prozesse auf ähnlichen Zeitskalen sind bisher nicht beobachtet worden, was aufgrund der sehr wenigen existierenden längeren Zeitreihen von ozeanischen Meßgrößen auch nicht zu erwarten ist. Einen umfassenden Überblick über bekannte längere Zeitreihen von Klimaindikatoren gibt Lamb (1977).

Auf Zeitskalen von 10^4 bis 10^5 Jahren gibt es Anhaltspunkte dafür, daß während der Eiszeiten eine wesentlich andere Zirkulation geherrscht hat als während der Zwischeneiszeiten (z.B. Broecker, Peteet und Rind 1985). Es ist auch verschiedentlich darüber spekuliert worden (z.B. Broecker und Denton 1989), ob der Übergang von der heutigen Ozeanzirkulation zur Glazialzirkulation - und umgekehrt - und die damit verbundenen Änderungen der ozeanischen Wärmetransporte für die sehr plötzlichen Klimaänderungen verantwortlich gewesen sein könnte. So geben z.B. Dansgaard, White und Johnsen (1989) an, daß der Übergang von der Eiszeit der jüngeren Dryas zur heutigen Warmzeit innerhalb weniger Jahrzehnte stattgefunden hat.

In der Literatur sind insbesondere im letzten Jahrzehnt zur Erklärung der Klimaänderungen in dem in dieser Arbeit interessierenden Zeitskalenbereich eine Reihe von möglichen Oszillatoren vorgeschlagen worden, von denen einige im folgenden kurz dargestellt werden.

Nur höhere Moden von internen planetarischen Rossbywellen wären langsam genug, um den langperiodischen Teil des interessierenden Frequenzbereichs signifikant zu beeinflussen. Es ist aber sehr wenig bekannt über die konkreten Realisierungen dieser Wellen.

Welander (1982) beschreibt einen eindimensionalen thermohalinen Oszillator, der aus einer Deckschicht und einem diffusiv angekoppelten großen Reservoir besteht, das den tiefen Ozean repräsentiert. Bei

unterschiedlichen Ankopplungszeiten für Temperatur und Salz sowie schichtungsabhängigem Austauschkoeffizienten zwischen Deckschicht und tiefem Ozean sind Schwingungen dieses Systems möglich.

Welander (1986) hat eine Reihe von möglichen anderen Oszillatoren vorgestellt. Einer der für die hier vorliegenden Probleme interessantesten entsteht aus einer Erweiterung des Howard-Malkus Ringes um einen halinen Antriebsterm. Welander zeigt, daß - für bestimmte Parameterwerte - neben den mehreren stationären Zuständen auch zyklostationäre Zustände existieren.

Müller und Willebrand (1986) berichten von der möglichen Existenz einer Oszillation, die auf der Nichtlinearität der Zustandsgleichung beruht. Dabei spielt die Temperaturabhängigkeit der Kompressibilität die entscheidende Rolle. Auch für diese Oszillatoren gilt, daß der Nachweis ihrer Relevanz (z.T. sogar ihrer Existenz) im realen Ozean noch aussteht.

Am oberen Ende des interessierenden Zeitbereichs - auf der Zeitskala von Jahrtausenden und länger - befinden sich die multistationären Zustände der thermohalinen Zirkulation. Stommel (1961) hat zuerst darauf hingewiesen, daß für die thermohaline Ozeanzirkulation - bedingt durch die unterschiedlichen Ankopplungszeiten für Temperatur und Salz an der Oberfläche - bei identischen Randbedingungen mehrere Lösungen existieren. Durch den unterschiedlichen ozeanischen Wärmetransport der resultierenden Zirkulationen können sehr unterschiedliche Klimazustände erwartet werden. Bryan (1986) hat diese unterschiedlichen Moden der thermohalinen Zirkulation bei "gemischten" Randbedingungen (Temperatur und Salz- bzw. Frischwasserfluß an der Oberfläche vorgeschrieben) in einem ozeanischen Zirkulationsmodell mit idealisierter Atlantiktopographie nachgewiesen. Marotzke, Welander und Willebrand (1988) haben mit einem zweidimensionalen Ozeanmodell die Abhängigkeit der Zirkulationen von verschiedenen Parametern untersucht.

Auch in einem gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodell mit realistischer Topographie (Manabe und Stouffer 1988) wurden zwei stationäre Moden gefunden. Der eine entspricht der heutigen Zirkulation, der andere Mode ist gekennzeichnet durch niedrige Oberflächensalzgehalte im Nordatlantik und daraus resultierender fehlender Produktion von nordatlantischem Tiefenwasser. Als Folge sieht natürlich auch die Tiefenzirkulation des Atlantiks völlig anders aus. Anstatt mit dem ausströmenden nordatlantischen Tiefenwasser ist der gesamte tiefe Atlantik mit eingeströmtem antarktischem Bodenwasser angefüllt. Dadurch bedingt ist der oberflächennahe Ast der thermohalinen Atlantikzirkulation nach Süden gerichtet, was zu einer drastischen Reduktion des nordwärtsgerichteten atlantischen Wärmetransports mit daraus folgenden geringeren Temperaturen in den angrenzenden Gebieten führt.

Für die Existenz mehrerer Moden der thermohalinen Zirkulation bei verschiedenen Randbedingungen scheint die Möglichkeit, einen Salzgehaltsunterschied zwischen Atlantik und Pazifik aufzubauen, von entscheidender Bedeutung zu sein. In einem Experiment, in welchem die Sensitivität der ozeanischen Zirkulation gegenüber einer Entfernung des Isthmus von Panama untersucht wurde, konnte bei ansonsten unveränderten heutigen Randbedingungen nur ein Mode gefunden werden, der durch völliges Fehlen von nordatlantischem Tiefenwasser gekennzeichnet war (Maier-Reimer, Mikolajewicz und Crowley 1990).

Verschiedene Autoren (z.B. Rooth 1982, Berger und Vincent 1981 oder Broecker et al. 1988) haben das extrem starke Klimasignal der jüngeren Dryas Eiszeit (etwa 11000 bis 10000 Jahre vor heute) als einen durch Schmelzwassereintrag der großen Inlandeisgletscher hervorgerufenen Umschwung von einem Mode der thermohalinen Zirkulation zu einem anderen und den daraus resultierenden enormen Änderungen des atlantischen Wärmetransports interpretiert. Maier-Reimer und Mikolajewicz (1989) haben durch Sensitivitätsexperimente mit dem auch in dieser Arbeit verwendeten ozeanischen Zirkulationsmodell gezeigt, daß die Schmelzwassermengen, die für diesen Umklapprozeß benötigt werden, relativ gering sind. In den

Experimenten war eine Verdoppelung des heutigen Abflusses des St. Lorenzstroms ausreichend, um die Tiefenwasserproduktion im Nordatlantik nach etwa 200 Jahren völlig zu unterbinden.

Kürzlich haben Broecker et al. (1990) einen atlantischen Salzoszillator vorgeschlagen, der aus einer Kette von Rückkopplungsmechanismen besteht. Er soll für die Schwingungen mit einer typischen Periode von 2500 Jahren verantwortlich sein, die insbesondere im Sauerstoffisotopenverhältnis von grönländischen Eisbohrkernen (z.B. Dansgaard et al. 1981) gemessen worden sind, aber auch in anderen Zeitreihen von Proxydaten während der letzten Eiszeit auftauchen. Den wesentlichen Bestandteil dieses Oszillators stellen die beiden schon beschriebenen stationären Moden der thermohalinen Atlantikzirkulation dar. Durch ein Anwachsen der arktischen Eisschilde im ozeanischen Zirkulationsmode ohne Produktion von nordatlantischem Tiefenwasser und damit verbundenem fehlendem Wärmetransport nach Norden, wird dem Atlantik Frischwasser entzogen und damit der Salzgehalt langsam erhöht. Sobald der Salzgehalt im Nordatlantik einen kritischen Schwellenwert überschritten hat, setzt die Produktion von nordatlantischem Tiefenwasser ein, was zu einer Änderung der thermohalinen Zirkulation führt. Die geänderten Wärmeflüsse führen zu höheren Temperaturen in den angrenzenden Gebieten, wodurch die Inlandeisschilde zu schmelzen beginnen. Das abfließende Schmelzwasser wiederum verringert den Oberflächensalzgehalt im Atlantik, was wiederum zum Zusammenbruch der nordatlantischen Tiefenwasserproduktion führt, womit man den Ausgangszustand wieder erreicht hat.

Einen völlig anderen Mechanismus zur Erzeugung von klimarelevanten Anomalien im Ozean hat Hasselmann (1976) vorgeschlagen: Bedingt durch die große Wärmespeicherkapazität des Ozeans wirkt dieser als Integrator von kurzperiodischem atmosphärischem Lärm, sodaß man, wenn man die atmosphärische Anfachung des Ozeans als weißes Rauschen ansieht, ein rotes Spektrum in Meßgrößen des Ozeans bekommt. Auf relativ kurzen Zeitskalen überwiegt dabei der einfache Integrationseffekt, was zu einem ω^{-2}-Spektrum im ozeanischen Response führt. Für sehr kleine Frequenzen ω

wird die Reaktion des Ozeans durch die Details der internen Dynamik des Ozeans bestimmt, und es ist mit einer wesentlich komplexeren Reaktion im Ozean zu rechnen.

Dieses Konzept führte zu einer Reihe von stochastischen Klimamodellen. Die meisten Modelle wurden für relativ einfache lineare Rückkopplungsterme formuliert, die analytische oder halbanalytische Lösungen erlaubten.

Frankignoul und Hasselmann (1977) und Herterich und Hasselmann (1987) wendeten Modelle dieses Typs auf Temperaturanomalien der ozeanischen Deckschicht in mittleren Breiten an, Lemke, Trinkl und Hasselmann (1980) auf die Variabilität von polarem Meereis.

Lemke (1977) untersuchte mit einem derartigen Modell die Klimavariabilität aufgrund der Wärmespeicherung des globalen Ozeans. Wigley und Raper (1990) verwendeten ein ähnliches Modell zur Abschätzung der natürlichen Klimavariabilität im Verhältnis zur erwarteten Klimaänderung als Folge des Treibhauseffektes. In beiden Modellen sind die Integrationseffekte sowohl der ozeanischen Deckschicht als auch des tiefen Ozeans enthalten.

Solche einfachen Modelle geben zwar nützliche Abschätzungen über die zu erwartenden Größenordnungen der natürlichen Variabilität im Ozean, sie sind aber nicht in der Lage, ozeanische Oszillationsmoden zu erfassen, die möglicherweise in einigen Frequenzbereichen zu einer kräftigen Verstärkung des natürlichen Varianzspektrums führen. Gerade diese Prozesse scheinen aber - wie schon oben diskutiert - sehr wichtig für die natürliche Klimavariabilität zu sein.

Um die oben beschriebenen Nachteile der bis dato existierenden stochastischen Klimamodelle mit einfachem linearem Rückkopplungsterm zu überwinden und den vollen Nutzen des Konzepts der stochastischen Klimamodelle zu erhalten, wird für die in dieser Arbeit durchgeführten

Experimente ein stochastisch forciertes Ozeanzirkulationsmodell verwendet. Dadurch ist es möglich, sowohl zeitliche Änderungen in der Zirkulation des Ozeans und mögliche Eigenschwingungen des Systems als auch die Integration von kurzperiodischen atmosphärischen Störungen zu simulieren, wie sie von stark vereinfachten analytischen Modellen vorhergesagt werden, ohne aber die in diesen Modellen gemachten Vereinfachungen zu wiederholen.

In Kapitel 2 wird das verwendete ozeanische Zirkulationsmodell kurz vorgestellt. Daran schließen sich eine Diskussion des Modellklimas und eine Beschreibung des Hauptexperimentes an, bevor am Ende von Kapitel 3 erste Resultate dieses Experiments vorgestellt werden. Kapitel 4 beschreibt Resultate, die mit Hilfe einer Analyse mit der POP-Methode (Principal Oscillation Patterns, Hasselmann 1988 und von Storch et al. 1988) erhalten wurden, bevor im nächsten Kapitel Ergebnisse aus assoziierten Korrelationsmustern dargestellt werden. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Diskussion und Interpretation der vorher erzielten Ergebnisse, wozu auch weitere Sensitivitätsexperimente dienen. Abschließend wird noch als ein Beispiel der möglichen Anwendungen der erzielten Ergebnisse das Problem des Nachweises der Klimaänderung mit Hilfe von Laufzeitänderungen von Schallstrahlen behandelt.

2. Das Modell

2.1 Die Gleichungen

Für die Experimente wurde das Hamburger großskalig-geostrophische Ozeanzirkulationsmodell (Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann 1990) verwendet. Dieses Modell wurde von Ernst Maier-Reimer, nach einem Konzept von Hasselmann (1982), speziell für die Untersuchung von langsamen Klimaänderungen entwickelt. Es basiert auf den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Wärme, Meereis und Salz.

Die Grundidee von Hasselmann war, daß für die klimarelevanten Prozesse im Ozean die Raumskalen wesentlich größer als der interne Rossbyradius der Deformation und die relevanten Zeitskalen groß gegenüber den Perioden der Schwerewellen und der barotropen Rossbywellen sind. Die baroklinen Anteile der Geschwindigkeiten ergeben sich dann praktisch diagnostisch aus dem Massenfeld. Die barotropen Geschwindigkeiten und die Oberflächenauslenkung lassen sich wiederum durch den Gleichgewichtsresponse, der sich aus der Dichteverteilung und den Schubspannungen an den Grenzflächen ergibt, diagnostisch beschreiben. Die einzigen wirklichen prognostischen Größen dieses Modells sind demnach potentielle Temperatur, Salzgehalt und Meereisdicke. Dieses Konzept sollte einen Zeitschritt von einem Monat erlauben. Am Äquator und im Bereich der westlichen Randströme sollten - aufgrund der Ungültigkeit der vorher beschriebenen Näherungen - regionale Modelle in das globale Modell eingekoppelt werden.

Dieses Konzept ließ sich in der Praxis nicht direkt verwirklichen, da es zu numerischen Instabilitäten führte.

Stattdessen wurden die für das Klima irrelevanten Moden durch ein implizites Integrationsschema herausgefiltert. Dieses erlaubt einen Zeitschritt von einem Monat, mit dem die hier beschriebenen Experimente durchgeführt wurden. Dieses Verfahren hat gegenüber dem ursprünglichen

Konzept den Vorteil, daß es auch im äquatorialen Bereich und im Bereich der westlichen Randströmungen sinnvolle Strömungen liefert.

Das Modell ist in sphärischen Koordinaten formuliert, bei der folgenden Darstellung der Grundlagen des Modells werden aber der besseren Übersichtlichkeit halber kartesische Koordinaten benutzt.

Dem Modell liegen die Navier-Stokesgleichungen zugrunde, die nach Vernachlässigung der Impulsadvektion sowie unter Benutzung der Boussinesqapproximation folgende Gleichungen für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten liefern: für die zonale Komponente

$$u_t - 2\, v\, \Omega\, \sin\varphi + \frac{p_x}{\rho_o} = \frac{\tau^x}{\rho_o} + A_h\, \Delta_h u$$

und für die meridionale Komponente

$$v_t + 2\, u\, \Omega\, \cos\varphi + \frac{p_y}{\rho_o} = \frac{\tau^y}{\rho_o} + A_h\, \Delta_h v \quad .$$

Für die vertikale Komponente der Bewegungsgleichung wurde die hydrostatische Approximation verwendet. Für den Druck ergibt sich hiermit nach Integration über die Tiefe

$$p = g\, \rho_o \left(\zeta + \frac{1}{\rho_o} \int_0^z \rho(z')\, dz' \right) .$$

Die Kontinuitätsgleichung ergibt mit der Annahme von Inkompressibilität die Gleichung

$$w_z + v_y + u_x = 0 \; .$$

Die vertikalen Geschwindigkeiten ergeben sich direkt aus der Integration

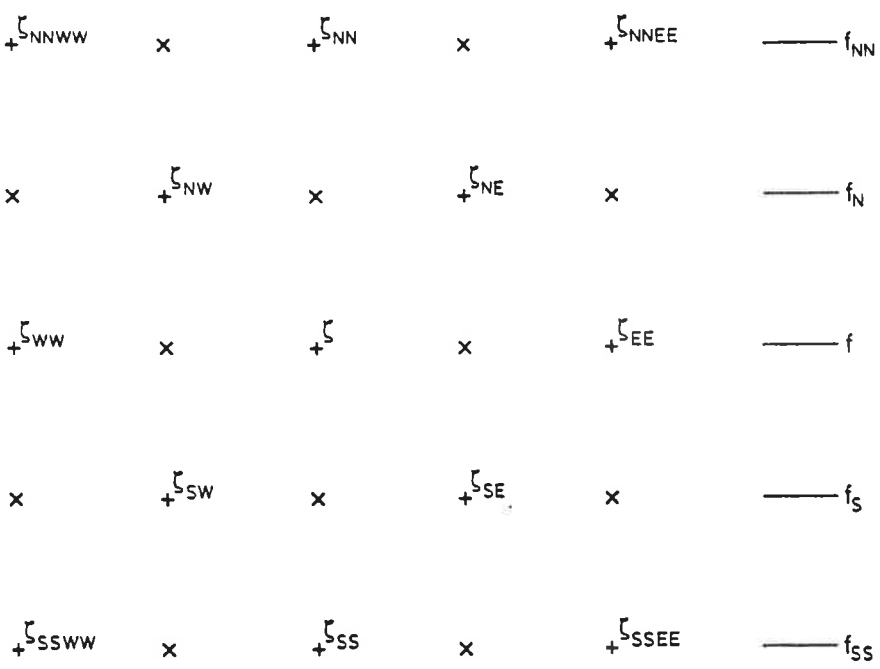
der Kontinuitätsgleichung über die Tiefe.

Nach der Diskretisierung wurden die horizontalen Impulsgleichungen in einen barotropen (vertikal gemittelten) und einen baroklinen Anteil zerlegt. Der barotrope Anteil wird durch Gaußsche Elimination direkt gelöst. Der barokline Anteil wird zerlegt in barokline "Moden", d.h. in die Geschwindigkeitsscherungen zwischen benachbarten Schichten. Die Gleichung wird dann durch Iteration gelöst.

Die Dämpfung der unerwünschten (weil nicht klimarelevanten), schnellen Oberflächenschwerewellen findet in diesem Modell durch den großen Zeitschritt und das implizit dämpfende numerische Integrationschema statt, was eine freie Oberfläche erlaubt, im Gegensatz zu den meisten expliziten Ozeanzirkulationsmodellen, die zu diesem Zweck die Zusatzannahme verschwindender Vertikalgeschwindigkeiten an der Oberfläche einführen (z.B. Bryan 1969). Interne Kelvinwellen sind zwar auch noch formal in dem Modell vorhanden, sie werden jedoch stark gedämpft (Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann 1990). In dem großskalig-geostrophischen Modell sind, bedingt durch die grobe Auflösung und den großen Zeitschritt, praktisch nur Rossbywellen sowie Advektionsprozesse von Bedeutung, also genau die Prozesse, die auch hauptsächlich für das Klima als relevant betrachtet werden. Das Modell verwirklicht daher wesentliche Gedanken des ursprünglichen Ansatzes von Hasselmann (1982).

Die Diskretisierung erfolgt auf einem E-Gitter (Arakawa und Lamb 1977). Dieses zeigt zwar für kurze Oberflächenwellen schlechte Dispersionseigenschaften, diese sind jedoch bei der hier vorliegenden Verwendung irrelevant. Bei dieser Anordnung der Gitterpunkte (s. Abb. 2.1) zeigt sich in der Regel eine Separation der Lösungen in den beiden überlappenden Gittern, die hier durch Diffusion zwischen den beiden Gittern gedämpft wird.

Die Dichte wird aus der Zustandsgleichung berechnet, wobei das von der



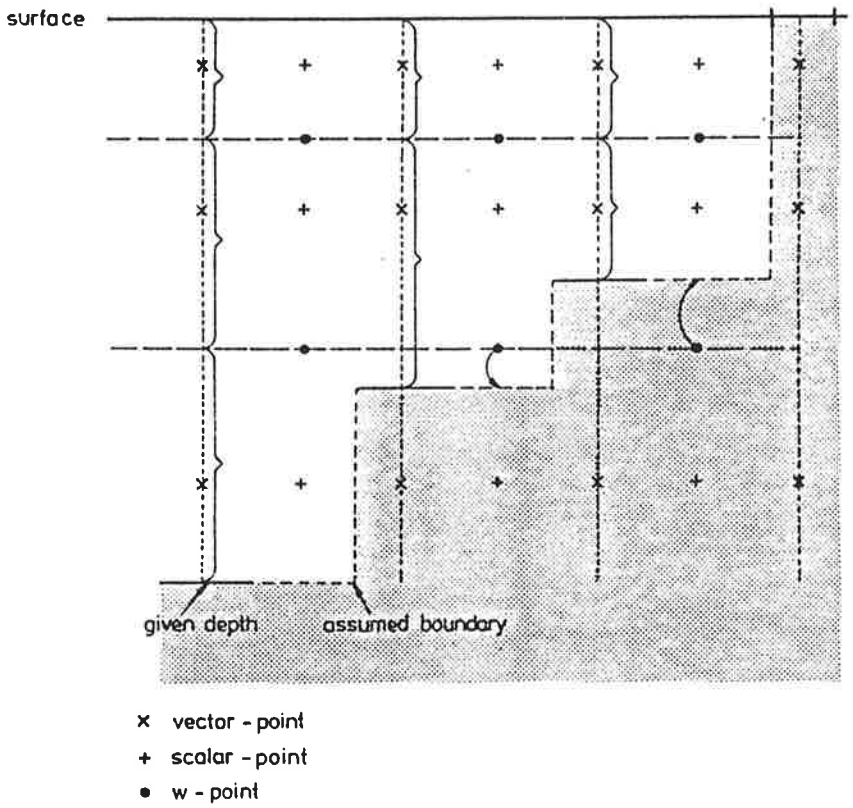


Abb. 2.1
Anordnung der Gitterpunkte in der Horizontalen (oben) und in der Vertikalen (unten).

UNESCO (1983) angegebene Polynom verwendet wird,

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

Bei instabiler Schichtung wird "convective adjustment" angewendet. Es wird dabei aber ein Algorithmus benutzt, der sich gegenüber dem üblicherweise verwendeten (z. B. Bryan 1969 oder Marotzke 1990) durch deutlich geringeres Entrainment auszeichnet. Quadfasel und Rudels (1990) haben darauf hingewiesen, daß das beobachtete Entrainment wesentlich kleiner ist, als das mit dem Standardverfahren erzeugte. Bei instabiler Schichtung zwischen zwei benachbarten Boxen wird die Wassersäule in den beiden Boxen umgedreht. Die kleinere (in der Regel die obere) Box erhält die Temperatur- und Salzgehaltswerte, die vorher in der größeren Box geherrscht haben. In der größeren Box werden der alte Inhalt der oberen Box und der in der Box verbleibende Rest gemischt. Dadurch ist das Entrainment wesentlich geringer als bei der üblicherweise benutzten vollständigen Durchmischung von zwei benachbarten Boxen. Bei diesem Verfahren ist eine Iteration ausreichend, um mehr als 95% aller Instabilitäten zu beseitigen.

Die Erhaltungsgleichung für Salz lautet

$$S_t + u\, S_x + v\, S_y + w\, S_z = K\, \Delta S + q_S \quad .$$

Für die potentielle Temperatur ergibt sich analog

$$T_t + u\, T_x + v\, T_y + w\, T_z = K\, \Delta T + q_T \quad .$$

Die Quellterme q_S und q_T sind nur in der Oberflächenschicht von Null verschieden. Für die Advektion wird in allen drei Fällen ein massenerhaltendes Komponenten-upwind Schema verwendet, das keine explizite Diffusion benötigt, um stabil zu sein, da es eine hinreichend starke numerische Diffusion enthält. Deshalb können die expliziten Diffusionskonstanten relativ klein gewählt werden.

Eine weitergehende Darstellung des ozeanischen Zirkulationsmodells wird in Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann (1990) gegeben.

2.2 Randbedingungen

Als Randbedingungen für den Impuls werden eine Haftbedingung an seitlichen Berandungen und freies Gleiten am Boden angenommen. Selbstverständlich treten auch keine Geschwindigkeiten normal zu festen Berandungen auf.

Für den Wärmefluß zwischen Ozean und Atmosphäre gilt eine Randbedingung der Form

$$q_t = \kappa_T (T_A - T) \quad ,$$

wobei κ_T eine Anpassungskonstante, T die Temperatur der obersten Ozeanschicht und T_A eine klimatologische Lufttemperatur bezeichnet.

In den hier beschriebenen Experimenten wurde die beobachtete klimatologische Lufttemperatur nicht direkt verwendet, sondern stattdessen in eine effektive Lufttemperatur umgerechnet, die sich durch Anwendung einer Advektionsgleichung mit den beobachteten Winden auf die beobachtete Lufttemperatur ergibt. Dieses stellt ein einfaches eindimensionales Modell der atmosphärischen Grenzschicht dar. Die Motivation für diese Annahme bestand in der Überlegung, daß die beobachteten klimatologischen Lufttemperaturen sich nur geringfügig von den beobachteten Meeresoberflächentemperaturen unterscheiden (außer über Eis), wodurch sie die Information über kurzzeitige Kaltluftausbrüche, Eiskantenprozesse u. ä. verlieren, die auf Zeitskalen, die deutlich kürzer als ein Zeitschritt sind, und auf Raumskalen, die kleiner als ein Gitterpunkt sind, für die starke Wärmeabgabe des Ozeans in hohen Breiten und für die Tiefenwasserbildung verantwortlich sind. Eine verläßliche

Abschätzung dieser Einflüsse würde eine detailierte statistische Analyse der Korrelation von kurzzeitigen Variationen von Wind und Temperatur erfordern, was aber auf einer globalen Basis nur sehr schwer durchzuführen ist. Deshalb wurde ein einfacher Ansatz gewählt, daß der Beitrag dieser Fluktuationen durch eine Advektion proportional zur lokalen mittleren Windgeschwindigkeit dargestellt werden kann. Dieses liefert dort die größten Beiträge, wo der mittlere Wind eine starke Komponente senkrecht zum mittleren Temperaturgradienten hat, z.B. an Küsten oder nahe der Eiskante. Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann (1990) haben gezeigt, daß mit einer derartigen Randbedingung eine deutlich bessere Reproduktion der thermohalinen Zirkulation des Ozeans erreicht werden kann, als bei einfacher Verwendung der beobachteten Lufttemperatur.

Wenn die Temperatur im Ozean unter den Gefrierpunkt von Meerwasser sinkt, wird Meereis gebildet. Die Bildung von Meereis erfolgt nach dem Modell von Stefan (1891), das den Wärmefluß durch Meereis umgekehrt proportional zur Eisdicke ansetzt. Dabei können für einen sehr kurzen Zeitraum sehr große Wärmeflüsse auftreten, die sich bei dem impliziten Lösungsverfahren und dem großen Zeitschritt aber nicht nachteilig bemerkbar machen. Die Gleichung läßt sich analytisch lösen.

Das Meereis wird mit den Oberflächenströmungen advektiert, was sich zu folgender Gleichung für die Meereisdicke D führt

$$D_t + u\, D_x + v\, D_y = K_D\, \Delta_h D + q_D \quad .$$

Bei der Bildung von Meereis wird Salz freigesetzt. Analog wird beim Abschmelzen der Salzgehalt an der Oberfläche erniedrigt. Ansonsten wird der Salzgehalt entweder über eine der Temperatur analoge Randbedingung an den beobachteten klimatologischen Salzgehalt angepaßt ($S_t = \kappa_S\ (S_A - S)$), oder das Modell wird mit Frischwasserflüssen angetrieben, die auch einen zusätzlichen Quellterm für die Auslenkung des Meeresspiegels darstellen.

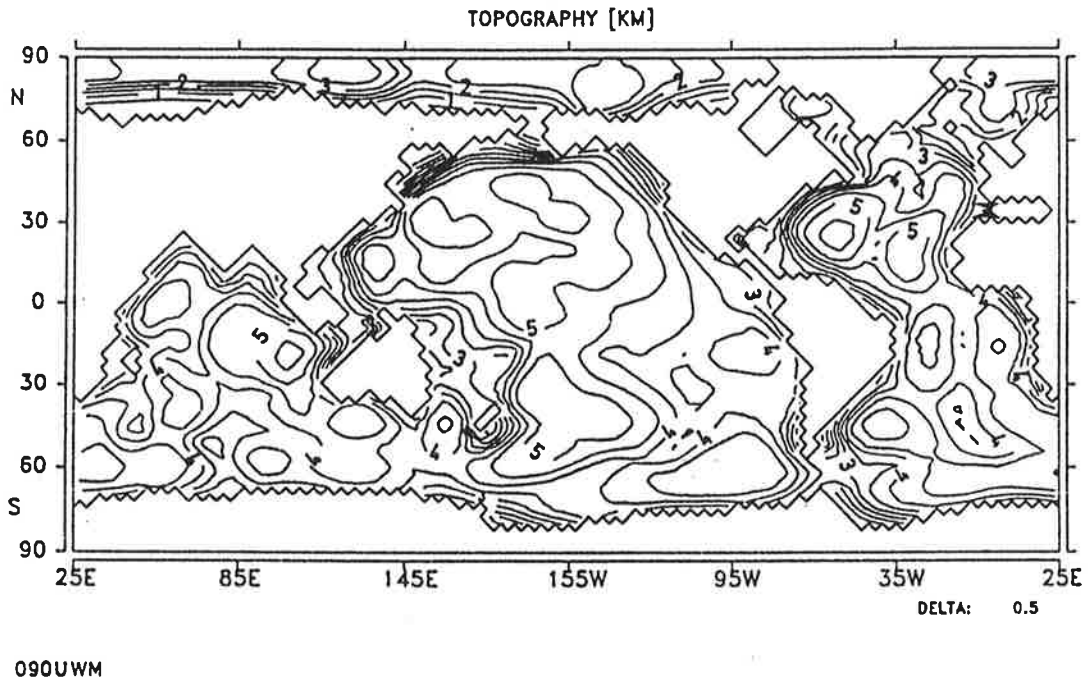


Abb. 2.2
In den Experimenten verwendete Topographie.

2.3 Realisierung des Modells

Das Modell in der hier vorliegenden Version ist ein globales. Die horizontale Auflösung beträgt 5 mal 5° auf einem E-Gitter (Arakawa und Lamb 1977), was einem effektiven Gitterabstand in der Diagonalen von ungefähr 3,5° entspricht. Das Modell hat 11 Schichten mit Tiefen von 25, 75, 150, 250, 450, 700, 1000, 2000, 3000, 4000 und 5000m. Auf diesen Tiefen werden die horizontalen Geschwindigkeiten, potentielle Temperatur und Salzgehalt definiert. Die Tiefen für die vertikalen Geschwindigkeiten ergeben sich als Mittel zwischen zwei benachbarten Schichttiefen.

Für den horizontalen Impulsaustausch wurde ein Wert 3 x $10^5 m^2/s$ verwendet, für den horizontalen Austauschkoeffizienten von Temperatur und Salz wurde ein Wert von $200 m^2/s$ benutzt, explizite vertikale Diffusion wurde vernachlässigt.

Als Anpassungskonstante für die Temperatur der obersten Schicht an die effektive Lufttemperatur wurde eine Konstante von 40 $W/(m^2\ °C)$ verwendet, was bei einer Dicke der obersten Schicht von etwa 50m einer Anpassung mit einer Zeitkonstanten von ungefähr 40 Tagen entspricht. Für den Salzgehalt wurde entweder eine ähnliche Randbedingung wie für die Temperatur benutzt (nur im ersten Initialisierungsexperiment), oder die Frischwasserflüsse wurden direkt vorgeschrieben.

Es wurde eine realistische Topographie zugrunde gelegt (s. Abb. 2.2).

Die Integrationen wurden auf der CRAY-2S des Deutschen Klima Rechenzentrums durchgeführt.

Das Modell in der hier verwendeten Form entspricht dem Standardlauf von Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann (1990). Es wurde auch von Maier-Reimer, Mikolajewicz und Crowley (1990) für das oben erwähnte Sensitivitätsexperiment mit einem offenen Isthmus von Panama benutzt, sowie von Maier-Reimer und Mikolajewicz (1989) in ihren Untersuchungen

über die Sensitivität der Atlantikzirkulation gegenüber zusätzlicher Frischwasserzufuhr im Zusammenhang mit der jüngeren Dryas Eiszeit. Mögliche Änderungen der ozeanischen Zirkulation als Folge des Treibhauseffektes wurden von Mikolajewicz, Santer und Maier-Reimer (1990) untersucht. Der Jahresgang des ozeanischen Drehimpulses in diesem Modell wurde von Brosche et al. (1990) dargestellt.

Eine ältere Version des Modells, die sich im wesentlichen durch andere Anpassungskonstanten für Temperatur und Salz an der Oberfläche und durch das Fehlen eines Meereismodells von der jetzigen Modellversion unterschied, wurde von Maier-Reimer und Hasselmann (1987) verwendet.

3. Das Experiment

In diesem Kapitel werden die Initialisierung des Ozeanmodells, die stochastische Komponente des Antriebs, das Klima des stochastischen Modells und erste aus Zeitserien von integralen Größen abgeleitete Ergebnisse dargestellt (siehe auch Mikolajewicz und Maier-Reimer 1990).

3.1 Initialisierung

Um ein eingeschwungenes Startfeld für die Experimente zu erhalten, wurden zwei aufeinander aufbauende Initialisierungsläufe durchgeführt. Das Startfeld für Experiment EXP0 bestand aus einem Ozean in Ruhe mit homogenem Wasser von 2,5°C und 34,5°/oo Salzgehalt. Als Randbedingungen wurden die klimatologische, monatliche Lufttemperatur aus dem COADS Datensatz (Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set, Woodruff et al. 1987) und der klimatologische Oberflächensalzgehalt (Levitus 1982) mit einer Newtonschen Ankopplung mit einer Ankopplungskonstanten von 1,5 x 10^{-5}m/s, was einer Zeitkonstante von ungefähr 60 Tagen entspricht, vorgeschrieben. Die Formulierung der Randbedingungen für Temperatur und Salz entspricht derjenigen, mit der Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann (1990) die beste Reproduktion der heutigen realen Ozeanzirkulation erzielten. Als Randwerte für die Windschubspannungen wurden die klimatologischen monatlichen Windschubspannungen nach Hellermann und Rosenstein (1983) verwendet.

Nach 10.000 Jahren Integrationszeit war das Feld hinreichend stationär. Der Trend im Tiefenwasser war kleiner als 2 x 10^{-6} °C /Jahr für die potentielle Temperatur und 5 x 10^{-8} °/oo /Jahr für den Salzgehalt. Beide Werte wurden aus den globalen Mittelwerten für die 4000m Schicht bestimmt. Während der letzten 500 Jahre dieses Laufes wurden die Frischwasserflüsse, die nötig waren, um den Oberflächensalzgehalt an die Klimatologie anzupassen, gespeichert und daraus wurde eine monatliche Klimatologie erstellt. Das Jahresmittel dieses so erstellten

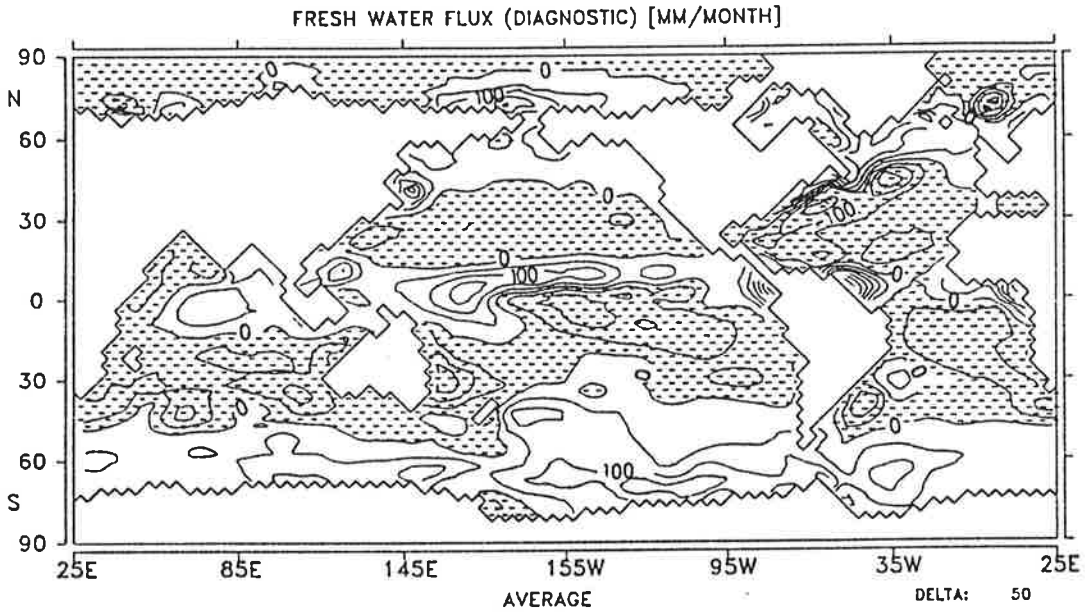


Abb. 3.1

Jahresmittel des als Antrieb verwendeten Frischwasserflusses. Positive Werte bedeuten einen Fluß in den Ozean, Gebiete mit negativen Werten sind schattiert.

Frischwasserflusses zeigt Abbildung 3.1. Die innertropische Konvergenzzone mit starken Niederschlägen sowie die starken Verdunstungsgebiete der Subtropen sind klar erkennbar. In hohen Breiten überwiegt wieder der Niederschlag, mit Ausnahme der Norwegischen See, was typisch ist für grobauflösende Ozeanzirkulationsmodelle, vgl. z.B. Manabe und Stouffer (1988). Die Erklärung ist eine zu geringe Advektion von salzigem Nordatlantikwasser in die Norwegische See, was bei dieser Art Randbedingung zu einer Überschätzung der Verdunstung führt.

Im Experiment EXP1 wurde das Ozeanmodell von dem am Ende von Experiment EXP0 erreichten Massen- und Strömungsfeld mit "gemischten" Randbedingungen weiterintegriert: Die Lufttemperatur wurde nach wie vor vorgeschrieben, wohingegen Änderungen im Oberflächensalzgehalt aus den analysierten Frischwasserflüssen, Advektion und Diffusion berechnet wurden. Dieser Typ Randbedingungen ist eine zwar stark vereinfachte, aber qualitativ der Realität entsprechende Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Ozean. Anomalien in der Meeresoberflächentemperatur (SST, sea surface temperature) wirken direkt auf die Wärmeflüsse mit der Tendenz, die Anomalien auszugleichen. So haben Anomalien in der Meeresoberflächentemperatur auch nur relativ kurze Lebenszeiten. Für den Nordpazifik haben Frankignoul und Hasselmann (1977) typische Dämpfungszeiten von 4 bis 5 Monaten aus der Eichung eines stochastischen Klimamodells an Daten bestimmt. Anomalien im Oberflächensalzgehalt haben jedoch keine direkte Rückkopplung mit den Frischwasserflüssen, d.h. die Dämpfung erfolgt nur über Vermischung und indirekte Rückkopplung über Änderung der Ozeanzirkulation und damit einhergehende Anomalien der Meeresoberflächentemperatur. Wie bereits erwähnt, wurde ein eindrucksvolles Beispiel für die lange Lebensdauer von Anomalien im Oberflächensalzgehalt im nördlichen Nordatlantik beobachtet: die "große Salzgehaltsanomalie" konnte mindestens 14 Jahre von Dickson et al. (1988) in Messdaten nachgewiesen werden.

Diese fehlende Dämpfung von Salzgehaltsanomalien führt dazu, daß der stationäre Zustand der Ozeanzirkulation nicht allein durch die

Randbedingungen vorgeschrieben ist, sondern auch durch die Anfangsbedingungen. Auf dieses Problem der multistationären Zustände ist bereits in der Einleitung eingegangen worden.

Das Modell wurde nun mit dieser Randbedingung integriert. Anfangs zeigte sich eine leichte Drift, bedingt durch die nun fehlende Dämpfung kleiner Salzgehaltsanomlien und die interne Variabilität des Modells. Dieser Effekt ist typisch für diese Art Randbedingung. Bryan (1986) mußte positive Salzgehaltsanomalien von ca. 0,5°/oo hinzufügen, um überhaupt seine Zirkulation im gewünschten Klima zu halten. Auch Marotzke (1990) erwähnt diese Klimadrift nach Umstellung auf diesen Typ von Randbedingungen. Die Drift in dem hier beschriebenen Experiment ist deutlich kleiner als die in den zitierten Arbeiten beschriebene. Mögliche Erklärungen dafür sind der fehlende Jahresgang in dem Antrieb, die idealisierten Topographien und die schwächere Bildung von nordatlantischem Tiefenwasser in den erwähnten Experimenten mit dem Princeton-Modell. Nach 4000 Jahren Integrationszeit wurde wieder ein stationärer Zustand erreicht, der dem des Standardexperimentes sehr ähnlich war. Dieser Lauf wird im folgenden als Kontrollauf bezeichnet.

3.2 Stochastische Anfachung

Da keinerlei Erfahrungen mit einem stochastischen Klimamodell dieser Komplexität vorlagen, wurde die stochastische Anfachung auf eine Komponente des Antriebs beschränkt.

Es gibt Hinweise darauf, daß die ozeanische Zirkulation, insbesondere im Atlantik, sich als sehr sensibel gegenüber Zufuhr von zusätzlichem Frischwasser erwiesen hat (vgl. Diskussion zur jüngeren Dryas Eiszeit in der Einleitung). Auch die "Große Salzgehaltsanomalie" der siebziger Jahre zeigte eindrucksvoll die potentielle Wichtigkeit von Anomalien im Frischwasserfluß bzw. im Oberflächensalzgehalt für die natürliche Variabilität auf Zeitskalen von Dekaden. Aus diesem Grunde wurde die

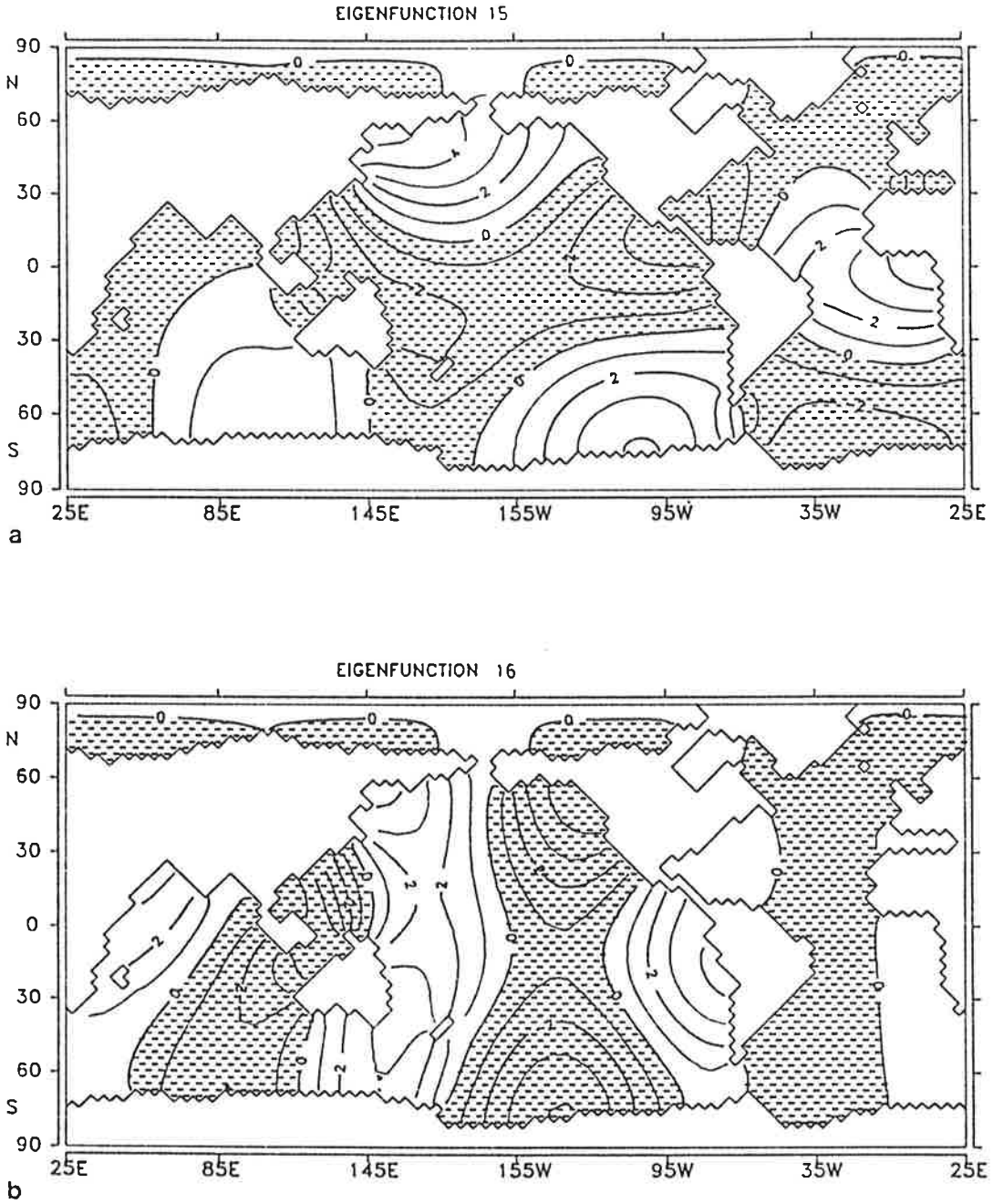
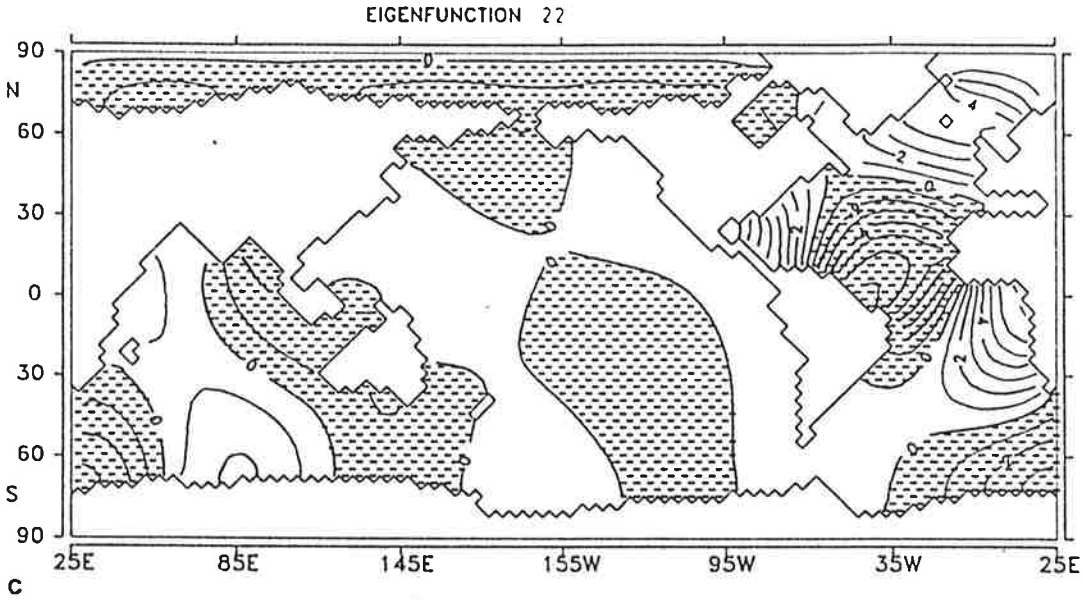
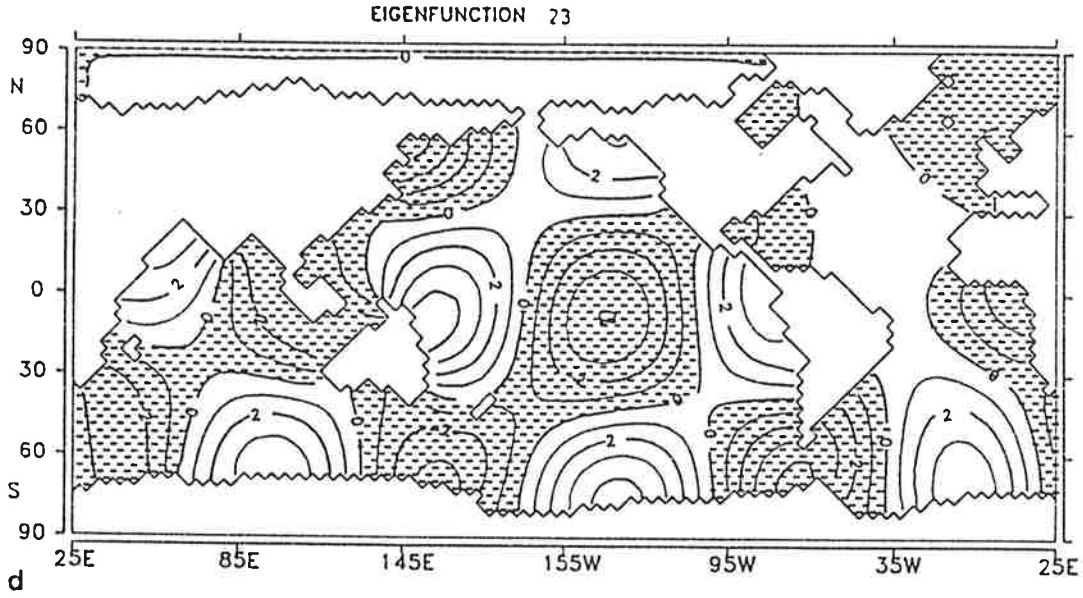


Abb. 3.2

Beispiele von Eigenfunktionen des Laplaceoperators auf dem Modellgitter.



c



d

Abb. 3.2 (Fortsetzung)

stochastische Anfachung dem Frischwasserfluß überlagert.

Die beste Art der Realisierung der stochastischen Anfachung wäre es, aus Daten räumliche Korrelationsmuster (z.B. mit einer Analyse mit Hilfe von empirischen orthogonalen Funktionen) und die Varianz in diesen Mustern zu bestimmen. Mangels verläßlicher Daten über das mittlere Klima und die Variabilität des Netto-Frischwasserflusses (Niederschlag + Abfluß von den Kontinenten - Verdunstung) wurde deshalb ein anderer Weg beschritten.

Zur Erzeugung räumlich kohärenter Muster wurden die 30 ersten Eigenfunktionen des Laplaceoperators mit der Modelltopographie berechnet. Als Randbedingung an festen Rändern wurden verschwindende Gradienten senkrecht zu festen Rändern angesetzt (von Neumannsche Randbedingung). Die Eigenfunktionen wurden durch wiederholte Anwendung der Ritzprozedur erzeugt, was automatisch eine Ordnung der Eigenfunktionen nach ihren Eigenwerten ergibt. Figur 3.2 zeigt die räumliche Struktur einiger Beispiele dieser Eigenfunktionen. Im offenen Ozean sind sie den Kugelfunktionen sehr ähnlich, sie sind aber im Gegensatz zu ihnen auf der verwendeten Topographie orthogonal zueinander. Alle Eigenfunktionen wurden mit gleichem Gewicht forciert. Dadurch ergibt sich eine räumliche Korrelation der stochastischen Anfachung von ungefähr 25°, was der Größenordnung der synoptischen Skalen in der Atmosphäre entspricht.

Die Amplitude der stochastischen Forcierung wurde in einem ersten Experiment STO auf eine global gemittelte Standardabweichung von 16mm/Monat festgelegt. Dieses entspricht 20% des global gemittelten Niederschlags (Baumgartner und Reichel 1975). Die horizontale Verteilung der Standardabweichung zeigt Abbildung 3.3. Im offenen Ozean ist sie nahezu konstant bei ca. 15 mm/Monat, während sie zu den Küsten hin generell zunimmt. Maxima treten in den fast geschlossenen Becken des Mittelmeers und der Hudson Bay auf. Diese Erhöhung entspricht qualitativ dem zusätzlichen Einfluß des Festlandsabflusses.

Zeitlich ist die stochastische Forcierung weiß, das heißt, von

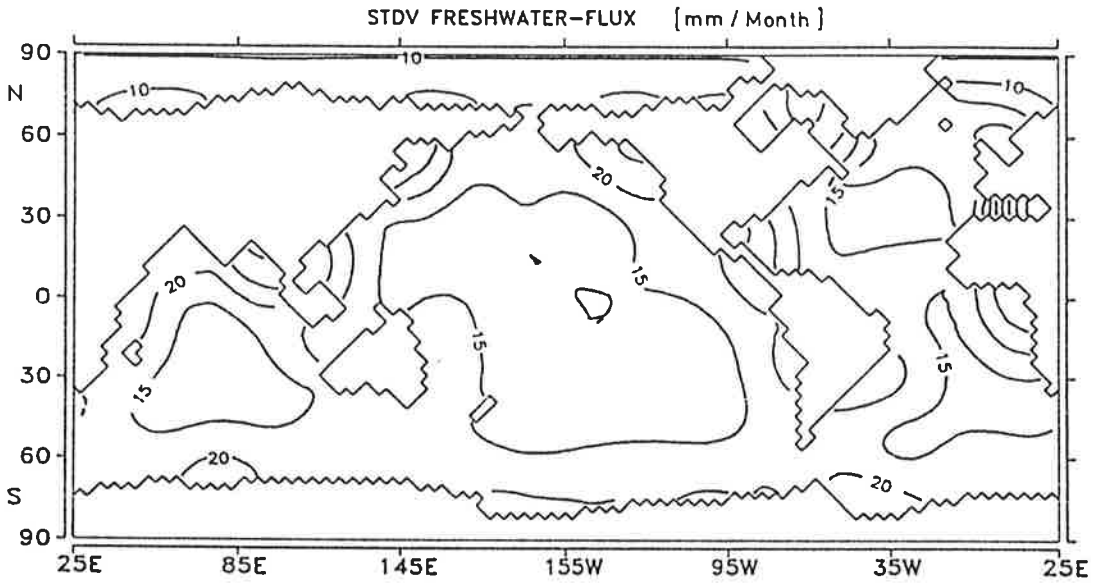


Abb. 3.3

Standardabweichung der stochastischen Komponente des Frischwasserflusses.

Zeitschritt zu Zeitschritt (1 Monat) besteht keine Korrelation zwischen den vorgeschriebenen Anomalien.

3.3 Klima des stochastischen Experiments

Als Anfangsfeld für die stochastisch forcierten Experimente wurde das stationäre Feld genommen, das sich am Ende des Kontrollaufes EXP1 ergab. Das Modell wurde mit den oben beschriebenen Randbedingungen und der stochastischen Forcierung noch einmal 3800 Jahre weiterintegriert. Dabei zeigte sich noch eine schwache Klimadrift. Diese kann zurückgeführt werden auf die sich durch die deutlich erhöhte Variabilität gegenüber dem Kontrollauf und durch die fehlende Rückkopplung für Anomalien im Oberflächensalzgehalt ergebende leichte Änderung in der Dichte des produzierten Tiefenwassers.

Die im folgenden gezeigten Bilder beschreiben Mittelwerte über die Dauer des gesamten stochastisch forcierten Experiments, also über 3800 Jahre.

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der Stromfunktion des barotropen Massentransportes. Der Wert der Stromfunktion wurde durch Integration der zonalen Komponente des horizontalen Massentransportes errechnet, wobei auf dem antarktischen Kontinent der Wert dieser Größe zu Null gesetzt wurde. Deutlich sieht man die westlichen Randströme, wie z.B. Golfstrom und Kuro-Schio. Der mittlere Transport im antarktischen Zirkumpolarstrom beträgt in dem stochastisch angetriebenen Experiment 118 Sverdrup (Sv). Im Kontrollauf ergab sich für diese Größe ein Wert von 122 Sv, und in dem ersten Initialisierungslauf mit newtonscher Ankopplung an den klimatologischen Oberflächensalzgehalt betrug der Transport durch die Drakepassage 126 Sv (Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann 1990). Whitworth und Peterson (1985) bestimmten den mittleren Transport durch die Drakepassage aus einer drei Jahre langen Zeitserie von Drucksensoren. Die dazugehörenden Transporte wurden durch eine Eichung mit Strommessern bestimmt. Für den mittleren Transport geben sie 123±10 Sv an. Nowlin und

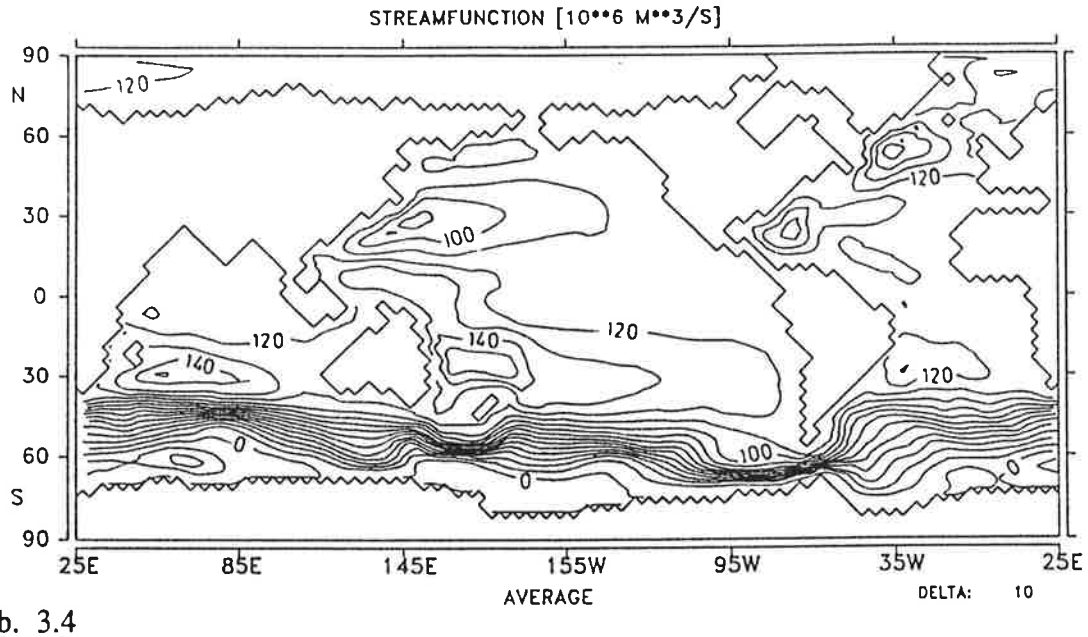


Abb. 3.4

Horizontale Verteilung der barotropen Stromfunktion (durch Integration der horizontalen Komponente der barotropen Geschwindigkeitskomponente von Süd nach Nord bestimmt) in Sverdrup.

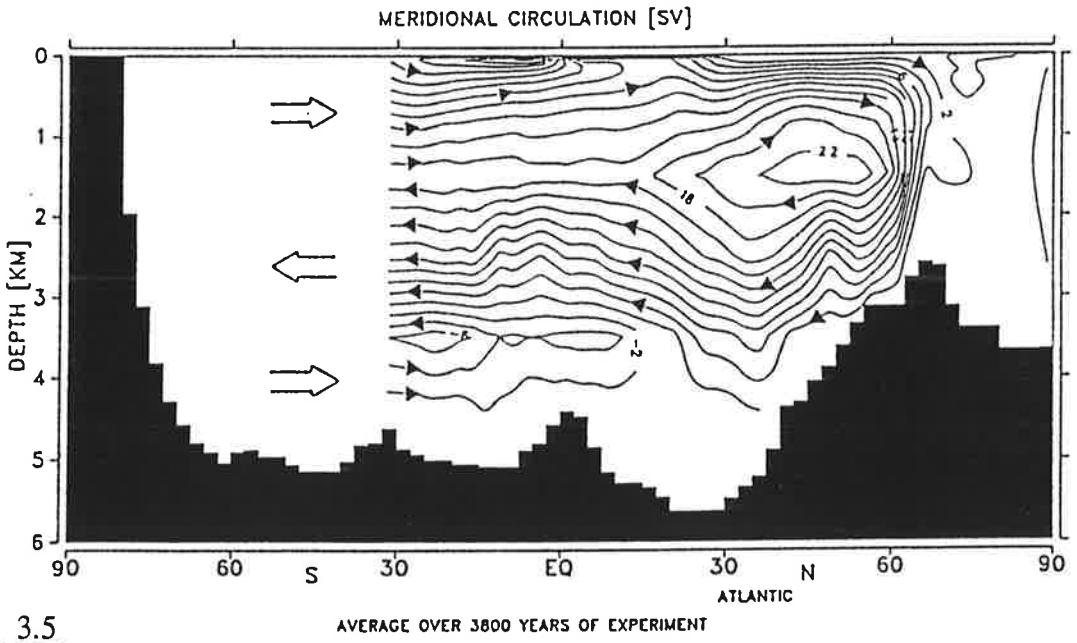


Abb. 3.5

Zeitlich gemittelte, zonal integrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks. Das Fehlen von meridionalen Berandungen macht dieses Größe südlich von 30°S sinnlos.

Klinck (1986) geben einen mittleren Transport von 134 Sv an. Die Standardabweichung wird dabei auf 10% und die zeitliche Variabilität auf 20% geschätzt. Olbers und Wenzel (1989) bestimmen den Massentransport des antarktischen Zirkumpolarstromes mit einem β-Spiralmodell, angewendet auf die Klimatologie von Gordon, Molinelli und Barker (1982), zu 125 Sv. Die mit dem vorliegenden Modell mit den drei verschiedenen Randbedingungen simulierten Transporte im antarktischen Zirkumpolarstrom zeigen also eine gute Reproduktion der klimatologischen Werte.

Die zonal integrierte meridionale Stromfunktion im Atlantik für das Experiment zeigt Abbildung 3.5. Diese Größe wird nur für Breiten nördlich von 30°S gezeigt, südlich davon ist sie wegen des Fehlens von in Nord-Süd Richtung verlaufenden festen Berandungen nicht definiert. Man sieht deutlich den atlantischen Teil des "Conveyor-belts" (Gordon 1986 oder auch Wüst 1933). Im oberen Atlantik sieht man einen Einstrom aus dem südlichen Ozean nach Norden. Dieser Teil der Zirkulation entspricht der schon von Alexander von Humboldt (1845) beschriebenen großräumigen Zirkulation im Atlantik. Im Nordatlantik sinkt dieses eingeströmte und modifizierte Wasser als nordatlantisches Tiefenwasser in die Tiefe ab und strömt hauptsächlich in Tiefen von 2 bis 3 km gen Süden, um den Atlantik dann in den südlichen Ozean zu verlassen. Die Stärke dieser thermohalinen Zirkulation beträgt 17 Sv.

Roemmich und Wunsch (1985) bestimmten die Stärke der thermohalinen Zirkulation im Atlantik bei 24°N zu 17 Sv. Sie verwendeten dabei Daten für Temperatur, Salzgehalt, potentielle Vorticity und Nährstoffe. Gordon und Piola (1983) schätzten die Stärke der thermohalinen Zirkulation auf einen Wert nahe 20 Sv, wobei sie die Frischwasserflüsse von Baumgartner und Reichel (1975) und die gemessene Salzgehaltsverteilung zugrunde legten. Auf Werte von 15 bzw. 16 Sv kommen Autoren wie Roemmich (1980), Hall und Bryden (1982) oder Bolin et al. (1987) unter Vernachlässigung des Einstroms aus dem Pazifik durch die Beringstraße in die Arktik. Auch hier besteht eine gute Übereinstimmung zwischen Modellergebnissen und in der Literatur gegebenen Abschätzungen.

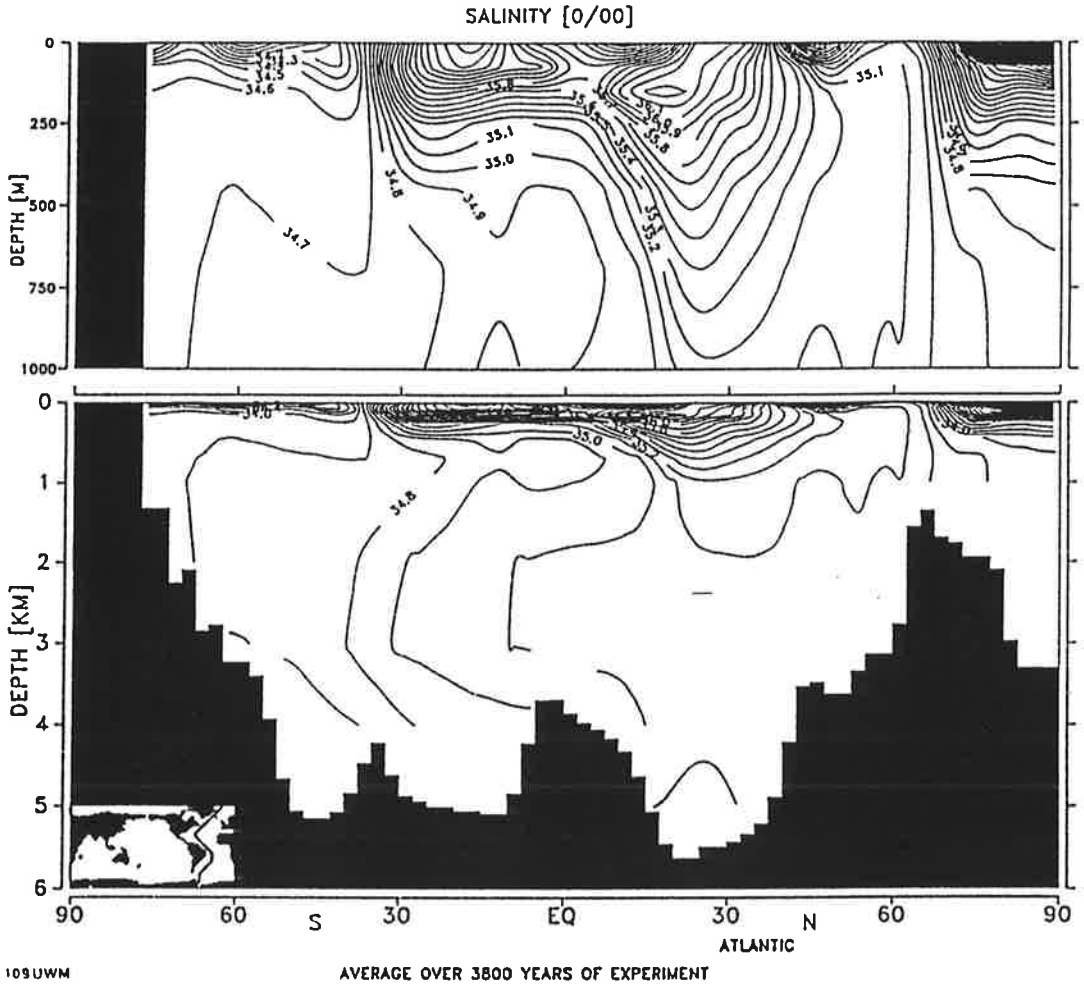


Abb. 3.6

Zeitlich gemittelter Salzgehalt auf einem Nord-Süd - Schnitt durch den Westatlantik. Die genaue Lage des Schnitts ist in der kleinen Karte dargestellt.

Am Boden findet ein Einstrom von 6 Sv von antarktischem Bodenwasser statt. An der Oberfläche sind die windgetriebenen Ekmanzellen sichtbar.

Abbildung 3.6 zeigt den Salzgehalt auf einem Meridionalschnitt durch den Westatlantik. Die exakte Lage des Schnittes zeigt die kleine Karte. Die Verteilung des Salzgehalts spiegelt die mittlere thermohaline Zirkulation des Atlantiks deutlich wieder. Oberhalb der Thermokline ist das Wasser, bedingt durch das dort vorherrschende Überwiegen von Verdunstung über den Niederschlag, relativ salzig, mit den Maxima in den Subtropen. Im Norden kühlt sich das salzige Wasser ab, bildet das nordatlantische Tiefenwasser und strömt in Tiefen von 2 bis 3 km südwärts. Am Boden erkennt man den Einstrom von relativ frischem antarktischem Bodenwasser aus dem südlichen Ozean. Gleichfalls aus dem südlichen Ozean kommt das antarktische Zwischenwasser, was als Zunge geringen Salzgehalts in einer Tiefe um 1000m bis ca. 20°N sichtbar ist.

Die mittlere großräumige Zirkulation im Ozeanmodell ist als Blockdiagramm in Abbildung 3.7 dargestellt. Das obere Diagramm stellt die Zirkulation in den oberen 1500m des Ozeans dar, das untere die des tiefen Ozeans. Die vertikalen Transportprozesse zwischen den Boxen sind in dem mittleren Diagramm zu sehen. Wie schon erwähnt, beträgt der Einstrom aus dem südlichen Ozean in den oberen Atlantik 17 Sv. Dieselbe Menge sinkt im Nordatlantik in den tiefen Ozean ab und verläßt den Ozean südwärts, um sich dem antarktischen Zirkumpolarstrom anzuschließen. Die Zirkulation im Pazifik ist geprägt von einem tiefen Einstrom von 21 Sverdrup, einem Aufquellen des Wassers im gesamten Pazifik, vornehmlich aber im Nordpazifik. Der größte Teil des eingeströmten Wassers (18 Sv) verläßt den Pazifik im oberen Ozean in den südlichen Ozean. Ca. 0,7 Sv strömen durch die Beringstraße in die Arktik. Dieser Wert entspricht dem tatsächlichen Transport durch die Beringstraße, dessen langjähriger Mittelwert von Coachman und Aagaard (1988) mit 0,8 Sv angegeben wird.

Der Ausstrom aus dem Pazifik durch den indonesischen Archipel in den Indik erreicht im Modell einen Mittelwert von 1,4 Sv. Für diese Größe

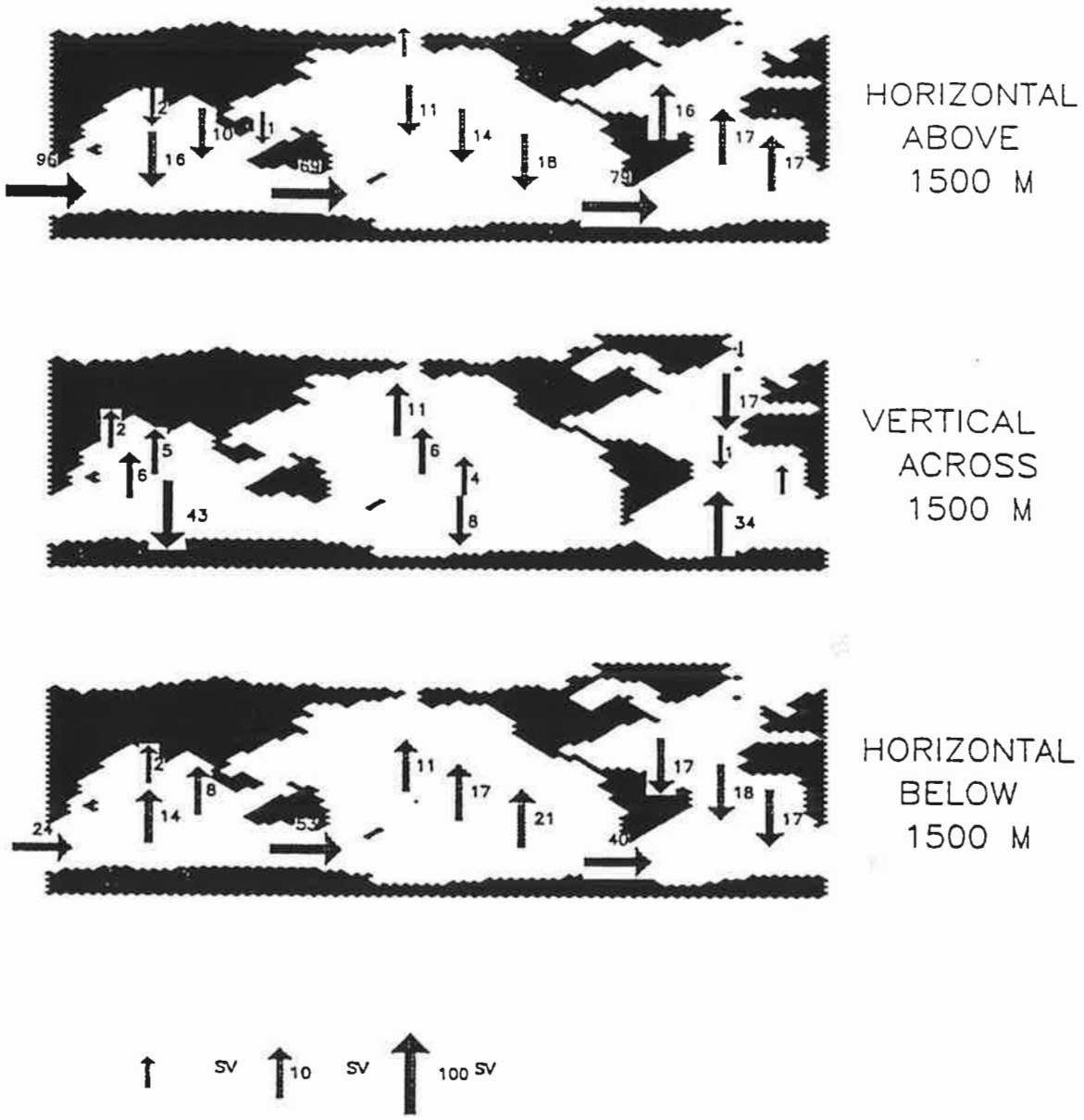


Abb. 3.7

Blockdiagramm, die mittlere Zirkulation im Ozeanmodell darstellend. Das obere Diagramm zeigt die horizontale Zirkulation in den obersten 1500m, das untere die Tiefenzirkulation. Das mittlere Diagramm stellt die vertikalen Austauschprozesse zwischen den Boxen dar. Alle Zahlenangaben beschreiben Transporte in Sverdrup.

errechneten Gordon und Piola (1984) aus Salzgehaltsbilanzen einen Wert von 14 Sv, Wyrtki (1961) gibt einen mittleren Transport von 1,7 Sv an. Mit einem inversen Modell angewandt auf 6 hydrographische Schnitte im indischen Ozean erhielt Fu (1986) einen Transport von 6,6 Sv, Godfrey und Golding (1981) geben einen Transport von 10 Sv an, Gordon (1986) nennt eine Zahl von 8,5 Sv. Der modellierte Wert liegt am unteren Rand der in der Literatur abgeschätzten Transporte, wobei die Streuung zwischen den verschiedenen Angaben sehr groß ist, was vermutlich nicht zuletzt auf die sehr komplizierte Topographie zurückzuführen ist. Der im Modell auftretende geringe Durchstrom zwischen Asien und Australien ist eine Folge der gewählten Topographie. Mit anderen Topographien in diesem Bereich wurden Transporte von bis zu 30 Sv erreicht. Die Komplexität der dortigen Topographie, die in grobauflösenden Modellen notwendigen Vereinfachungen derselben, die enorme Sensitivität der Transporte gegenüber der Wahl der Topographie und die Unsicherheit in den realen Transporten machen eine Modellkalibrierung fragwürdig.

Die Zirkulation im indischen Ozean ist gekennzeichnet durch einen tiefen Einstrom von antarktischem Bodenwasser (14 Sv) und einen entsprechenden Ausstrom in oberflächennahen Schichten (16 Sv). Die Differenz zwischen beiden Transporten erklärt sich durch den Einstrom aus dem Pazifik.

Insgesamt folgt die Zirkulation dem von Gordon (1986) beschriebenen "kalten" Pfad.

Die genaue Struktur der Oberflächenzirkulation läßt sich in Abbildung 3.8 erkennen. Der antarktische Zirkumpolarstrom ist deutlich zu sehen, desgleichen die westlichen Randströme wie z.B. Golfstrom und Kuro-Schio. Ein Ast des Golfstroms führt salzreiches Wasser in die Norwegische See.

Die Ausbreitung von nordatlantischem Tiefenwasser erfolgt als südwärts gerichteter westlicher Randstrom in 2000m Tiefe, wie man in Abbildung 3.9 erkennt. Bei ca. 40°S löst sich der Strom vom südamerikanischen Kontinent

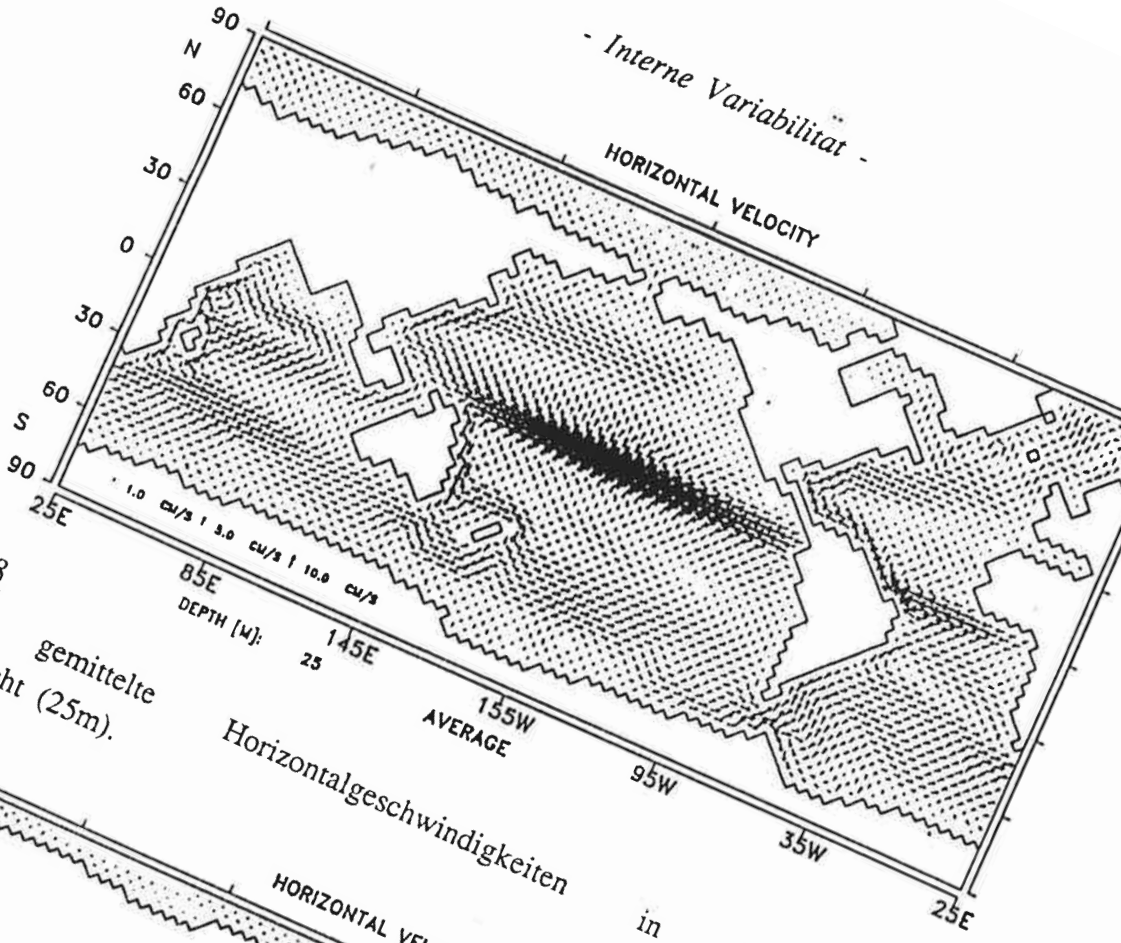


Abb. 3.8 Zeitlich gemittelte Horizontalgeschwindigkeiten in der obersten Modellschicht (25m).

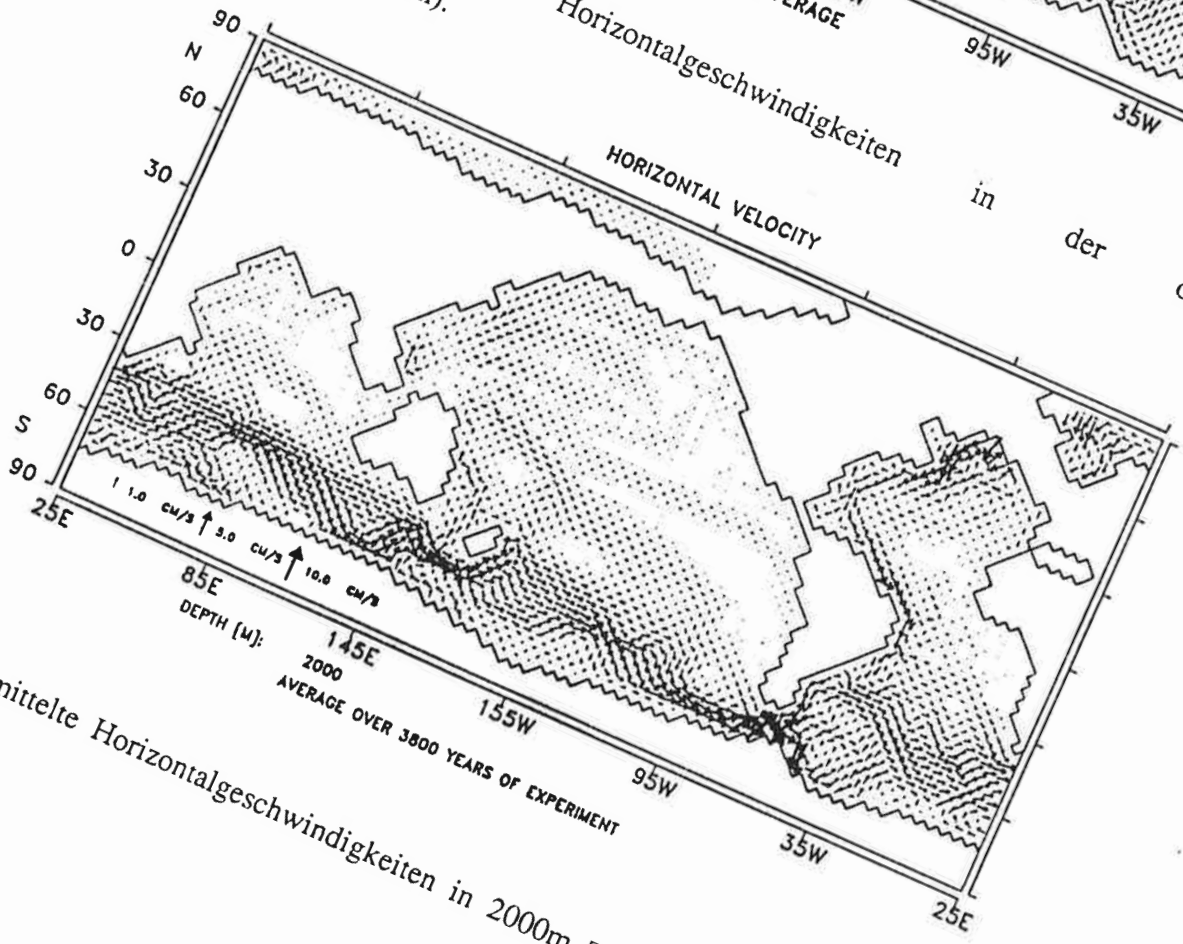


Abb. 3.9 Zeitlich gemittelte Horizontalgeschwindigkeiten in 2000m Tiefe.

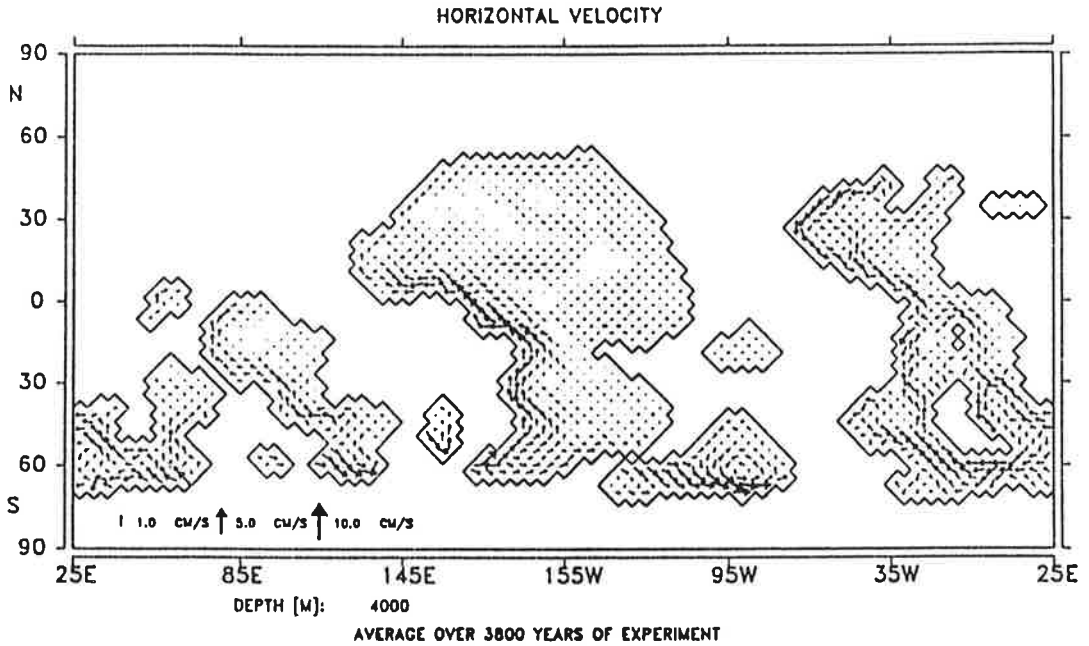


Abb. 3.10

Zeitlich gemittelte Horizontalgeschwindigkeiten in 4000m Tiefe.

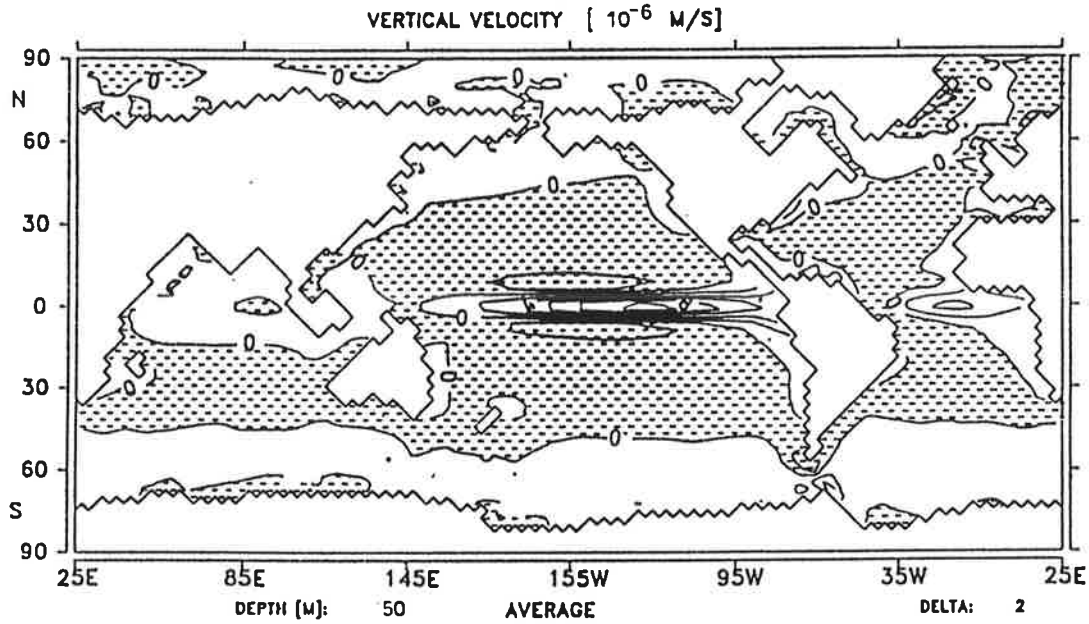


Abb. 3.11

Zeitlich gemittelte Vertikalgeschwindigkeit zwischen erster und zweiter Modellschicht. Negative Werte (schattiert) bedeuten downwelling.

und breitet sich in südöstlicher Richtung an der Nordflanke des antarktischen Zirkumpolarstromes aus. Vermischt mit dem Wasser dieses Stromsystems bildet es einen Teil des Tiefenwassers von Indik und Pazifik. Diese Tiefenzirkulation entspricht dem Muster, das Stommel und Arons (1960) von der Tiefenzirkulation des Atlantiks zeichnen. Olbers, Wenzel und Willebrand (1985) haben mit einem inversen Modell, basierend auf dem Konzept der β-Spirale, aus den hydrographischen Daten von Levitus (1982) ähnliche Zirkulationsmuster im Nordatlantik erhalten.

Die Verteilung der Strömungen in 4000m Tiefe zigt Abbildung 3.10. In allen Ozeanen herrscht eine Strömungsrichtung von Süden nach Norden vor, was der Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers entspricht. Besonders deutlich sieht man dieses an der westlichen Berandung des Pazifiks. Lediglich im Nordatlantik zeigt sich eine kräftige südwärts gerichtete Strömung von nordatlantischem Tiefenwasser (bis ca. 20°N), was damit korrespondiert, daß das antarktische Bodenwasser im Modell den Nordatlantik nicht erreicht. Deutlich sichtbar ist die Steuerung der Strömungen durch die Topographie.

Die Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit in 50m Tiefe (s. Abb. 3.11) spiegelt - mit Ausnahme des Äquatorialbereiches - im wesentlichen die Verteilung der vertikalen Geschwindigkeiten an der Unterkante der Ekmanschicht wieder, die durch

$$w_{Ek} = \mathrm{rot}\ \frac{\vec{\tau}}{\rho f}$$

gegeben ist, wobei f den Coriolisparameter und τ den Vektor der Windschubspannungen darstellt. Klar erkennbar sind die äquatorialen Auftriebsgebiete, das Absinken von Oberflächenwasser in den Subtropen sowie der Auftrieb auf der westlichen Seite von Golfstrom und Kuro-Schio bzw. auf der Südflanke des antarktischen Zirkumpolarstromes.

Die Produktionsgebiete von Tiefenwasser sind in Abbildung 3.12

dargestellt. Als Maß für die Effektivität der Tiefenwasserbildung wird dabei die bei der Konvektion freigesetzte potentielle Energie genommen. Man sieht deutlich, daß die beiden Hauptproduktionsgebiete von Tiefen- bzw. Bodenwasser der nördliche Nordatlantik und das Weddellmeer sind. Im Nordatlantik fällt auf, daß in dem Modell der größte Teil des nordatlantischen Tiefenwassers in der Irmingersee gebildet wird, während in der Realität die Tiefenwasserbildung vermutlich hauptsächlich in der Norwegischen bzw. Grönland-See und in der Labradorsee vonstatten geht, vgl. z.B. Killworth (1979). Das Hauptformationsgebiet für antarktisches Bodenwasser ist das Weddellmeer, aber nahezu überall um den antarktischen Kontinent herum findet Konvektion statt.

Die Verteilung der Wärmeflüsse zwischen Ozean und Atmosphäre zeigt Abbildung 3.13. Der Ozean nimmt insbesondere in äquatorialen Auftriebsgebieten Wärme auf, die dann in den Gebieten mit westlichen Randströmungen oder aktiver Tiefenwasserbildung an die Atmosphäre abgegeben wird. So findet die stärkste Wärmeabgabe in den Gebieten stärkster Tiefenwasserproduktion statt, nämlich im Weddelmeer und im Bereich Irmingersee/ Norwegische See.

Die daraus resultierenden mittleren ozeanischen Wärmetransporte zeigt Abbildung 3.14. Der Wärmetransport im Atlantik ist durchweg positiv, d.h. nach Norden gerichtet. Der Mittelwert für den nordatlantischen Wärmetransport beträgt 0,65 PW bei 30°N.

Die Unsicherheit in den Daten bezüglich dieser Größe ist recht hoch und demzufolge schwanken die in der Literatur angegebenen Werte beträchtlich. Bunker (1976) gibt einen Wert von 0,97 PW an, Hastenrath (1980, 1982) gibt Werte von 1,55 und 1,07 PW, Roemmich (1980) 0,8 PW (allerdings bei 36°N), Hsiung (1985) 0,95 PW, Hall und Bryden 1,2 PW (bei 25°N) und Oberhuber (1988) 0,65 PW (aus Abbildung 1,0). Die Modellergebnisse liegen am unteren Rand der Schätzungen aus Daten.

Der Indische Ozean exportiert Wärme in den südlichen Ozean, genauso wie

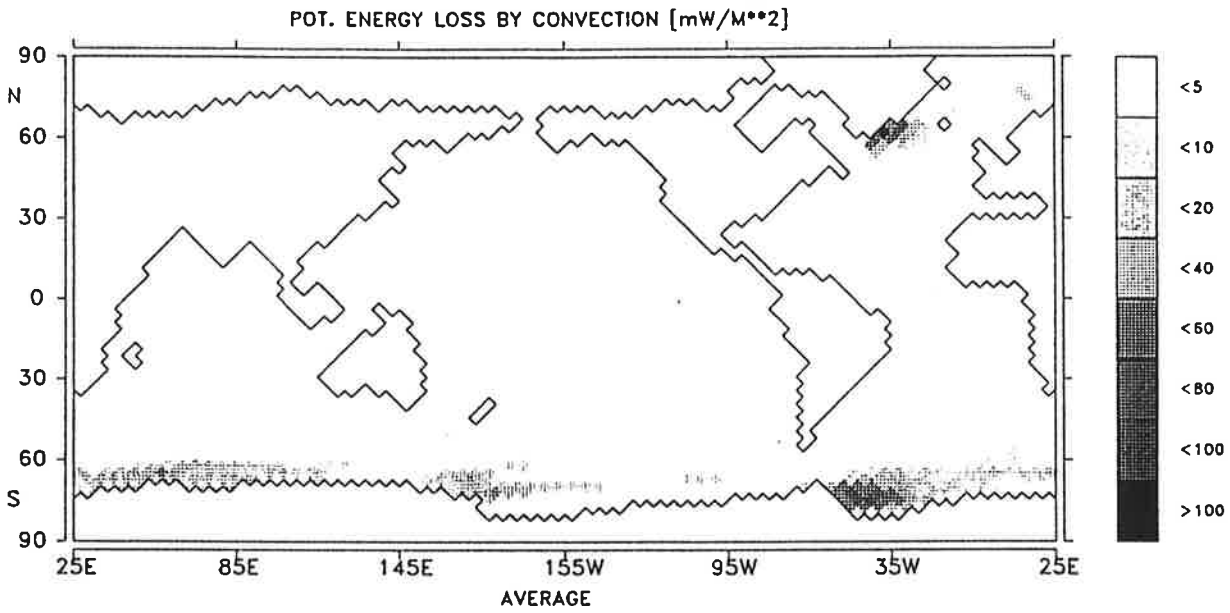


Abb. 3.12

Konvektionsbedingte Verlustrate von potentieller Energie. Diese Größe ist ein Maß für die Effektivität der Tiefenwasserbildung.

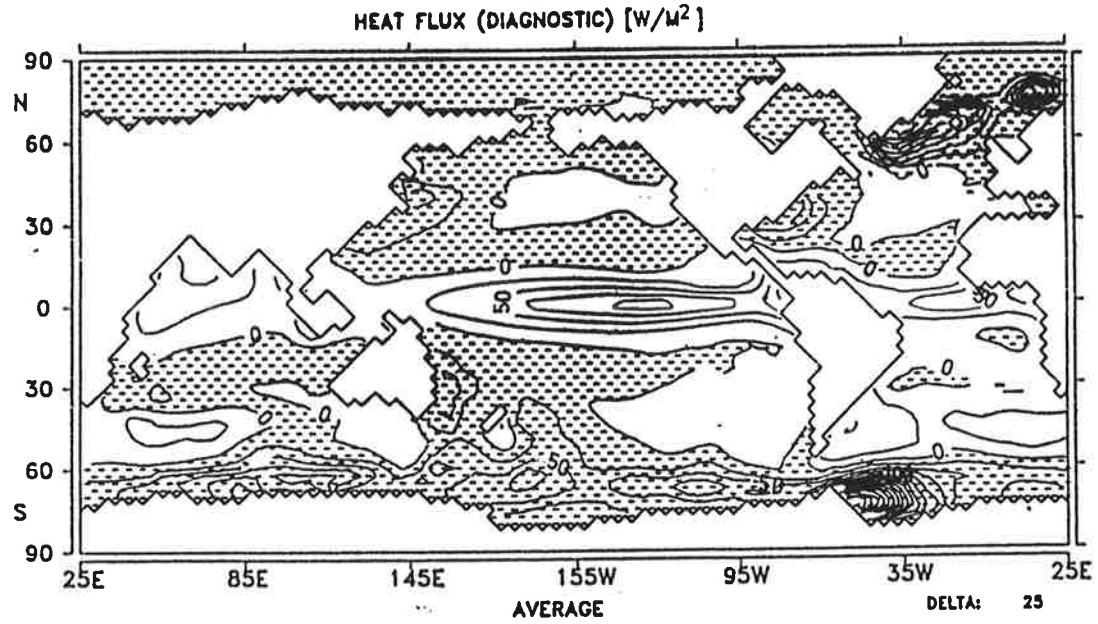


Abb. 3.13

Mittlere Wärmeaufnahme des Ozeans von der Atmosphäre. Bereiche, wo der Ozean Wärme abgibt, sind schattiert.

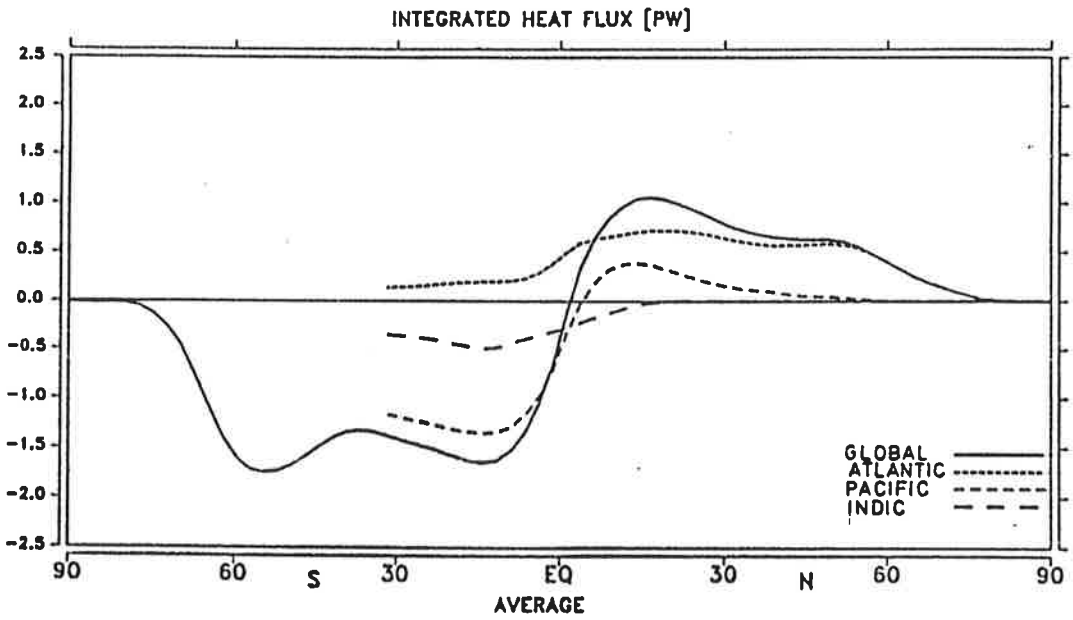


Abb. 3.14
Mittlerer Wärmetransport der einzelnen Ozeane.

der Pazifik südlich des Äquators.

Der gesamte ozeanische Wärmetransport in den südlichen Ozean bei 30°S beträgt im Modell im Mittel 1,4 PW. Die in der Literatur für diese Größe angegebenen Werte sind: 1,7 PW (Hastenrath 1982), 1,6 PW (Hsiung 1985), 2,2 PW (Carissimo, Oort und Vonder Haar 1985) und 0,9 PW (Oberhuber 1988 aus Abbildung 1.0). Die vom Modell simulierten Werte befinden sich in guter Übereinstimmung mit den in der Literatur angegebenen.

3.4 Erste Resultate des stochastischen Experiments abgeleitet aus Zeitreihen von Integralgrößen

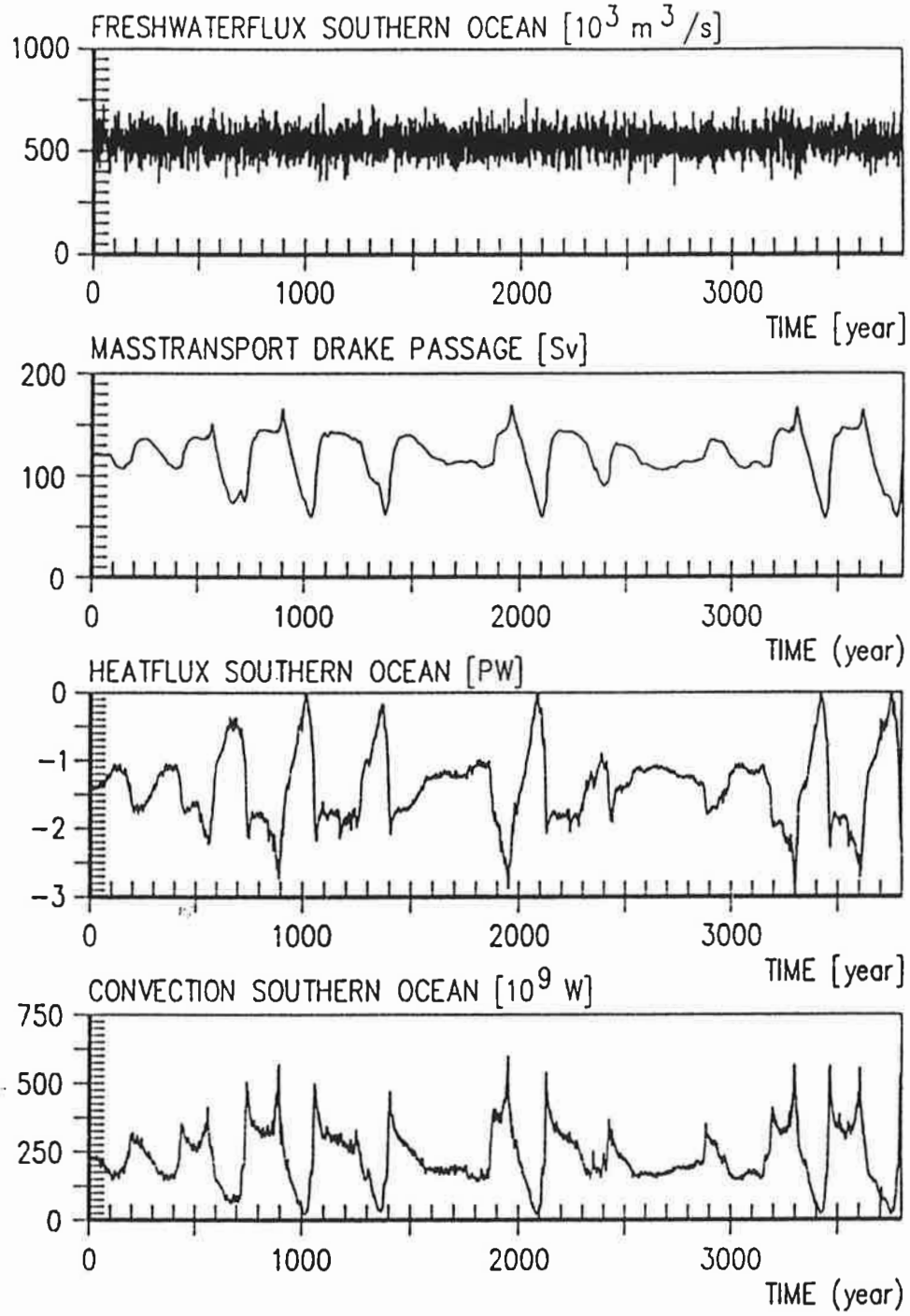
Die mit der stochastischen Anfachung erzeugte Zeitserie für den Frischwasserfluß, integriert über den Ozean südlich von 30°S, zeigt Abbildung 3.15. Das dazugehörige weiße Rauschspektrum ist in Abbildung 3.16 zu sehen.

Abbildung 3.15 zeigt außerdem noch einige Zeitreihen von Kenngrößen, die integrale Maße der Reaktion der Ozeanzirkulation auf die stochastische Anregung darstellen. In der zweiten Zeitreihe ist die Entwicklung des Massentransportes durch die Drakepassage zu sehen. Deutlich sichtbar sind sehr starke, irreguläre Oszillationen mit einer charakteristischen Zeit von etwas über 300 Jahren. Die Extremwerte liegen fast 100 Sv auseinander.

Die nächste Zeitserie zeigt den Wärmeaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean im südlichen Ozean, d.h. südlich von 30°S. Positive Werte bedeuten hierbei einen Wärmegewinn des Ozeans. Genauso wie im Massentransport des antarktischen Zirkumpolarstroms zeigt sich hier dieselbe irreguläre Schwingung, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen, d.h. der südliche Ozean gibt relativ wenig Wärme an die Atmosphäre ab, wenn der antarktische Zirkumpolarstrom schwach ist. Die Variabilität ist auch hier sehr stark, wobei der Variationsbereich fast 3PW beträgt. Der

Korrelationskoeffizient zwischen diesen beiden Zeitserien beträgt -0,91. Wie aus Abbildung 3.17a ersichtlich wird, führt dabei das Signal im Wärmefluß das des Massentransportes im antarktischen Zirkumpolarstrom um ca. 10 Jahre. Die Erklärung für diesen Zusammenhang besteht in der Korrelation des Wärmeflusses mit der Tiefenwasserbildung südlich des antarktischen Zirkumpolarstromes. Da die Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre in diesen Gebieten vom konvektiven Wärmefluß dominiert wird, ergibt sich im südlichen Ozean eine direkte Korrelation zwischen Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre und Tiefenwasserproduktion (siehe Abbildung 3.17b). Die Tiefenwasserbildung wird dabei durch die bei der Konvektion freigesetzte potentielle Energie beschrieben. Wenn die Tiefenwasserproduktion minimal ist, wird der Dichtegradient, der zusammen mit den Windschubspannungen die treibende Kraft des antarktischen Zirkumpolarstromes ist (vgl. das Experiment von Cox 1975 oder die Ergebnisse von Maier-Reimer, Mikolajewicz und Hasselmann 1990), schwächer, und der Transport im antarktischen Zirkumpolarstrom erreicht etwa 10 Jahre nach den Zeitpunkt schwächster Tiefenwasserproduktion sein Minimum. Schwache Süd-Nord-Dichtegradienten führen zu einer Verringerung der baroklinen Geschwindigkeitskomponenten und durch Reibungseffekte zu einer Abschwächung der barotropen Geschwindigkeitsanteils. Eine ähnliche Argumentation, nur mit umgekehrtem Vorzeichen, gilt natürlich auch für Perioden starker Produktion von antarktischem Bodenwasser, was zu einem großen Massentransport des antarktischen Zirkumpolarstromes führt.

Das Autospektrum der Variationen des Transportes des antarktischen Zirkumpolarstromes ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Für Zeitskalen kleiner als 30 Jahre fällt das Spektrum proportional zu ω^{-2} ab, was auch für die einfachsten stochastischen Klimamodelle mit linearem Rückkopplungsterm charakteristisch ist. Zum Vergleich sind die Spektren von stochastischen Klimamodellen mit Zeitkonstanten für die Rückkopplung von 50 und 500 Jahren sowie mit unendlicher Zeitkonstante gezeigt. Das Spektrum des Massentransportes zeigt ein deutliches Maximum bei ungefähr 300 Jahren, und fällt von dort bis ca. 30 Jahre proportional zu ω^{-3} ab. Dieses qualitativ andere Verhalten gegenüber den einfachsten stochastischen


FRESHWATERFLUX SOUTHERN OCEAN [10^3 m^3/s]
1000
500
0
0
1000
2000
3000
TIME [year]
MASSTRANSPORT DRAKE PASSAGE [Sv]
200
100
0
0
1000
2000
3000
TIME (year)
HEATFLUX SOUTHERN OCEAN [PW]
0
−1
−2
−3
0
1000
2000
3000
TIME [year]
CONVECTION SOUTHERN OCEAN [10^9 W]
750
500
250
0
0
1000
2000
3000
TIME (year)

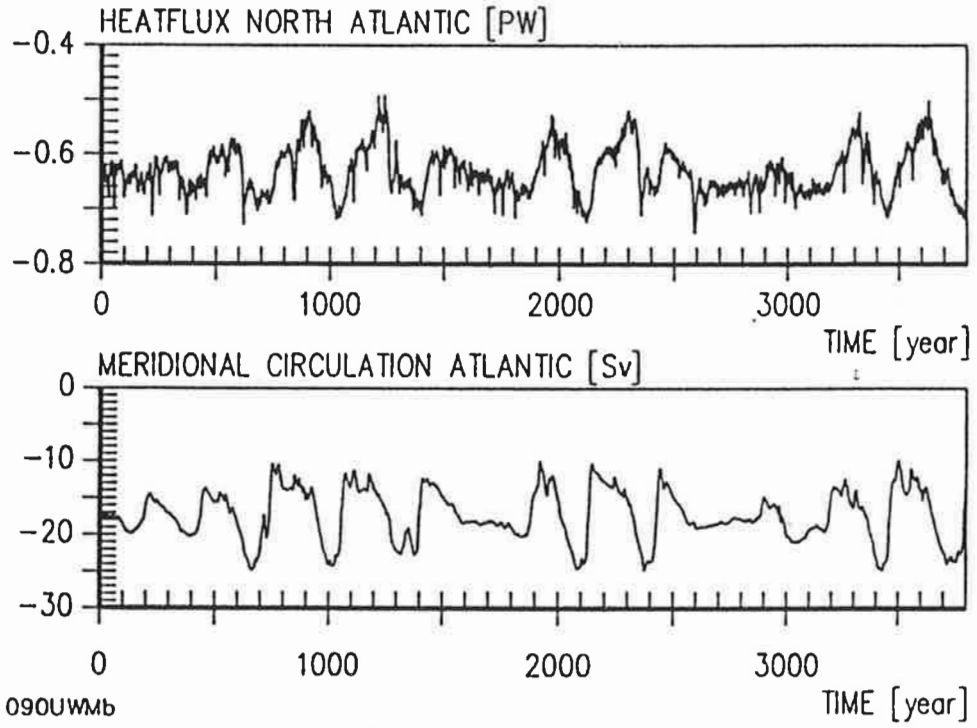


Abb. 3.15

Zeitserien von integralen Größen für das Experiment STO. Alle Zeitserien stellen Jahresmittelwerte ohne weitere Filterung dar.

- Variation des vorgeschriebenen Frischwasserflusses im südlichen Ozean (entspricht allen Ozeanpunkten südlich von 30°S).
- Massentransport im antarktischen Zirkumpolarstrom.
- Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre im südlichen Ozean.
- Verlust an potentieller Energie durch Konvektion im südlichen Ozean.
- Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre in Nordatlantik und Arktik.
- Meridionale Stromfunktion des Atlantiks bei 30°S in 1500m Tiefe, was dem Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser in den südlichen Ozean entspricht.

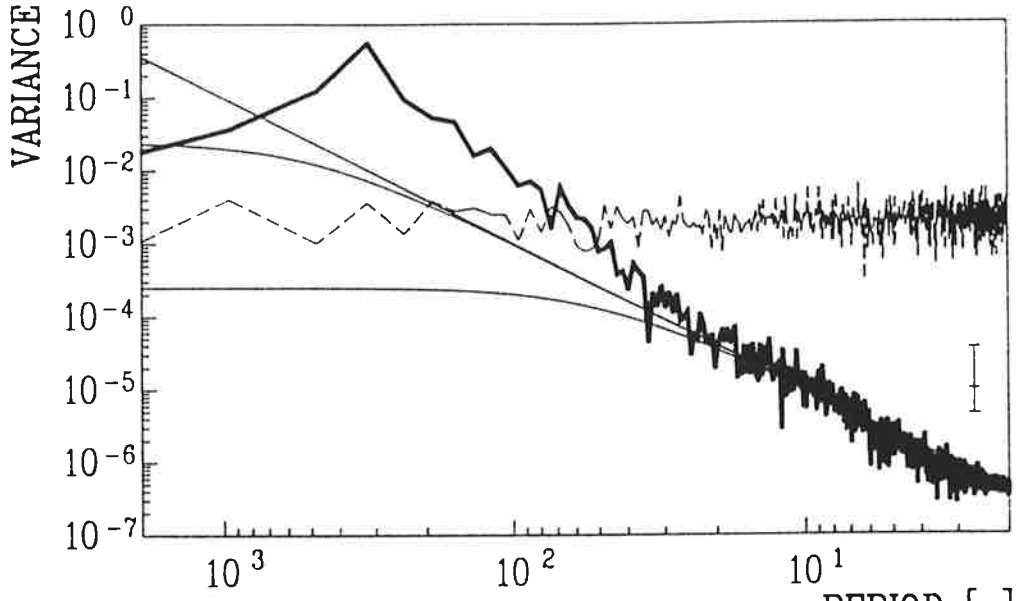


Abb. 3.16

Spektren von (vorgeschriebener) Variation des Frischwasserflusses im südlichen Ozean (dünn gestrichelt) und (resultierendem) Massentransport des antarktischen Zirkumpolarstromes (dick). An letztere Kurve wurden Spektren für stochastische Klimamodelle mit einfachem linearem Dämpfungsterm und Zeitkonstanten von 50 und 500 Jahren angepaßt (dünne Linien). Zusätzlich ist noch eine Gerade parallel zu ω^{-2} dargestellt. Die Zeitserien sind mit ihrer Standardabweichung normiert.

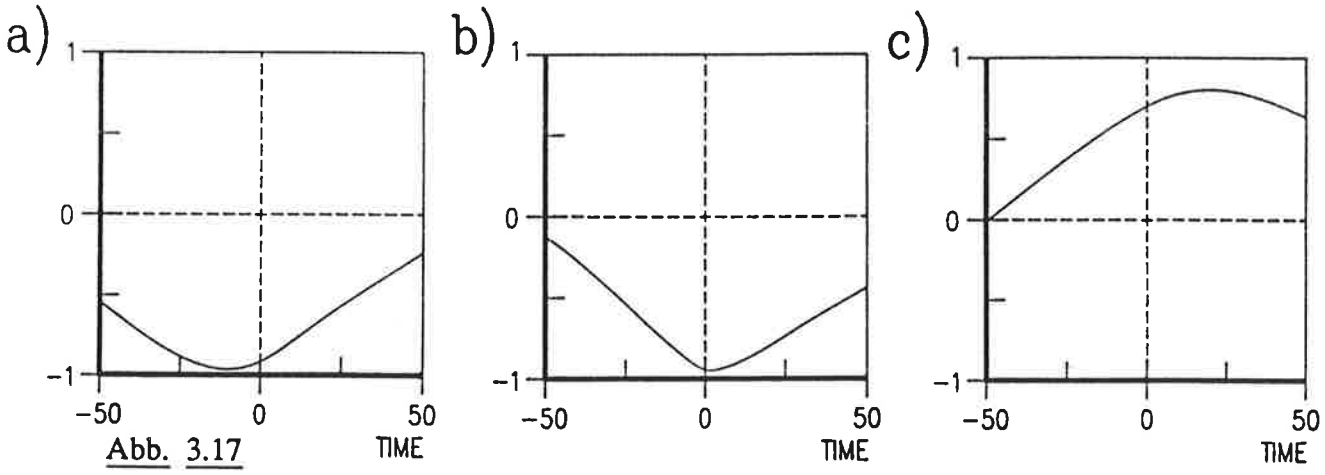


Abb. 3.17

Lagkorrelationen zwischen den Zeitserien von Wärmefluß im südlichen Ozean und dem Massentransport im antarktischen Zirkumpolarstrom (a), zwischen Wärmefluß und Konvektion im südlichen Ozean (b) und zwischen Wärmefluß im Nordatlantik und Massentransport des antarktischen Zirkumpolarstroms (c).

Klimamodellen kann nur auf den Einfluß der Ozeandynamik in dem hier vorliegenden stochastischen Klimamodell zurückgeführt werden.

Bei der Zeitreihe des Wärmeaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre im Nordatlantik und der Arktik (Abb. 3.15) läßt sich auch deutlich die Schwingung erkennen, wenngleich die Amplitude wesentlich schwächer ist und die Zeitreihe insgesamt mehr verrauscht erscheint. Der nordatlantische Wärmefluß erreicht sein Maximum ungefähr 20 Jahre, nachdem der Massentransport des antarktischen Zirkumpolarstromes maximal ist (Abb. 3.17c). Die Stärken der Tiefenwasserproduktion im Nordatlantik und im südlichen Ozean sind invers miteinander korreliert.

Abbildung 3.15 zeigt außerdem die Zeitreihe der meridionalen Stromfunktion des Atlantiks in 1500 m Tiefe. Diese Größe beschreibt den Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser in den südlichen Ozean, wobei negative Größen Austrom aus dem Atlantik bedeuten. Die Schwingung ist auch hier sehr deutlich zu sehen. Der Ausstrom schwankt zwischen 10 und 25 Sv. Die Korrelationskoeffizient mit der Stärke des antarktischen Zirkumpolarstroms beträgt 0,89. Der Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser in den südlichen Ozean ist maximal, wenn die Produktion von antarktischem Bodenwasser unterdrückt ist und die Bildung von nordatlantischem Tiefenwasser maximal ist.

Die bisher vorgestellten Zeitreihen zeigen eine irreguläre Oszillation im Weltozean mit einer Periode von etwas über 300 Jahren. Diese Oszillation muß als eine Eigenschwingung des Ozeans verstanden werden. Die größten Amplituden zeigt diese Schwingung im südlichen Ozean. Der Transport des antarktischen Zirkumpolarstromes und die Meridionalzirkulation des Atlantiks sind stark von dieser Oszillation betroffen, auch die Tiefenwasserbildung im südlichen Ozean ist stark beeinflußt.

4. Statistische Analyse mit der POP-Methode

4.1 Kurze Beschreibung der Methode

Um die Natur des Signals zu verstehen, wurde eine Analyse mit der POP-Methode (Principal Oscillation Patterns) durchgeführt.

Die POP-Methode wurde von Hasselmann (1988) und von Storch et al. (1988) entwickelt und angewandt. Es handelt sich dabei um die linearisierte und stark vereinfachte Version des mehr allgemeinen PIP-Konzepts (Principal Interaction Pattern, Hasselmann 1988). Die POP-Methode erlaubt die gleichzeitige Analyse von räumlicher und zeitlicher Variabilität in komplexen Systemen. Dabei wird ein niederdimensionales System mit wenigen freien Parametern spezifiziert und diese werden aus den Daten geschätzt.

Die Grundannahme bei der POP-Analyse ist, daß der in Frage stehende Prozeß sich durch einen autoregressiven Prozeß erster Ordnung beschreiben läßt. Sei $\underline{x}(t)$ der Zustand eines zeitabhängigen Vektors zum Zeitpunkt t, wobei die Elemente des Vektors den Zustand einer oder mehrerer Variablen an verschiedenen Orten darstellt, so läßt sich eine Vorhersage über den Zustand des Vektors $\underline{x}$ zum Zeitpunkt $t+\Delta t$ treffen:

$$\underline{x}(t+\Delta t) = \mathbf{A}\ \underline{x}(t) + \underline{f}(t) \quad ,$$

wobei $\underline{f}(t)$ eine zusätzliche Anfachung repräsentiert. Die unbekannte Matrix $\mathbf{A}$ wird aus den Daten geschätzt. Im allgemeinen ist $\mathbf{A}$ nicht symmetrisch und demzufolge sind die dazugehörenden Eigenvektoren $P_1,...,P_n$ und Eigenwerte $\lambda_1,...,\lambda_n$ nur teilweise reell. Die nicht reellen Eigenvektoren lassen sich als Paare von konjugiert komplexen Eigenvektoren $P,P^*=R\pm iI$ darstellen, wobei R den Realteil und I den Imaginärteil des Musters beschreibt. In der Regel sind die in der Praxis auftretenden Eigenvektoren linear unabhängig, sodaß die ursprüngliche Vektorzeitserie $\underline{x}(t)$ der Dimension n durch die Projektion auf die erhaltenen Muster $P_1,...,P_n$ beschrieben werden kann. Die Eigenvektoren

$P_1,...,P_n$ werden im folgenden POPs genannt. Während die Zeitentwicklung der reellen POPs nur ein stehendes, abklingendes Muster beschreibt, beschreiben die komplexen POPs eine Schwingung, wie aus der folgenden Gleichung für die komplexen Zeitentwicklungskoeffizienten $z(t)$, die man erhält indem man die Vektorzeitserie $x(t)$ mit den Adjungierten der POPs multipliziert, deutlich wird:

$$z(t+\Delta t) = z^R(t+\Delta t) + i\, z^I(t+\Delta t)$$

$$= |\lambda|\, e^{2\pi i\, \Delta t/T} (z^R(t) + i\, z^I(t)) + f(t) \quad .$$

Die gedämpfte Schwingung mit der Periode T kann sowohl eine fortschreitende als auch eine stehende Welle, aber auch einen ganz anderen Prozeß beschreiben.

Wenn die Physik des interessierenden Phänomens sich durch den obengenannten Ansatz beschreiben läßt, erhält man als Charakteristikum folgenden Ablauf der Muster: Wenn wir z.B. einen Zustand des Systems haben, der sich gut durch das Muster I beschreiben läßt, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, nach der Zeit $T/4$ einen Zustand zu finden, der sich durch das Muster R beschreiben läßt. Die Chancen dafür sind natürlich abhängig von der Dämpfung; nur wenn die Dämpfungszeit t hinreichend groß gegenüber der einer Viertelperiode $T/4$ ist, hat man eine realistische Chance, daß diese Abfolge der Muster auch oft eintritt. Wenn man dann den Zustand R hat, kann man nach der Zeit $T/4$ den Zustand -I erwarten, noch $T/4$ später den Zustand -R und eine Viertelperiode später erreicht man einen Zustand, der dem am Anfang durch I gegebenen ähnlich ist. Durch diese beiden zusammengehörigen Muster wird also eine zeitliche Abfolge von Mustern beschrieben. Die beiden Zeitreihen $z^R(t)$ und $z^I(t)$ haben bei einer Schwingung also eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ und weisen im Bereich der Periode T eine hohe Kohärenz auf.

4.2 Ergebnisse der Analyse mit der POP-Methode

Da der Salzgehalt direkt von der stochastischen Forcierung beeinflußt wird, und eine direkte Rückkopplung durch die Wahl der oberen Randbedingung fehlt, muß der Salzgehalt als Schlüsselvariable betrachtet werden. Wie weiter oben gezeigt (s. Kapitel 3.3), spiegelt der Salzgehalt auf dem in Abbildung 3.6 gezeigten Schnitt durch den Westatlantik die Meridionalzirkulation des Atlantiks (s. Abb. 3.5) recht gut wider, sodaß erwartet werden kann, daß die mit dem Signal verbundenen großen Änderungen in der Meridionalzirkulation des Atlantiks sich im Salzgehalt auf diesem Schnitt manifestieren. Die Anomalien lagen als Mittel über zwei Jahre vor. Um die leichte Drift während des Experiments, bedingt durch die Nichtlinearität des Ozeanmodells, auszugleichen, wurde der Trend von den Anomalien abgezogen. Dann wurden die Salzgehaltsanomalien auf diesem Schnitt einer Analyse mit der POP-Methode unterworfen, ohne sie noch weiter zu filtern. Um die Daten zu komprimieren, wurden sie einer Analyse nach empirischen, orthogonalen Funktionen unterworfen. Mit den ersten 10 Funktionen, die zusammen mehr als 97% der Varianz erklären, wurde die POP-Analyse durchgeführt.

Die Koeffizientenzeitreihen $\zeta^R(t)$ und $\zeta^I(t)$ des Musters, das die meiste Varianz (52%) auf diesem Schnitt beschreibt, zeigt Abbildung 4.1. Beide Zeitreihen weisen dabei deutliche Schwingungen mit einer mit Hilfe der POP-Methode geschätzten Periode von 330 Jahren auf. Die zum Muster I gehörende Zeitreihe führt dabei mit ungefähr einer Viertelperiode vor der zum realen POP gehörenden Zeitreihe. Die dazugehörenden Spektren zeigt Abbildung 4.2. Beide Zeitreihen weisen bei etwa 330 Jahren maximale Varianz auf. Für diese Periode zeigt sich eine hochsignifikante Kohärenz und die Phasenverschiebung beträgt $-\pi/2$. Die Zeitreihen zeigen also alle Kennzeichen eines durch eine Schwingung beschreibbaren Phänomens. Die dazugehörenden POP-Muster zeigt Abbildung 4.3.

Abbildung 4.3a zeigt das Muster I. Man sieht eine negative Salzgehaltsanomalie an der Oberfläche nahezu im gesamten Atlantik mit

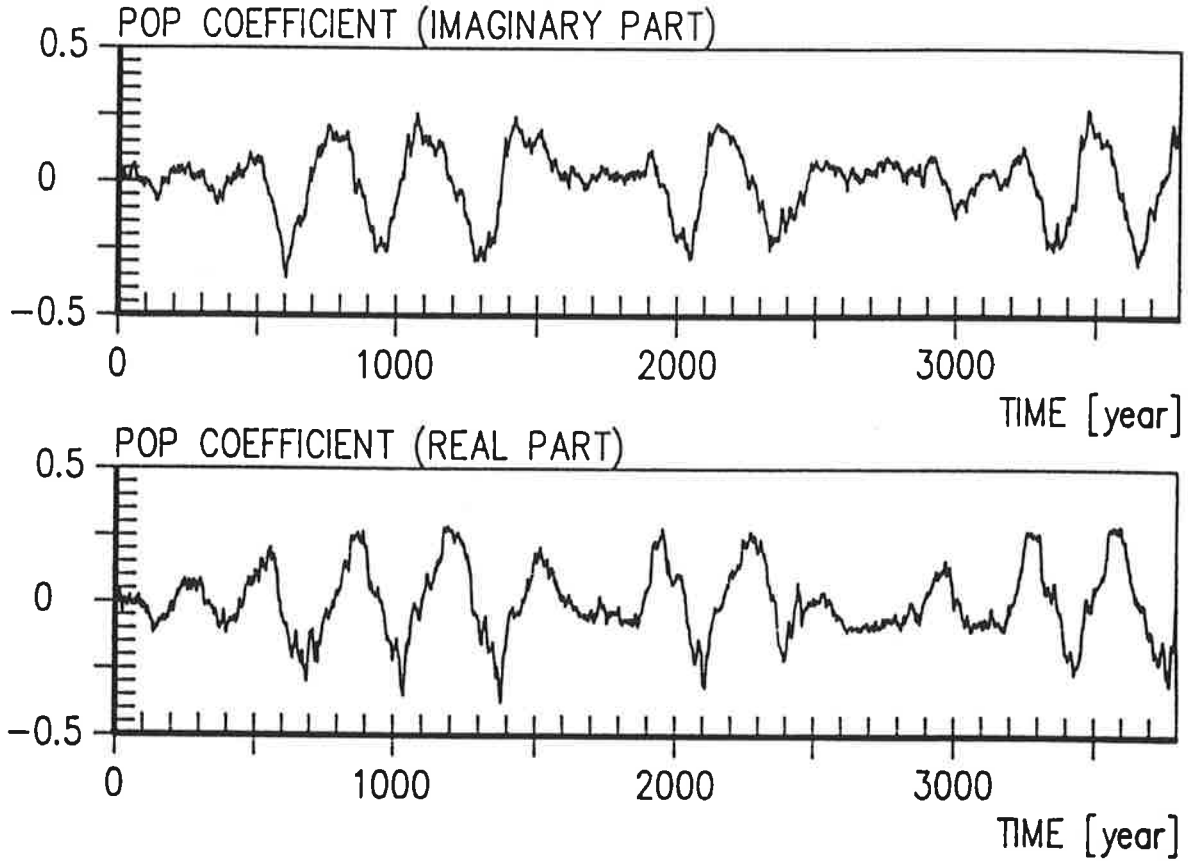


Abb. 4.1
Zeitserien der realen und imaginären POP-Koeffizienten.

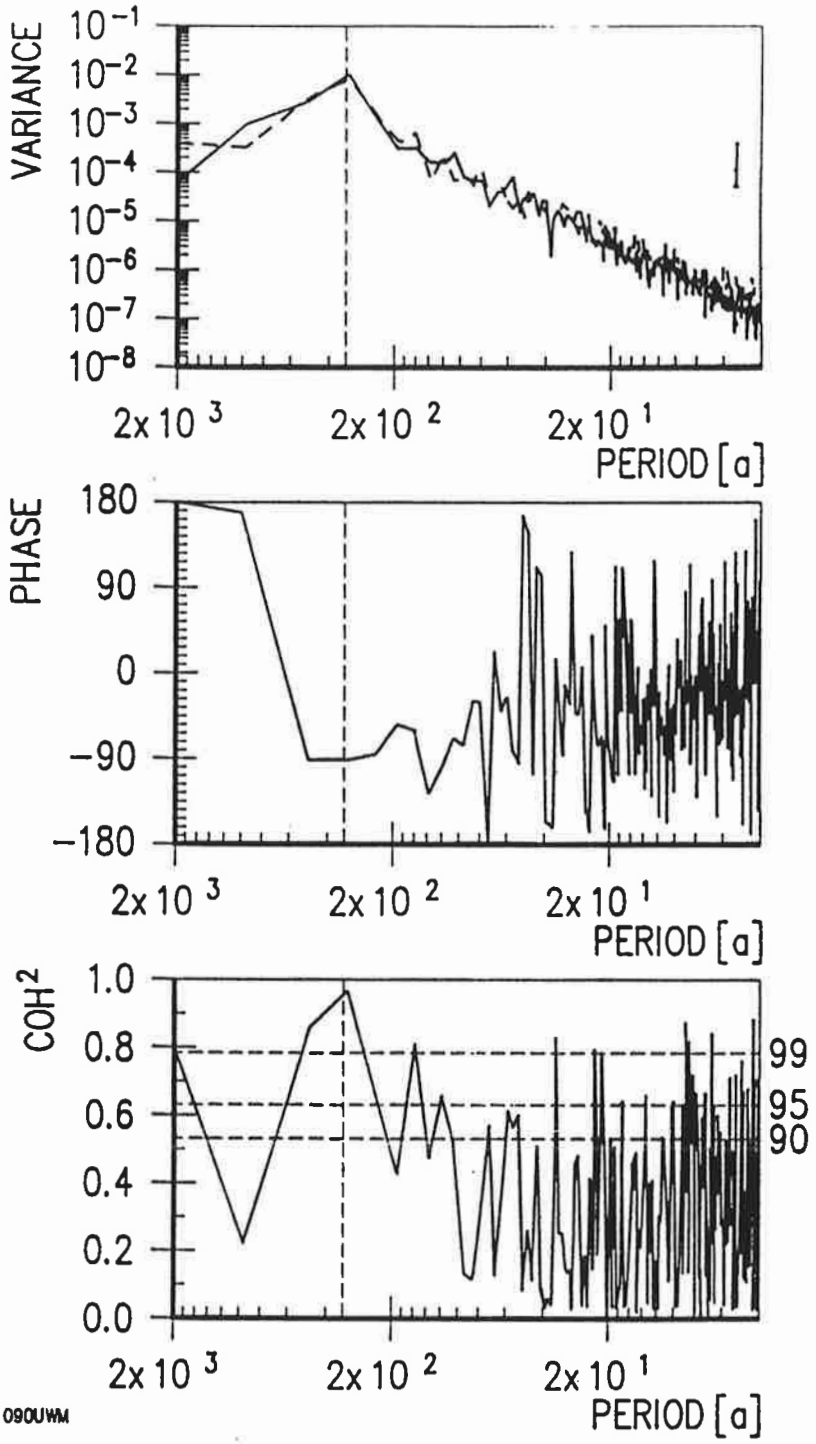


Abb. 4.2

Spektren der beiden POP-Koeffizientenzeitserien. Dargestellt sind Auto-, Kohärenz- und Phasenspektrum. Die gestrichelte vertikale Linie entspricht einer Periode von 330 Jahren.

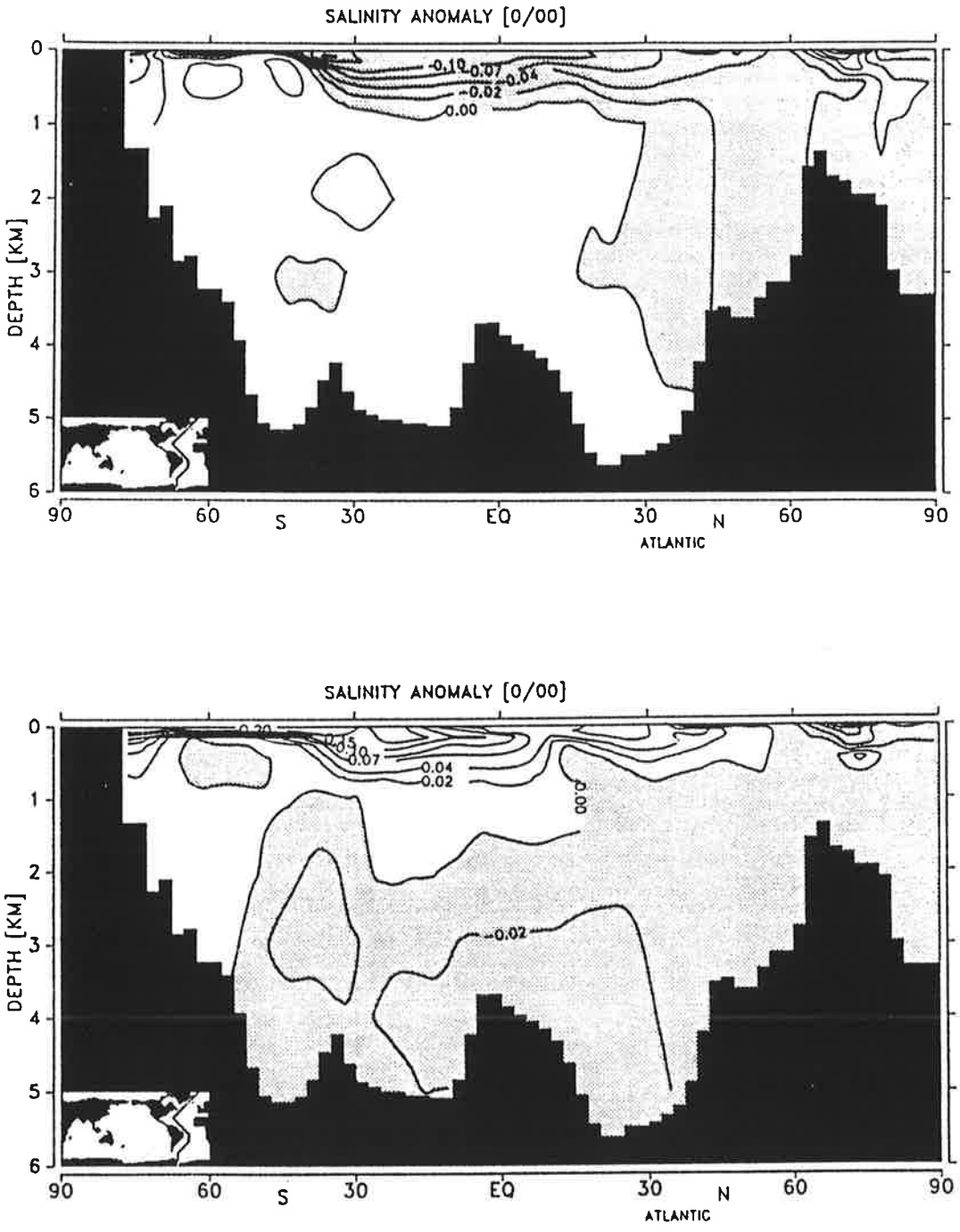


Abb. 4.3

POP-Muster. Schattierung entspricht negativen Werten. Dargestellt sind die Muster I (a), R (b), -I (c) und -R (d).

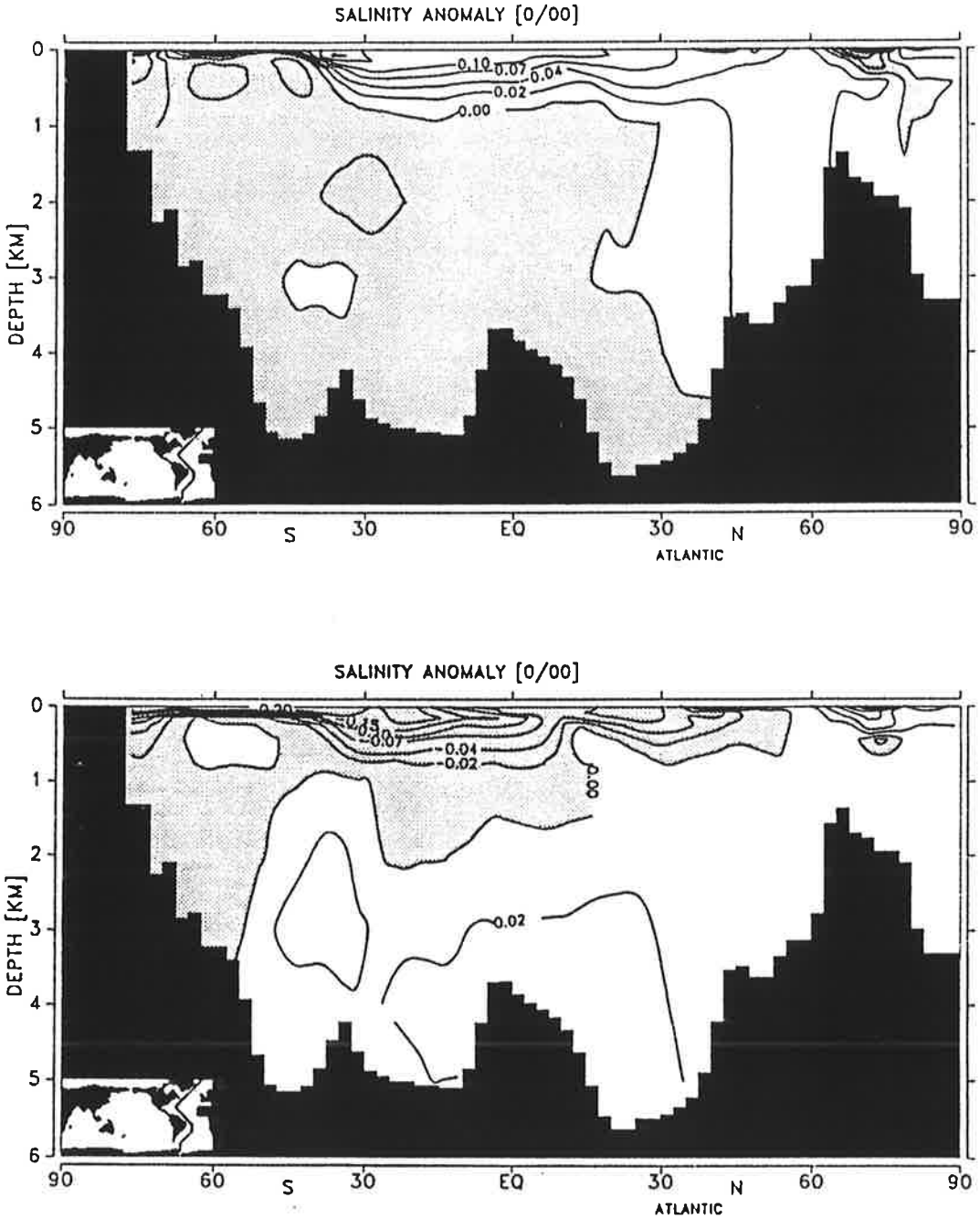


Abb. 4.3 (Fortsetzung)

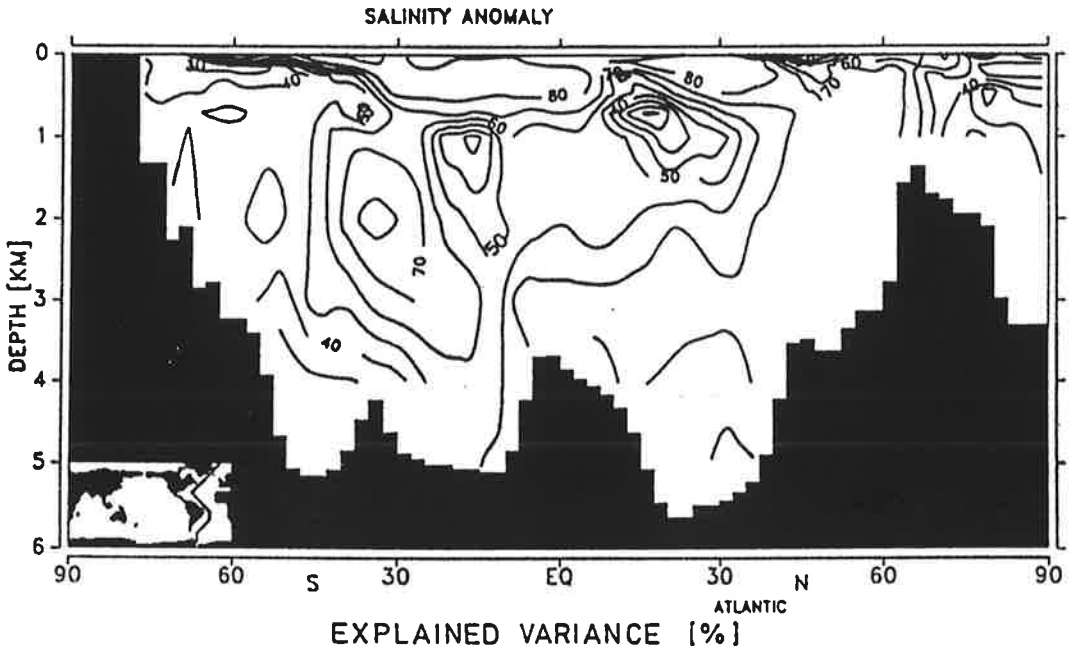


Abb. 4.4
Durch die POP-Muster I und R erklärte relative Varianz der Salzgehaltsvariationen.

Ausnahme des Weddellmeers. Außerdem befindet sich relativ frisches Wasser im tiefen Atlantik nördlich von 30°N. Der tiefe restliche Atlantik ist salziger als gewöhnlich. Im küstennahen Bereich des Weddellmeers ist das Wasser deutlich salziger als im Mittel. Im Muster R, das ungefähr eine Viertelperiode (ca. 80 Jahre) nach Muster I auftritt, sieht man eine negative Anomalie, die nahezu den gesamten tiefen Atlantik ausfüllt, während nahezu der gesamte Oberflächenbereich wesentlich salziger als im Mittel ist. Im Weddellmeer ist das Oberflächenwasser sehr salzig, was, da die atmosphärische Randtemperatur festgehalten wird, mit einer relativ hohen Dichte des Oberflächenwassers verbunden ist. Dieses wiederum ist verbunden mit einer sehr starken Tiefenwasserbildung (und damit auch einer sehr starken Abgabe von Wärme aus dem Ozean an die Atmosphäre). In der Arktik sind die Oberflächensalzgehalte relativ gering. Wieder eine Viertelperiode später, erhält man das POP-Muster -I. Der Salzgehalt in den oberen Schichten des Atlantiks ist nach wie vor hoch, im südlichen Bereich zeigt sich allerdings eine negative Anomalie, die die vormals sehr starke Tiefenwasserbildung in dem Weddellmeer reduziert. Der tiefe Nordatlantik ist salziger, der tiefe südliche und tropische Atlantik sind relativ frisch. Nach einer weiteren Viertelperiode erhält man Muster -R. Dieses ist gekennzeichnet durch eine starke negative Salzgehaltsanomalie im Oberflächenbereich, mit Ausnahme des nördlichen Nordatlantiks und der Arktik. Die Tiefenwasserproduktion in dem Weddellmeer - und damit die Abgabe von Wärme aus dem Ozean an die Atmosphäre - ist sehr gering, bedingt durch die relativ niedrigen Dichten an der Oberfläche, die Konvektion unterbinden. Der tiefe Atlantik ist deutlich salziger als im Mittel. Nach einer weiteren Viertelperiode erhält man das schon beschriebene Muster I.

Die durch diese beiden Muster erklärte Varianz zeigt Abbildung 4.4. Man sieht deutlich, daß sie an der Oberfläche und im Bereich um 3000m Tiefe Werte um die 70% erreicht, während sie im Bereich des antarktischen Zirkumpolarstromes und in der Arktik eindeutig niedriger ist. Die niedrigen Werte im südlichen Ozean erklären sich durch die insgesamt sehr hohe Variabilität in diesem Bereich.

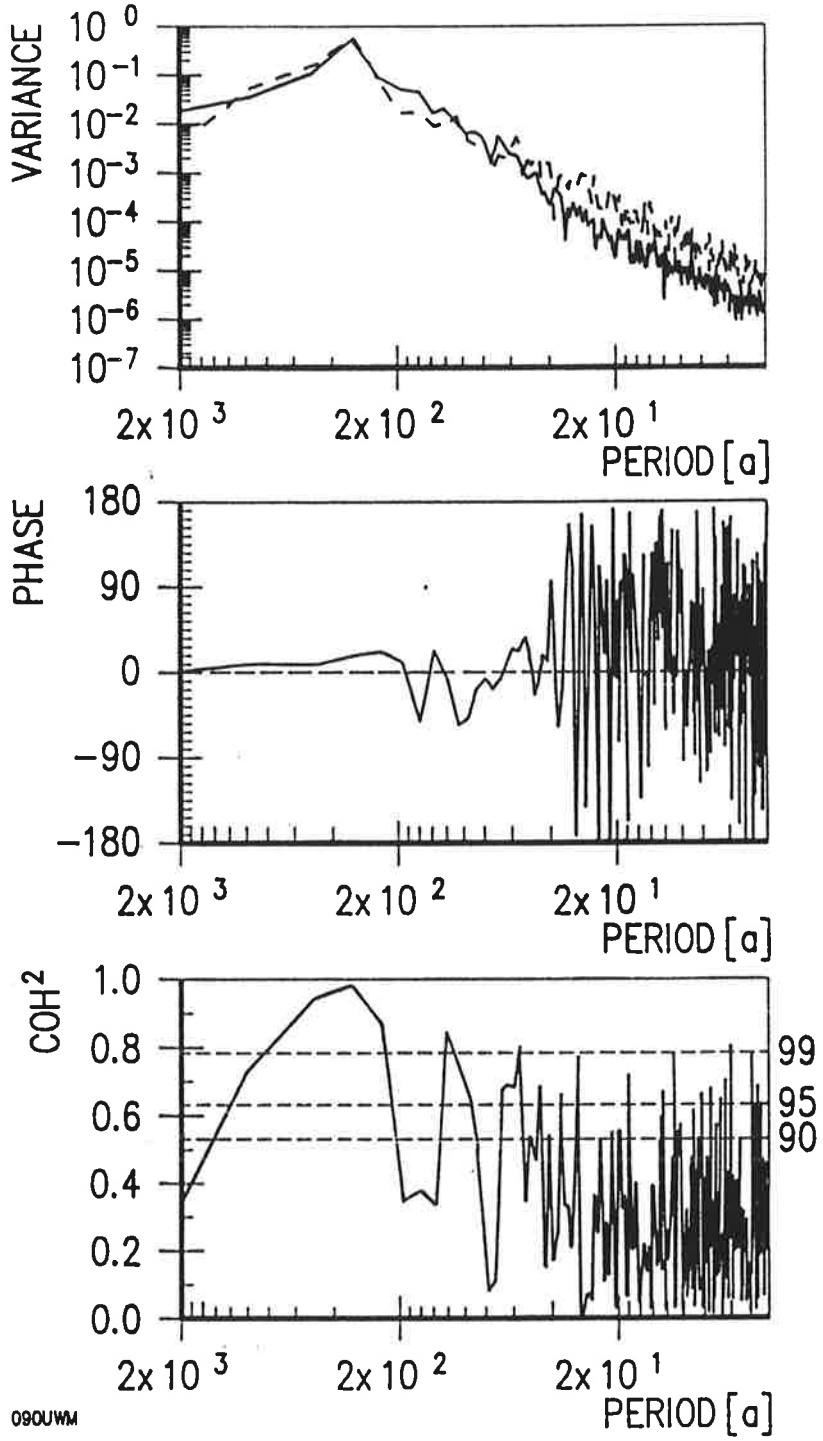


Abb. 4.5

Auto-, Phasen- und Kohärenzspektren von realem POP-Koeffizienten und Massentransport im antarktischem Zirkumpolarstrom (mit Standardabweichung normiert).

Diese beiden Muster beschreiben eine Rotation einer Dipolanomalie in der yz-Ebene, wobei der Rotationsvektor nach Westen zeigt. Der obere Pol bewegt sich dabei nach Norden, der untere nach Süden. Im Bereich der Antarktis verstärkt sich die Anomalie deutlich. Im Bereich des Atlantiks handelt es sich hierbei ganz offensichtlich um das dominierende Signal.

Dieses advektierte Dipolmuster entspricht demjenigen, das Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990) mit einer "Composite"-Analyse um Minima im Massentransport des antarktischen Zirkumpolarstrom gefunden haben. Sie geben die Periode dieses Eigenmodes mit 320 Jahren an, was sich nicht wesentlich von der mit der POP-Methode gefundenen Periode von 330 Jahren unterscheidet.

Um eindeutig zu klären, ob das Signal, das sich in den Zeitreihen z.B. des Massentransportes des antarktischen Zirkumpolarstromes manifestiert, und das mit der POP-Methode gefundene Signal wirklich identisch sind, wurden die zum realen POP gehörige Zeitreihe ζ^R und die Zeitreihe des Massentransports des antarktischen Zirkumpolarstromes einer Kohärenzanalyse unterzogen. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 4.5. Die beiden Zeitreihen sind im hier interessierenden Frequenzband hochkohärent. Eine leichte Phasendifferenz führt dazu, daß der Massentransport durch die Drakepassage sein Maximum ungefähr 15 Jahre vor der Zeitreihe des realen POPs ζ^R erreicht. Das durch die POP-Analyse gefundene und das aus den Integralgrößen abgeleitete Signal sind also identisch.

Aus Abbildung 4.6, die die Zeitreihen der komplexen POP-Koeffizienten zeigt - nur diesmal aufgespalten in Amplitude und Phase - wird deutlich, daß das System zwischen zwei diskreten Zuständen hin- und herspringt. Der eine Zustand ist gekennzeichnet durch ein starkes Schwingungssignal mit einer relativ großen Amplitude um 0,2 herum. In diesem Zustand ist die Phasengeschwindigkeit ziemlich konstant und der Phasenverlauf durch eine Gerade gekennzeichnet. Die Zeitintervalle in den Modelljahren von 500 bis 1550, von 1900 bis 2400 und von 3250 bis zum Ende der

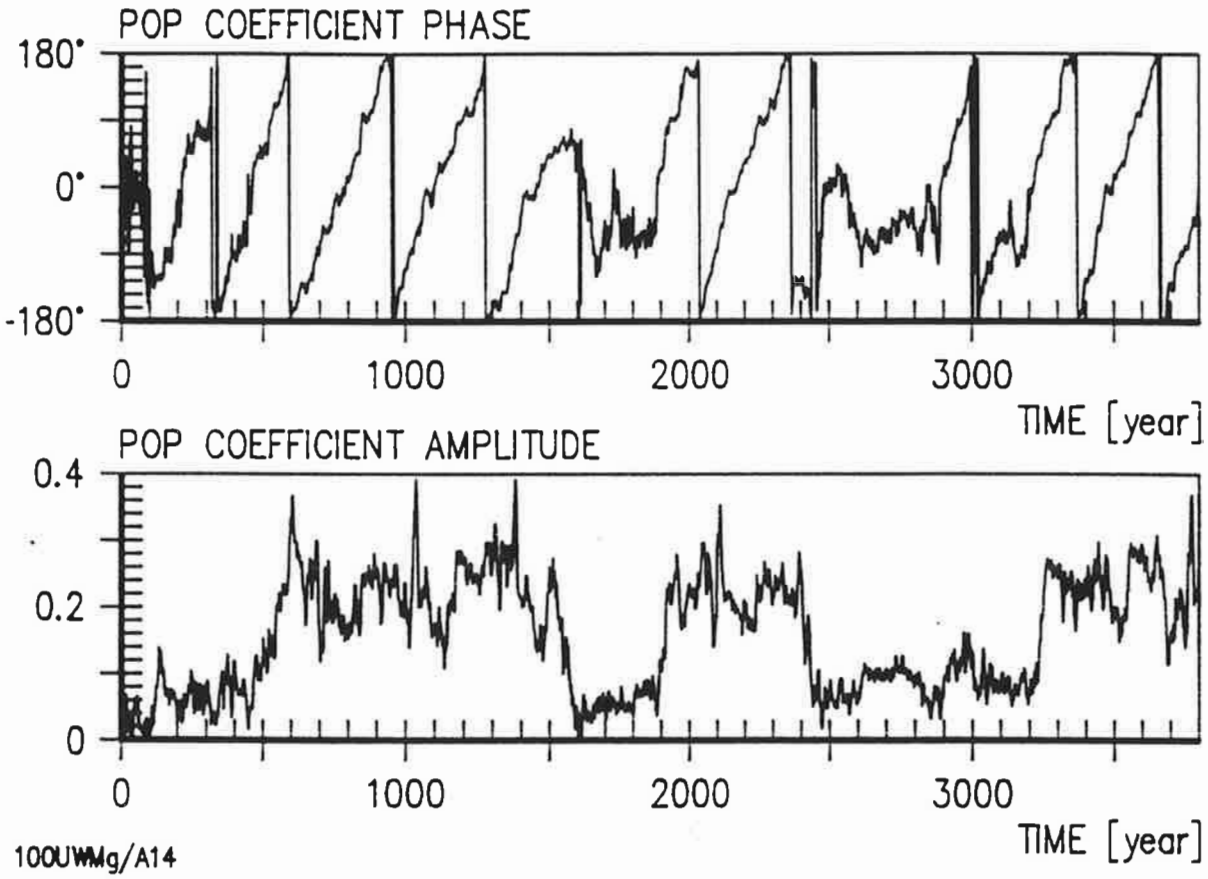


Abb. 4.6
Zeitserien der komplexen POP-Koeffizienten, dargestellt als Amplitude und Phase.

Integrationszeit gehören dazu. Der andere Zustand ist gekennzeichnet durch das Nichtvorhandensein der Schwingung, was sich in Amplituden der POP-Koeffizienten von kleiner als 0,1 ausdrückt. Der Phasenverlauf in diesem Zustand ist nicht so eindeutig wie im Zustand mit großer Amplitude. Trotzdem zeigt sich gelegentlich, insbesondere vor dem Übergang zu dem Zustand mit starker Oszillation, so in den Perioden von 100 bis 500 und von 2900 bis 3250, eine regelmäßige Schwingung.

Abbildung 4.7 zeigt ein Streudiagramm der beiden POP-Koeffizienten. Um den kurzperiodischen Lärm, der den Zeitreihen überlagert ist, herauszufiltern, wurden für diese Abbildung Mittel über 20 Jahre verwendet. Um den zeitlichen Verlauf zu verdeutlichen, wurden zwischen zeitlich benachbarten Punkten Linien gezogen. Der zeitliche Verlauf einer Schwingung erfolgt im Uhrzeigersinn. Man sieht deutlich die beiden klar von einander abgegrenzten Zustände. Der Bereich, der einer Amplitude von 0,1 bis 0,15 entspricht, ist nahezu frei von Werten. Die wenigen Werte in diesem Bereich lassen sich Übergangszuständen von einem zum anderem Zustand zuordnen. Bei diesen Übergängen fällt auf, daß der Übergang von einem Zustand mit geringen Amplituden zu einem Zustand mit großer Schwingungsaktivität immer in dem Bereich stattfindet, wo beide Koeffizienten positive Vorzeichen haben, während der Übergang vom aktiven zum inaktiven Zustand keiner solchen Gesetzmäßigkeit zu folgen scheint. So erfolgt der eine Übergang im Quadranten, wo beide Koeffizienten positiv sind, der andere im Bereich wo beide Koeffizienten negativ sind. Diese Aussagen müssen aber wegen der sehr kleinen Zahl der beobachteten Übergänge (drei bzw. zwei) als nicht statistisch abgesichert betrachtet werden.

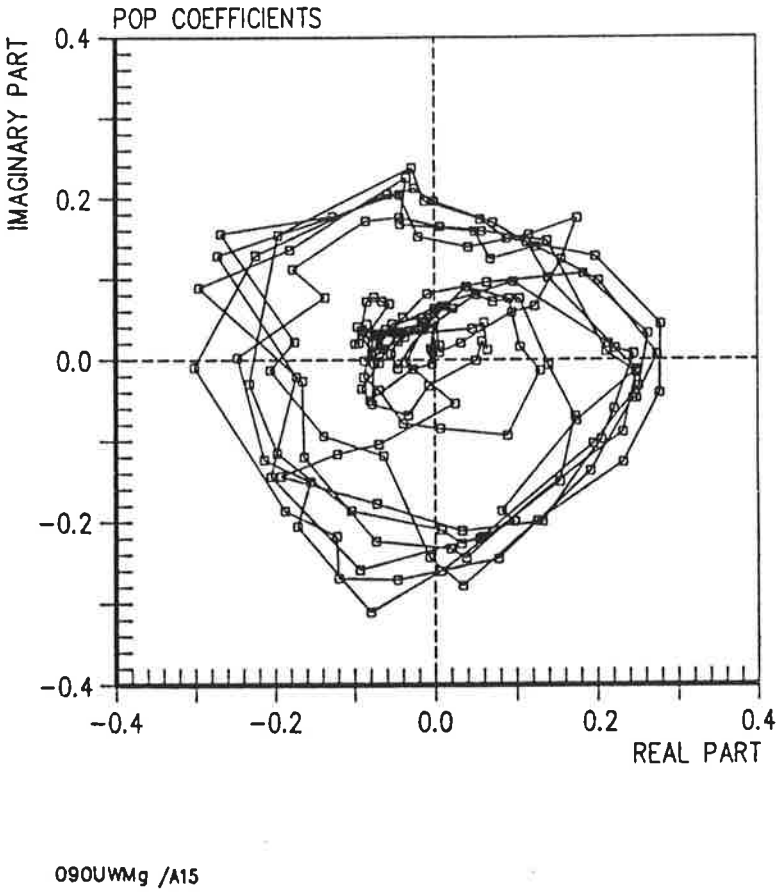


Abb. 4.7

Verteilungsdiagramm von Real- und Imaginärteil der POP-Koeffizienten. Dargestellt sind 20-Jahresmittel. Jedes Quadrat entspricht einem Wert, aufeinanderfolgende Werte sind durch Linien miteinander verbunden.

5. Statistische Analyse mit assoziierten Korrelationsmustern

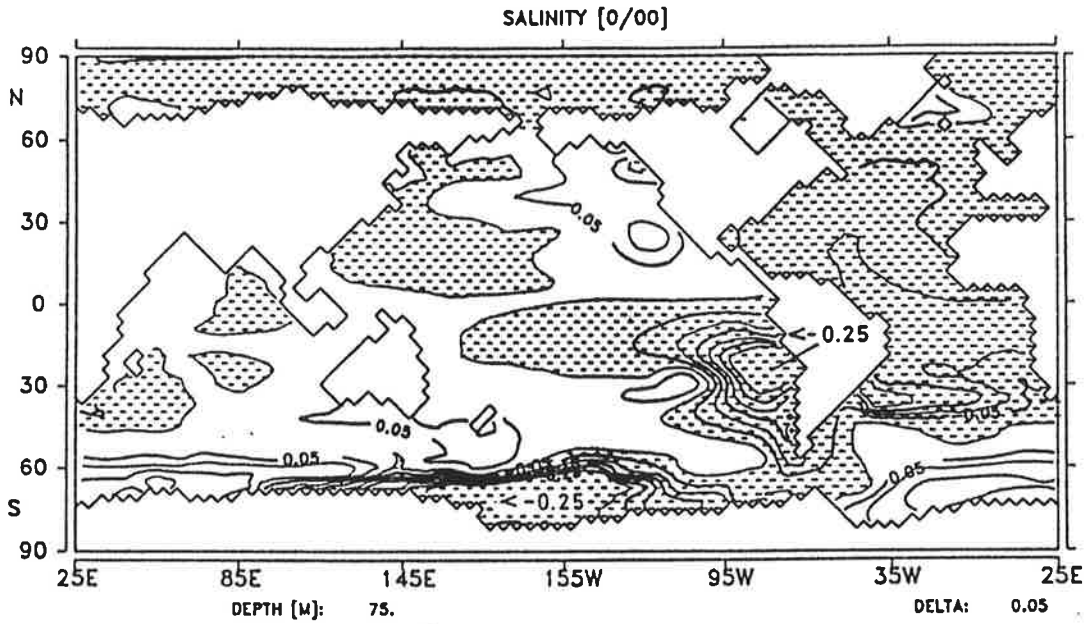
5.1 Beschreibung des Verfahrens

Um das Verhalten anderer Variablen in Zusammenhang mit dem Zustand der Oszillation zu untersuchen und damit die Natur dieser Oszillation besser zu verstehen, wurde die Methode der assoziierten Korrelationsmuster (AP = Associated Correlation Patterns) benutzt (von Storch et al. 1988).

Im folgenden wird ein kurzer Abriß dieser Methode gegeben. Gegeben seien zwei zusammengehörige Muster I und R, die mit Hilfe der POP-Methode gefunden worden sind, samt den dazugehörenden Koeffizientenzeitreihen $\zeta^R(t)$ und $\zeta^I(t)$. Untersucht werden soll die Zeitreihe eines anderen Vektors $\eta(t)$ über denselben Zeitraum, wobei die Elemente des Vektors andere Variablen oder andere Ortspunkte beschreiben kann. Die assoziierten Muster $\mathcal{A}^R$ und $\mathcal{A}^I$ sind dann definiert durch die folgende Beziehung

$$|| \eta(t) - \hat{\zeta}^R(t)\, \mathcal{A}^R - \hat{\zeta}^I(t)\, \mathcal{A}^I ||^2 = \min \quad .$$

$\hat{\zeta}(t)$ steht dabei für die mit ihrer Standardabweichung normierte POP-Koeffizientenzeitserie $\zeta(t)$. Die assoziierten Korrelationsmuster lassen sich ebenso wie die dazugehörenden POP-Muster selbst interpretieren. Sie haben genauso wie POP-Muster selbst die Tendenz in zyklischer Abfolge aufzutreten, d.h., wenn das POP-Muster I mit großer Amplitude auftritt, tritt, so die beiden Vektorzeitreihen $\zeta(t)$ und $\eta(t)$ hinreichend stark miteinander korreliert sind, gleichzeitig das Muster $\mathcal{A}^I$ auf. Nach dem Verlauf eines Viertels der Periode $\mathcal{T}$ besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit zusammen mit dem POP-Muster R das assoziierte Korrelationsmuster $\mathcal{A}^R$ zu beobachten, wieder eine Viertelperiode später dann das Muster $-\mathcal{A}^I$, danach $-\mathcal{A}^R$ und schließlich wieder das Anfangsmuster $\mathcal{A}^I$. Die mit dem Paar von POP-Mustern assoziierten Korrelationsmuster sind - im Gegensatz zu diesen - nicht notwendigerweise orthogonal zueinander.



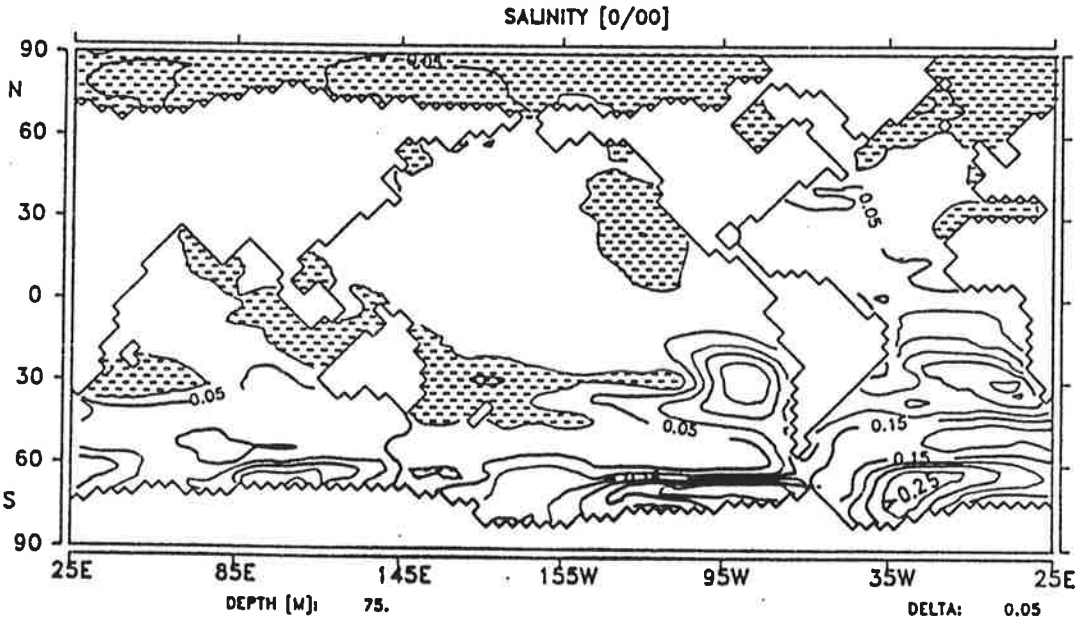


Abb. 5.1

Assoziierte Muster $\mathcal{A}^I$ und $\mathcal{A}^R$ sowie erklärte Varianz des Salzgehalts in 75m Tiefe.

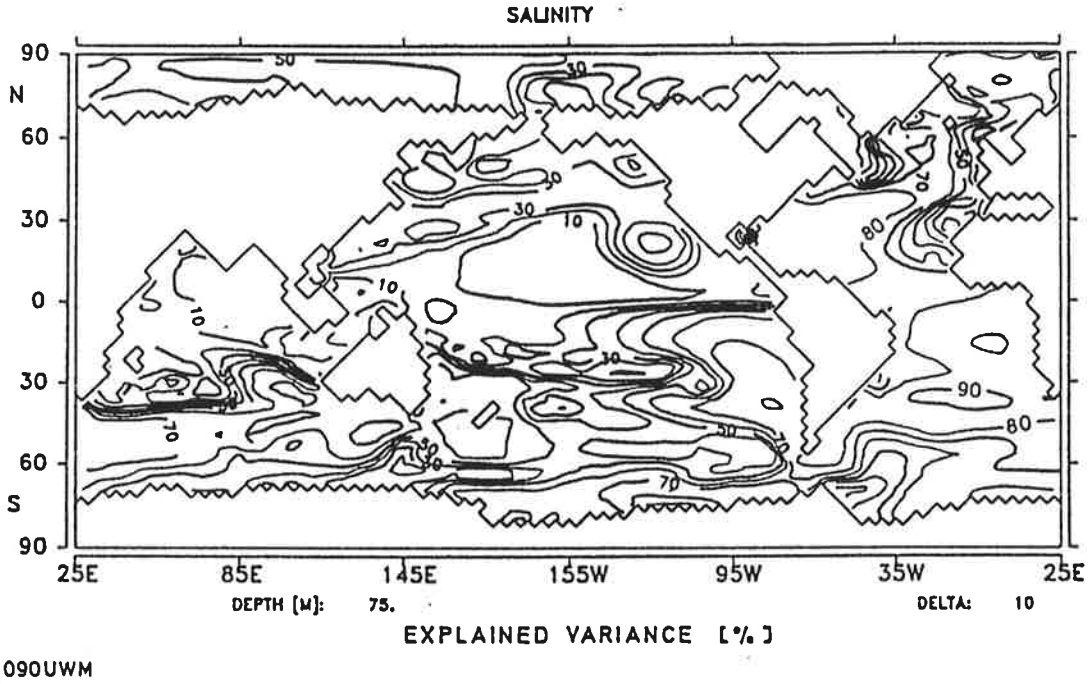


Abb. 5.1 (Fortsetzung)

Diese assoziierten Korrelationsmuster wurden für Zweijahresmittel von folgenden Variablen errechnet: Salzgehalt, potentielle Temperatur, Dichte, potentielle Dichte, Frischwasserflüsse, Wärmeflüsse, Meereis, Konvektion, Meeresoberflächentopographie und zonale Komponente der barotropen Geschwindigkeiten.

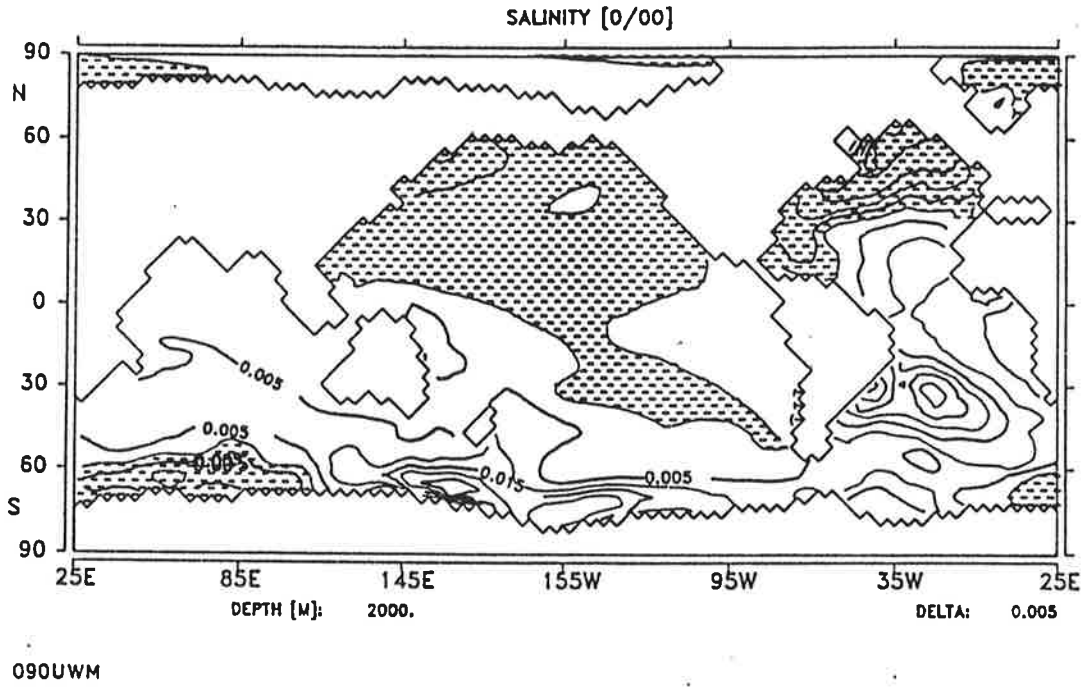
5.2 Ergebnisse aus der Analyse der assoziierten Korrelationsmuster

Die AP's der Anomalien des Salzgehalts der 2. Modellschicht (75m Tiefe) zeigt Abbildung 5.1. Die Amplituden des Musters sind im Bereich des südlichen Ozeans am höchsten.

Die mit dem Muster $\mathcal{A}^I$ verbundene positive Salzgehaltsanomalie in Südatlantik und Südindik dringt unter Abschwächung in den Atlantik ein und breitet sich dort nach Norden aus. Nach ca. 80 Jahren im Muster $\mathcal{A}^R$ weist der gesamte obere Atlantik eine positive Salzgehaltsanomalie auf, was auch eine weitere Viertelperiode später im Negativen des Musters $\mathcal{A}^I$ noch der Fall ist, allerdings mit nach Norden verlagertem Schwerpunkt. Die Ausbreitung nach Norden erfolgt mit dem oberen Zweig der mittleren thermohalinen Zirkulation des Atlantiks.

Aber auch ein anderes Ausbreitungsmuster läßt sich erkennen: Die positive Anomalie südlich von Afrika (Muster $\mathcal{A}^I$) breitet sich entlang der antarktischen Küste zur Ross-See hin aus. Diese Ausbreitung erfolgt in beiden (!) Richtungen, also sowohl mit als auch gegen den antarktischen Zirkumpolarstrom. Nach ca. einer halben Periode oder 165 Jahren ist die Anomalie auf die Ross-See beschränkt (Muster $-\mathcal{A}^I$), eine weitere Viertelperiode (Muster $-\mathcal{A}^R$) später ist die positive Anomalie verschwunden.

Im Atlantik erklärt dieses Muster durchschnittlich 80% der Varianz, im südlichen Ozean werden mit diesem Muster trotz der deutlich höheren Amplituden nur durchschnittlich 50% der Variabilität erklärt, was mit dem



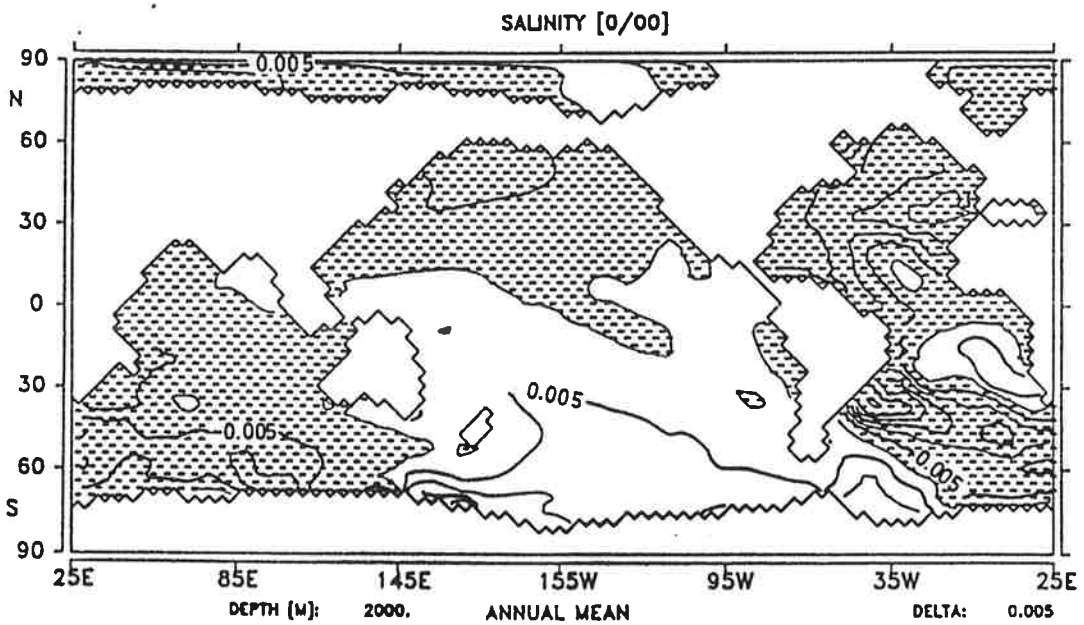


Abb. 5.2

Assoziierte Muster $\mathcal{A}^I$ und $\mathcal{A}^R$ sowie erklärte Varianz des Salzgehalts in 2000m Tiefe.

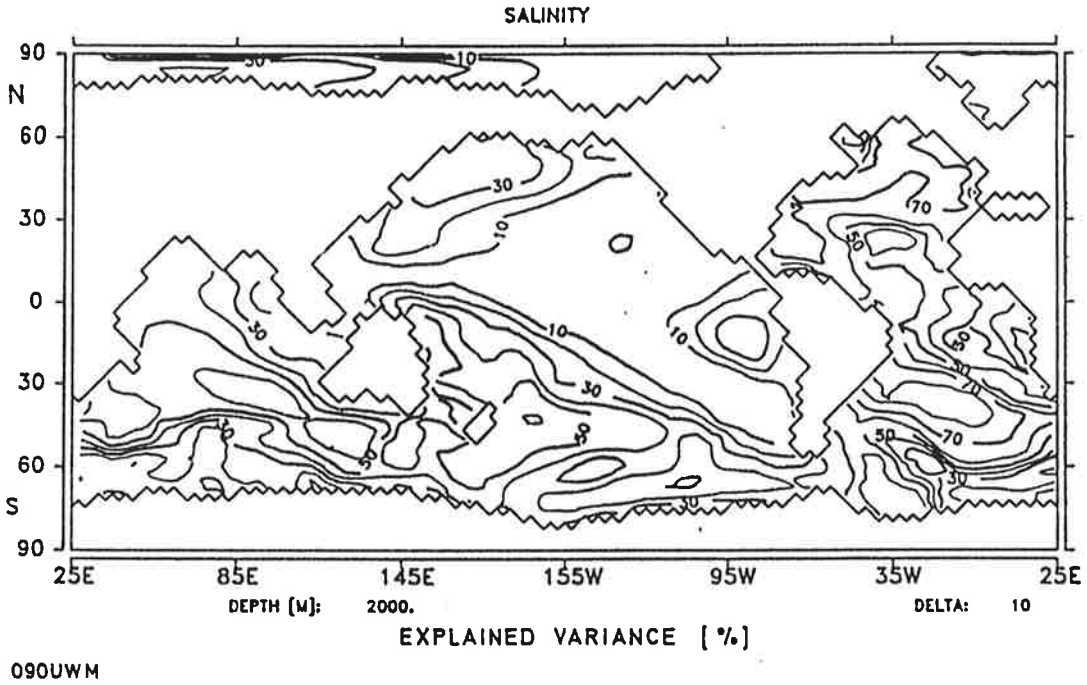


Abb. 5.2 (Fortsetzung)

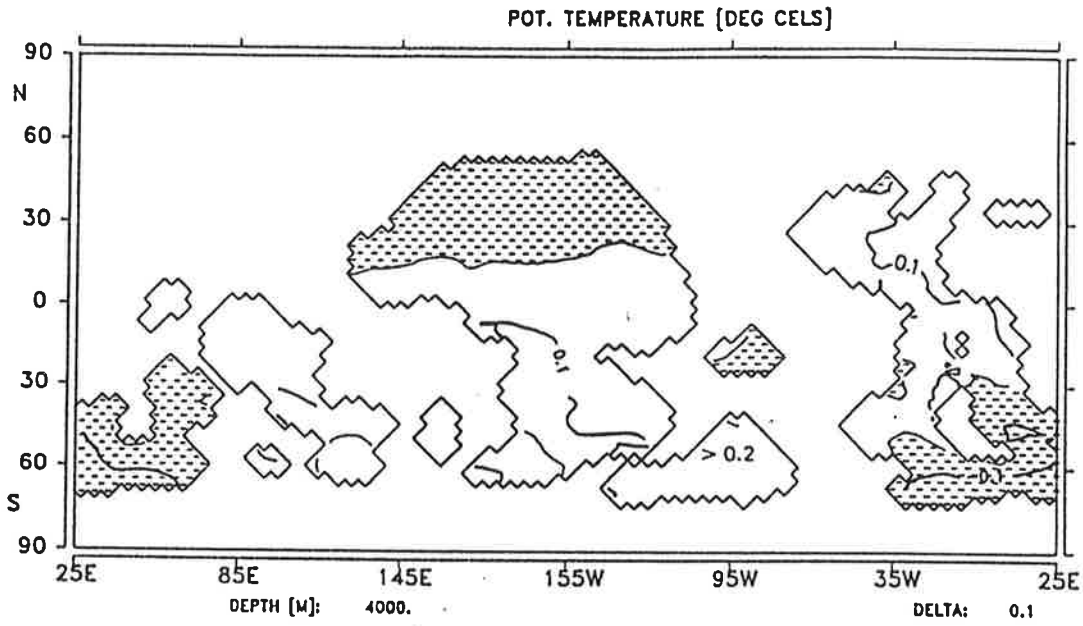
relativ hohen Anteil kurzperiodischer Fluktuationen in diesem Bereich erklärt werden kann.

Neben den schon diskutierten fortschreitenden Mustern zeigen sich noch im Ostpazifik zwei stehende Wellen beträchtlicher Stärke, ein starkes Muster bei ca. 20° Süd, ein etwas schwächeres bei 25° Nord. Die erklärte Varianz im Bereich des Südostpazifiks beträgt bis zu 80%.

Die Ausbreitung von Salzgehaltsanomalien in 2000m Tiefe zusammen mit dem Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser nach Süden läßt sich in Abbildung 5.2 verfolgen: Im Muster $\mathcal{A}^I$ befindet sich relativ frisches Wasser im Nordwestatlantik. Nach ca. 80 Jahren hat sich die Anomalie im Muster $\mathcal{A}^R$ ausgebreitet, sie füllt jetzt fast den gesamten Atlantik (mit Ausnahme des Südostatlantiks) und die Arktik. Die erklärte Varianz beträgt ca 70% im Bereich der Ausbreitung des nordatlantischen Tiefenwassers, im Ostatlantik ist die erklärte Varianz deutlich geringer, vor der angolanischen Küste werden nur ca. 10% der Varianz von diesem Muster beschrieben.

Im Bereich des antarktischen Zirkumpolarstromes läßt sich die Ausbreitung der Anomalie nach Osten entlang der Küste verfolgen. Im Muster $\mathcal{A}^I$ befindet sich das Maximum einer negativen Anomalie bei 60° Ost, 80 Jahre später befindet sich das Maximum bei 100° Ost (Muster $\mathcal{A}^R$), und eine weitere Viertelperiode später (Muster $-\mathcal{A}^I$) in der Ross-See. Die erklärte Varianz beträgt in diesem Bereich aber nur durchschnittlich 20 bis 30%.

Die assoziierten Muster der Anomalien der potentiellen Temperatur in 4000m Tiefe sind in Figur 5.3 dargestellt. Im Muster $\mathcal{A}^I$ befindet sich eine negative Temperaturanomalie südlich von Afrika. 80 Jahre später ist das gesamte Bodenwasser im Atlantik relativ kalt (Muster $\mathcal{A}^R$), was mit der starken Produktion von antarktischem Bodenwasser zu diesem Zeitpunkt und dessen daraus folgendem hohen Anteil am Mischungsverhältnis des atlantischen Bodenwassers erklärt werden kann. Wieder 80 Jahre später erreicht die Anomalie im Nordostatlantik ihre maximale Stärke (Muster



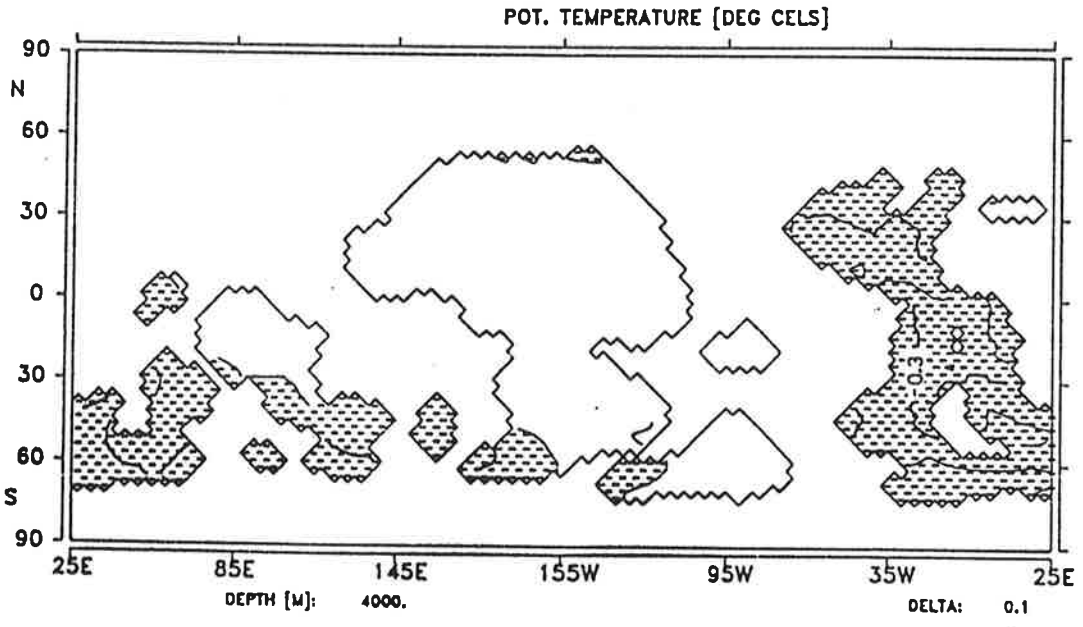


Abb. 5.3

Assoziierte Muster $\mathcal{A}^I$ und $\mathcal{A}^R$ sowie erklärte Varianz der potentiellen Temperatur in 4000m Tiefe.

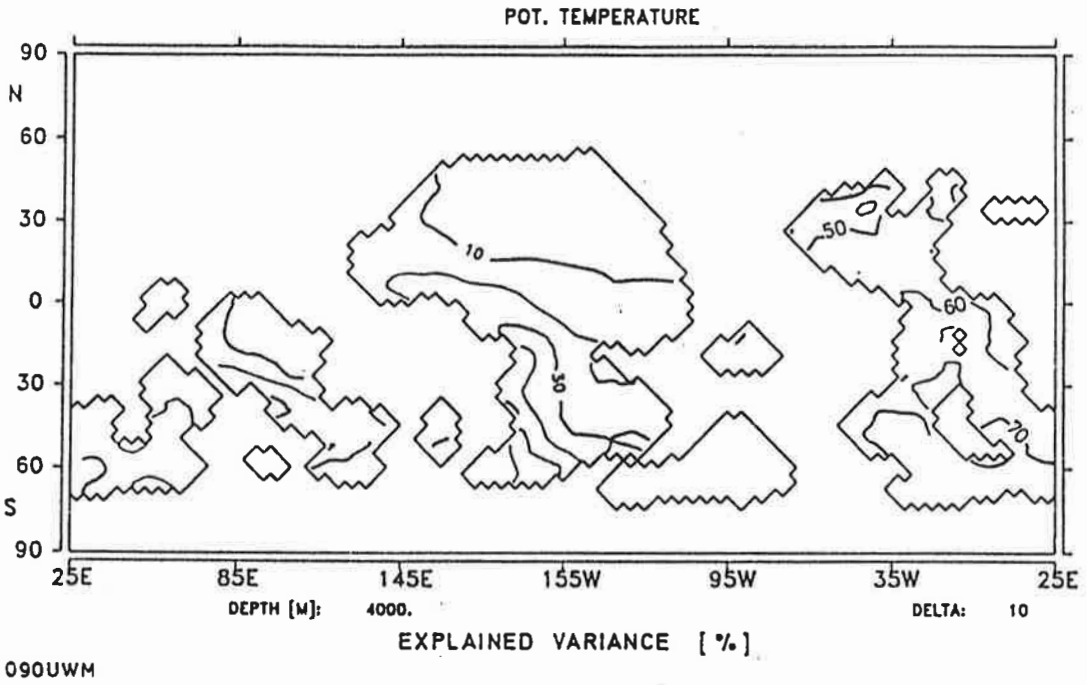
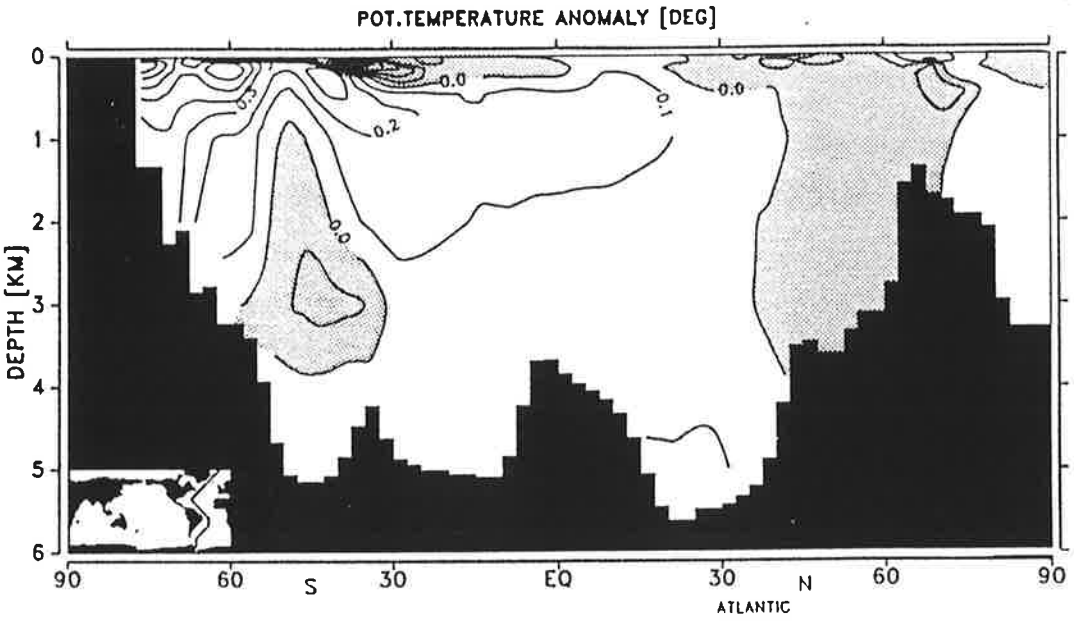


Abb. 5.3 (Fortsetzung)

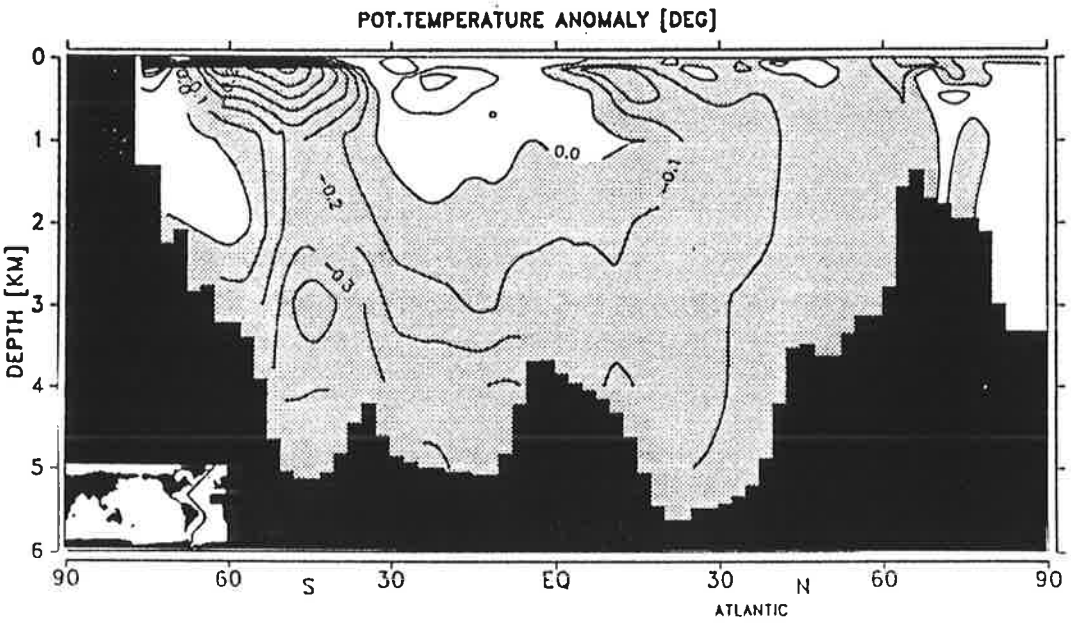
$-\mathcal{A}^I$). Die Anomalie dringt mit dem antarktischen Bodenwasser in den Atlantik ein.

Dieses ist aber nicht die einzige Ausbreitungsrichtung der Anomalie. Beginnend mit der negativen Temperaturanomalie an der antarktischen Küste südlich von Afrika (Muster $\mathcal{A}^I$), die sich während der nächsten 80 Jahre verstärkt und nach Osten hin ausbreitet (Muster $\mathcal{A}^R$), ist auch während der nächsten Viertelperiode eine deutliche Ausbreitung nach Osten entlang der antarktischen Küste zu sehen. 165 Jahre nach dem ersten Bild (Muster $-\mathcal{A}^I$) ist eine deutliche südliche Temperaturanomalie in Südostindik und Südpazifik zu erkennen. Man sieht eine Zunge kalten Wassers, die sich in den tiefen Pazifik entlang der australischen Küste ausbreiten. Die erklärte Varianz ist im Südatlantik mit etwas über 70% am höchsten. Im Zuge der Ausbreitung der Anomalie nimmt die erklärte Varianz immer mehr ab, um im Nordatlantik Werte von 40 bis 50% und im Nordpazifik Werte von kleiner als 10% zu erreichen.

Die mit dem POP korrelierte Anomalie der potentiellen Temperatur auf demselben Nord-Süd Schnitt durch den Westatlantik zeigt Abbildung 5.4. Da mögliche Temperaturanomalien in der obersten Schicht durch die Ankopplung an die klimatologische Lufttemperatur stark gedämpft werden, ist die Variabilität an der Oberfläche klein. Im tiefen Atlantik nördlich von 30°S sind die Muster den Mustern der Salzgehaltsanomalien sehr ähnlich, wie ein Vergleich mit Abbildung 4.3 deutlich zeigt. Zwischen 30 und 60°S werden die Temperaturanomalien von einem senkrecht stehenden Dipol dominiert, der im Muster $\mathcal{A}^R$ einer starken negativen Anomalie entspricht. Im Muster $\mathcal{A}^I$ ist dieser stehende Dipol nicht erkennbar. Er muß als eine Verschiebung der Wassermassengrenze zwischen dem kalten Wasser des antarktischen Zirkumpolarstromes einerseits und dem relativ warmen Atlantikwasser andererseits interpretiert werden. Zu Zeiten starken Transportes durch die Drakepassage - wie im Muster $\mathcal{A}^R$ - ist diese Wassermassengrenze weiter im Norden als zu Zeiten schwachen Transportes. Die durch diese beiden Muster erklärbare Varianz liegt im Schnitt bei ca. 50%, mit Ausnahme der Arktis, wo die erklärte Varianz deutlich niedriger



090UMW



090UWM

Abb.5.4

Assoziierte Muster $\mathcal{A}^I$ und $\mathcal{A}^R$ sowie erklärte Varianz der potentiellen Temperatur auf einem Schnitt durch den Westatlantik.

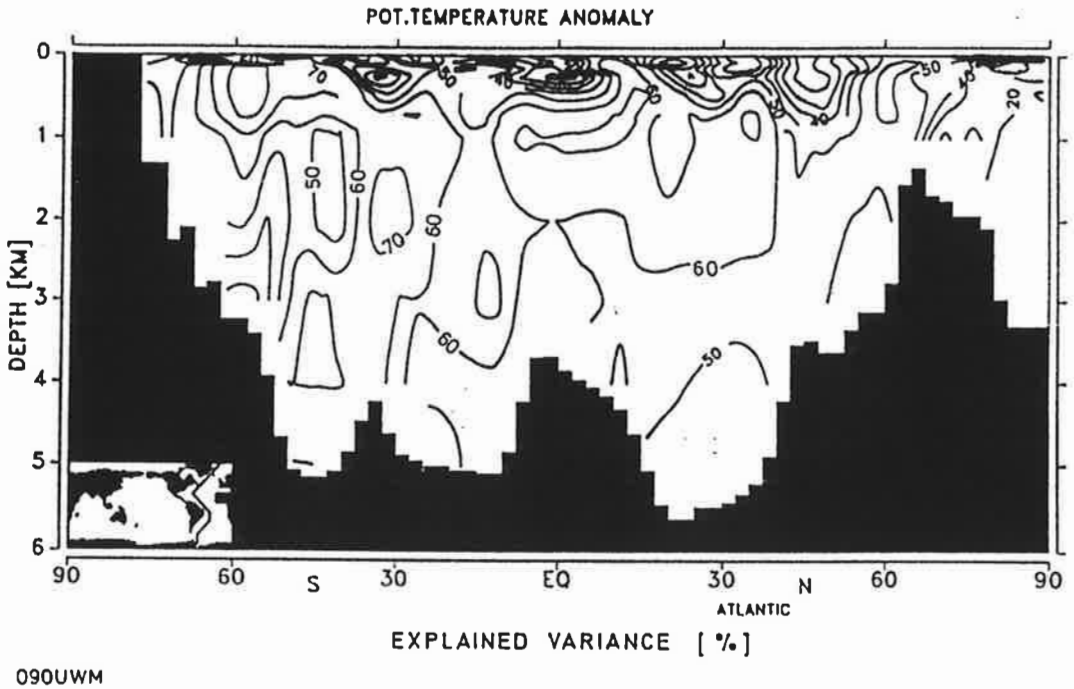
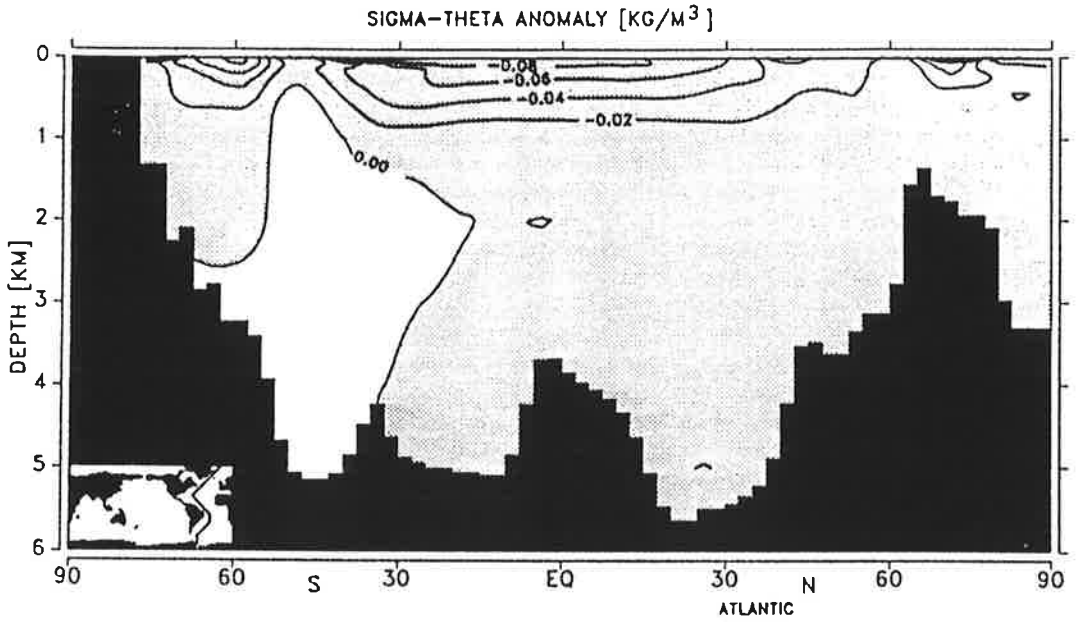
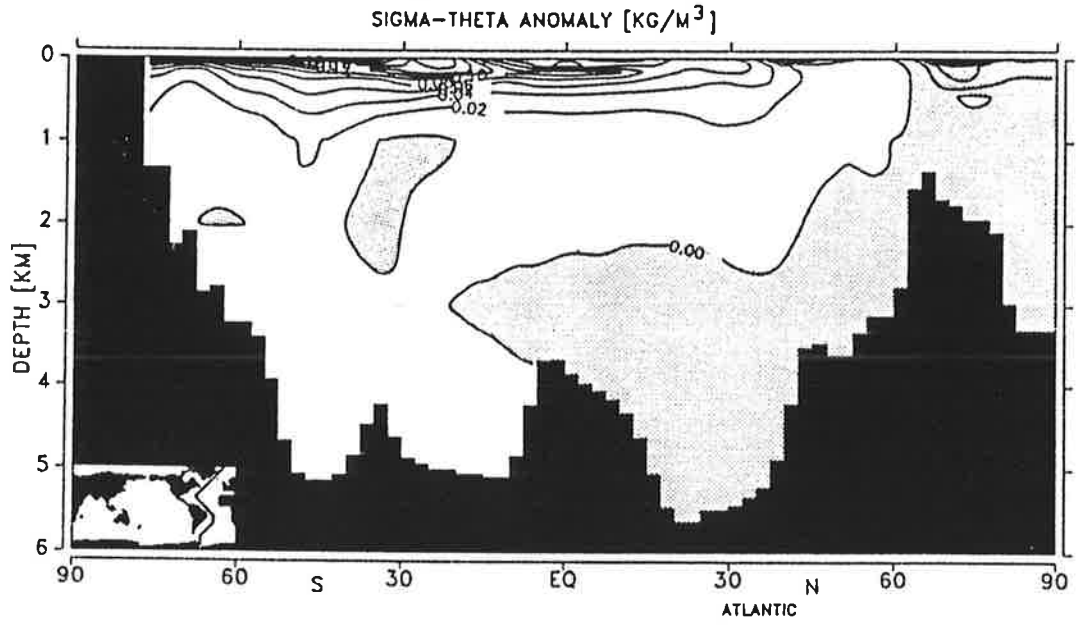


Abb. 5.4 (Fortsetzung)



090UWM



090UWM

Abb. 5.5

Assoziierte Muster $\mathcal{A}^I$ und $\mathcal{A}^R$ sowie erklärte Varianz der potentiellen Dichte auf einem Schnitt durch den Westatlantik.

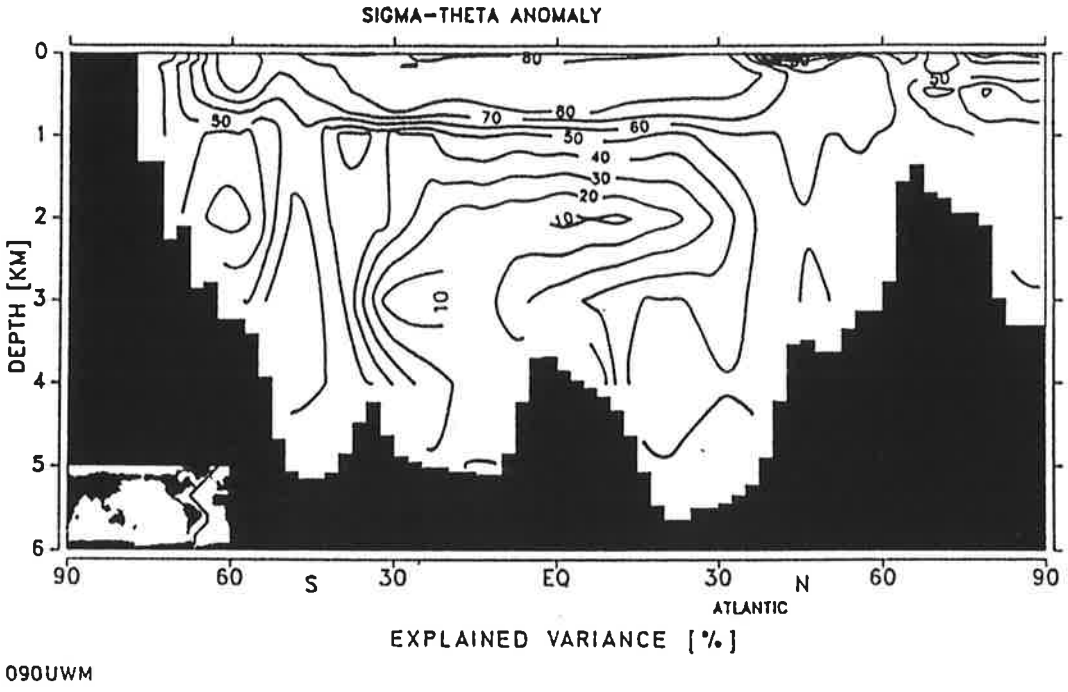
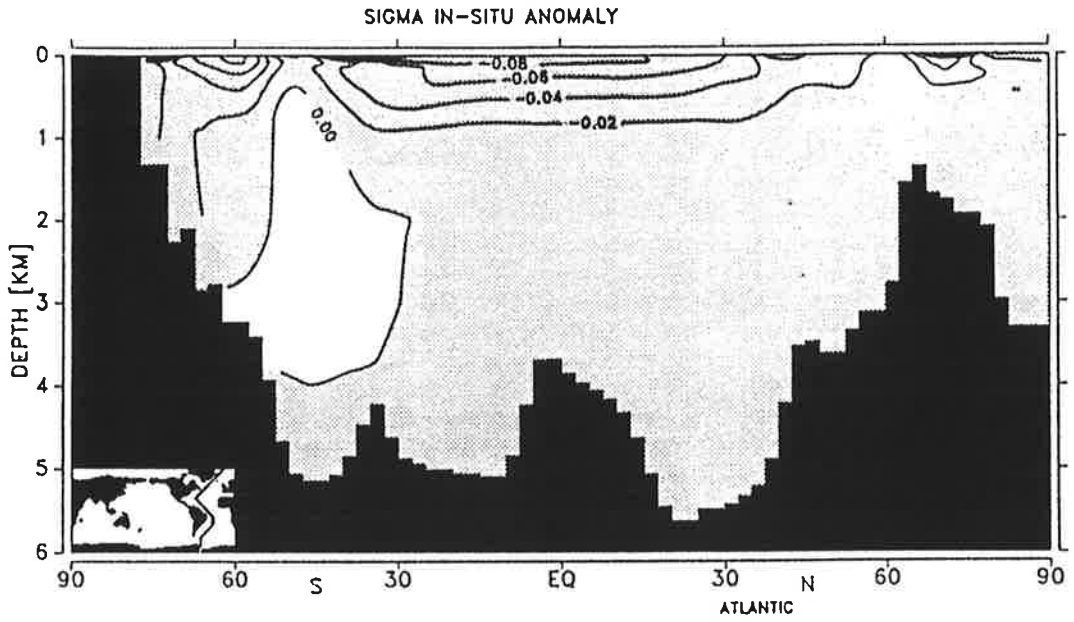


Abb. 5.5 (Fortsetzung)

ist.

Die Anomalien von potentieller Temperatur und Salzgehalt im tiefen Atlantik haben das gleiche Vorzeichen, so daß sie sich - zumindest teilweise - kompensieren. Dieses wird auch in den assoziierten Mustern der potentiellen Dichte auf dem schon beschriebenen Schnitt durch den Atlantik deutlich, wie man in Abbildung 5.5 sieht. Im tiefen Atlantik zwischen 30°N und 30°S sind die Amplituden der Muster und die durch sie erklärbare Varianz sehr, gering verglichen mit der Stärke der Muster in Temperatur und Salzgehalt. An der Oberfläche ist die Dichte durch die Änderungen im Salzgehalt bestimmt, was auf die starke Dämpfung von Temperaturanomalien durch die Formulierung der oberen Randbedingung zurückzuführen ist. Zumindest im Muster $\mathcal{A}^R$ scheinen die Änderungen der potentiellen Dichte durch Änderungen des Salzgehalts bestimmt zu werden. Die Temperaturanomalien im antarktischen Zirkumpolarstrom führen zu starken Anomalien der potentiellen Dichte, insbesondere im Muster $\mathcal{A}^R$. Im tiefen Ozean ist die erklärte Varianz in polaren Gebieten mit Werten bis zu 65% deutlich höher als im tiefen tropischen Atlantik.

Die für die Zirkulation eher bedeutsamen Anomalien der in-situ Dichte zeigt Abbildung 5.6. An der Oberfläche unterscheidet sie sich natürlich kaum von den Anomalien der potentiellen Dichte, im tiefen Atlantik sieht man aber deutliche Unterschiede. Erst einmal sind die Anomalien deutlich stärker, außerdem sieht man z.B. in den Mustern $\mathcal{A}^R$ für beide Größen im tiefen Atlantik auf der Nordhemisphäre sogar eine Umkehrung der Vorzeichen. Die Dichteanomalien werden dominiert vom Temperaturverlauf, bei großem Druck ist die Temperaturabhängigkeit der Dichte größer als unter Atmosphärendruck. Größte Anomalien sind - neben der von den Salzgehaltsanomalien dominierten Oberflächenwerten - im Bereich des antarktischen Zirkumpolarstromes und des in den Atlantik strömenden antarktischen Bodenwassers zu sehen. Hier ist auch die erklärte Varianz mit Werten über 50% am höchsten. Im Bereich des nordatlantischen Tiefenwassers sind die Anomalien recht klein und erklären auch nur einen relativ geringen Anteil der auftretenden Variabilität.



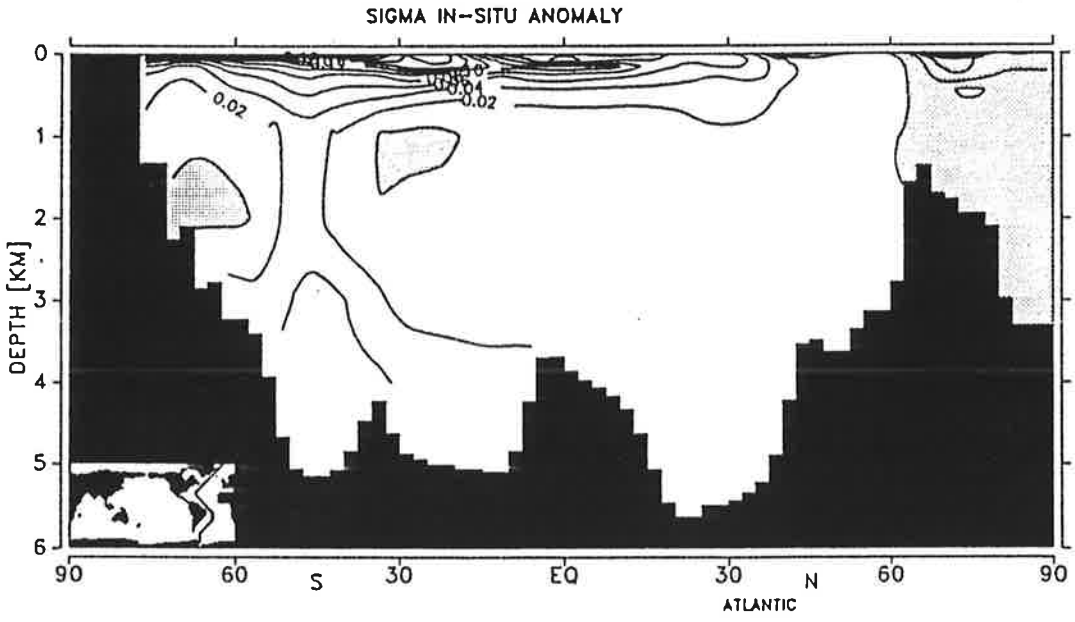


Abb.5.6

Assoziierte Muster $\mathcal{A}^I$ und $\mathcal{A}^R$ sowie erklärte Varianz der in-situ Dichte auf einem Schnitt durch den Westatlantik.

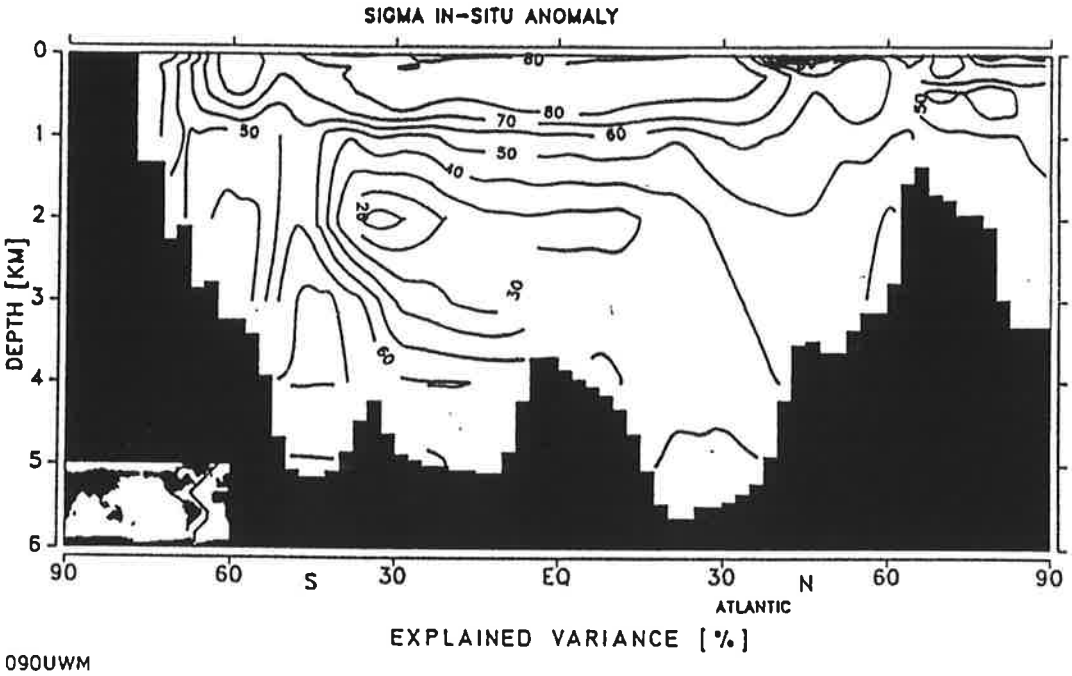
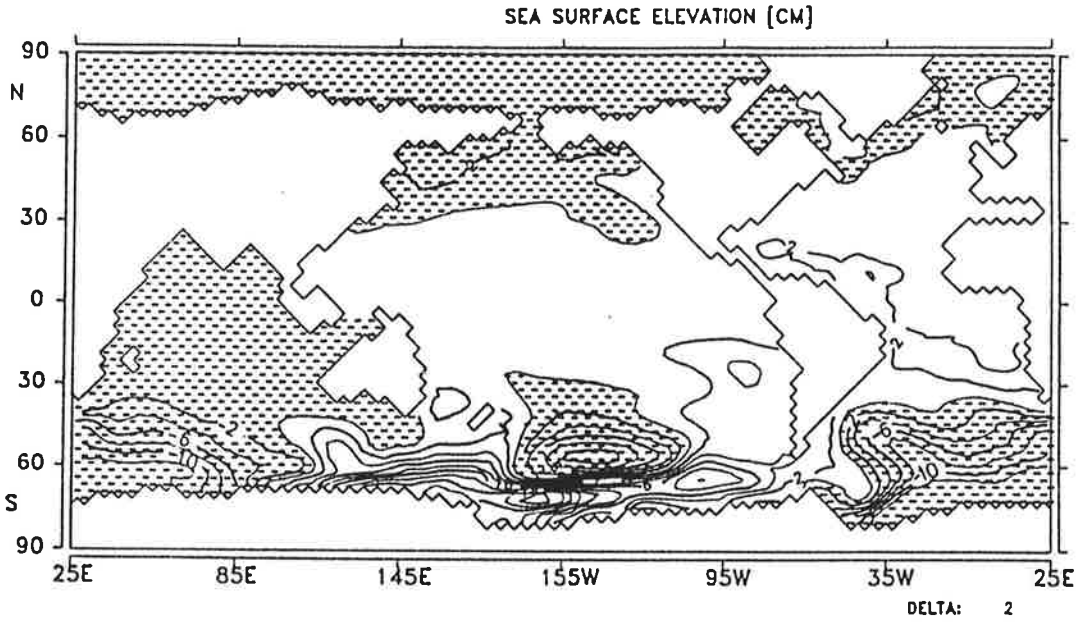


Abb. 5.6 (Fortsetzung)

Das Muster $\mathcal{A}^R$, das mit einem sehr schwachen Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser in den südlichen Ozean verbunden ist, zeigt einen starken Süd-Nord Gradienten der Dichteanomalien, was einen relativ starken Einstrom von antarktischem Bodenwasser in den Atlantik begünstigt. Im Falle des Muster $-\mathcal{A}^R$ hat natürlich auch dieser Gradient ein umgekehrtes Vorzeichen, was zu einem nahezu verschwindenden Einstrom von antarktischem Bodenwasser und einem sehr starken Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser führt.

Die assoziierten Korrelationsmuster im Wasserstand (dargestellt in Abbildung 5.7) zeigt im Muster $\mathcal{A}^I$ eine starke negative Anomalie im Bereich des Weddellmeers und einen starken Dipol im Bereich der Ross-See mit positivem Vorzeichen an der Küste. Dieses entspricht einer Nordwärtsverlagerung des antarktischen Zirkumpolarstromes und sehr leichtem Oberflächenwasser an der Küste. Das Muster $\mathcal{A}^R$ zeigt eine starke negative Anomalie entlang der gesamten Küste des antarktischen Kontinents. Dieses entspricht einem sehr starken Transport des Zirkumpolarstromes und einem relativ starken Süd-Nord-Dichtegradienten. Da die gesamte Wassermenge konstant ist - abgesehen vom stochastischen Antrieb - muß der Wasserstand in den nördlichen Ozeanen eine positive Anomalie zeigen. Die erklärte Varianz ist in der Arktis mit über 70% am höchsten, was mit bloßem Mitschwingen erklärt werden kann. Dieses ist auch die Erklärung für die mit Werten um 50% relativ hohe erklärte Varianz im Bereich des Pazifiks. Erklärte Varianzen um 70% werden auch in Südatlantik und Südindik erreicht, wo Tiefenwasserproduktion und Oberflächendichten am stärksten beeinflußt werden.



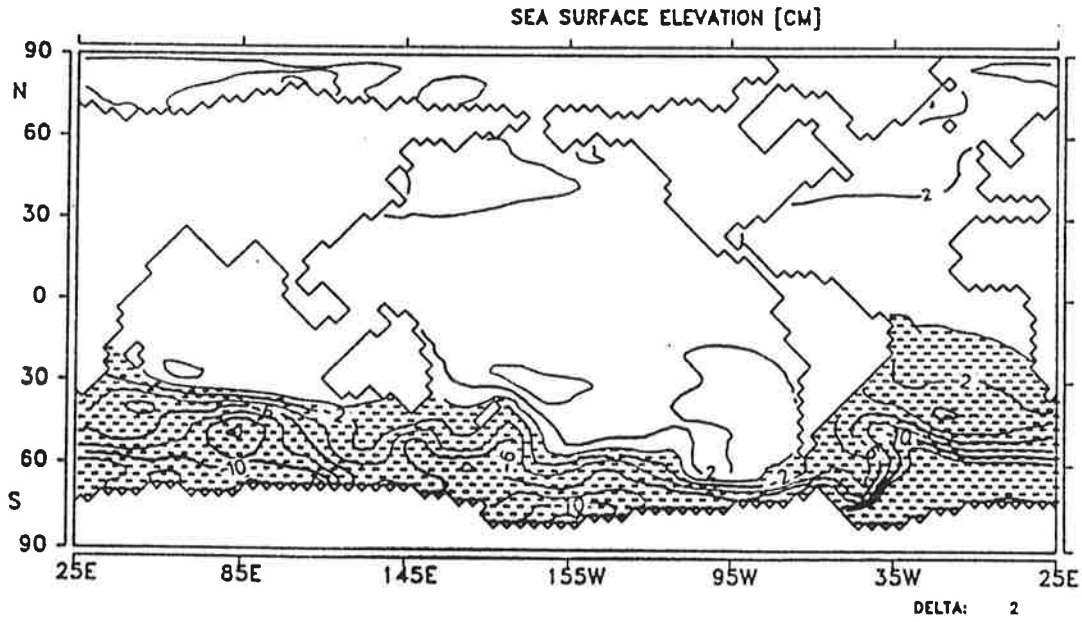


Abb. 5.7
Assoziierte Muster $\mathcal{A}^I$ und $\mathcal{A}^R$ sowie erklärte Varianz der Auslenkung der Meeresoberfläche.

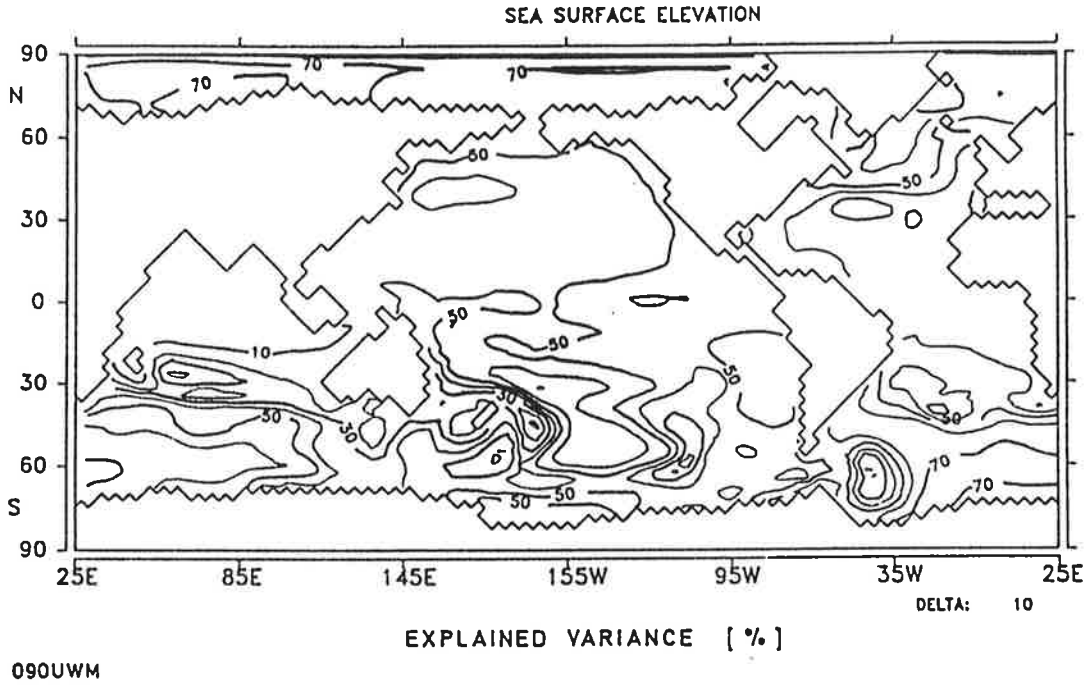


Abb. 5.7 (Fortsetzung)

6. Diskussion

6.1 Interpretation

Aus dem bisher Gezeigten ist deutlich geworden, daß es sich um eine Eigenschwingung des Ozeans handelt, die durch die stochastische Forcierung angeregt worden ist. Der Begriff "Eigenschwingung" ist hierbei nicht im Sinne der klassischen linearen Wellendynamik mit der Grundannahme eines Ozeans ohne mittlere Strömungen zu verstehen.

Bei dem hier auftretenden Eigenmode handelt es sich um Anomalien von der Form eines Dipols, die mit der mittleren thermohalinen Zirkulation des Atlantiks advektiert werden. Die Zeitskala für die Schwingung wird durch die "flushing time" des Atlantiks bestimmt, die sich aus dem Volumen und den Austauschraten mit dem südlichen Ozean bei 30°S mit ungefähr 400 Jahren abschätzen läßt. Dieses stimmt näherungsweise mit der gefundenen Schwingungsperiode von 330 Jahren überein, zumal die Anomalie in der Tiefe vorzugsweise im westlichen Randstrom transportiert wird, der deutlich höhere Advektionsgeschwindigkeiten aufweist, als z.B. im tiefen Ostatlantik vorkommen (Stommel und Arons 1960).

Der obere Teil des Dipols bewegt sich mit dem Oberflächenwasser nach Norden, der untere bewegt sich mit dem ausströmenden nordatlantischen Tiefenwasser nach Süden. Im Bereich des südlichen Ozeans erfährt die Anomalie durch die Unterbindung der Bildung von antarktischem Bodenwasser eine kräftige Verstärkung. Dieser Mechanismus läuft folgendermaßen ab: In polaren Gebieten überwiegen Niederschlag und Kontinentalabfluß über die Verdunstung, d.h. der Salzgehalt eines Wasserteilchens wird um so niedriger, je länger es diesem positiven Frischwasserfluß ausgesetzt ist. Die typische Situation am Beginn eines Winters in Gebieten, in denen überhaupt Tiefenwasserproduktion auftreten kann, ist die Existenz einer relativ frischen und kalten Wasserschicht an der Oberfläche über relativ warmem, salzreichem Zwischenwasser. Darunter befindet sich das deutlich schwerere Tiefenwasser. Die Oberflächenschicht wird im Verlauf des

Winters immer mehr abgekühlt, bis der Gefrierpunkt erreicht wird und die Bildung von Meereis einsetzt, was anfänglich eine Erhöhung des Salzgehaltes des Oberflächenwassers durch Ausfrieren bewirkt, aber ab einer Eisdicke von über einem Meter (Maykut 1978) zu einer Isolierung von der Atmosphäre führt und damit die weitere Eisbildung stark reduziert. Wenn die anfängliche Schichtung schwach genug ist, wird dieser Endzustand nicht erreicht, sondern das relativ warme, salzreiche Zwischenwasser vermischt sich mit dem Oberflächenwasser. Dieses jetzt deutlich salzigere Wasser wird von der Atmosphäre weiter abgekühlt, wobei es eine Dichte erreicht, die Tiefenkonvektion erlaubt. Das Vorhandensein einer hinreichend kräftigen negativen Salzgehaltsanomalie an der Oberfläche in diesem Gebiet reduziert den Salzgehalt des Oberflächenwassers so stark, daß auch durch Abkühlung auf den Gefrierpunkt und die anfängliche Bildung von Meereis nicht die zur Vermischung mit dem warmen, salzreichen Zwischenwasser erforderlichen Dichten erreicht werden können, wodurch dann auch die Bildung von Tiefenwasser zu einem späteren Zeitpunkt ausgeschlossen ist. Das Ausbleiben der üblichen Vermischung mit dem Zwischenwasser und die größere Aufnahme des positiven Frischwasserflusses aus der Atmosphäre durch längere Verweilzeiten an der Oberfläche führen zu einer deutlichen Verstärkung der negativen Salzgehaltsanomalie, was dann im nächsten Winter die Tiefenwasserbildung noch schwieriger macht, und so zu einer permanenten Verstärkung der Anomalie führt. Die Faktoren, die diesen Verstärkungsmechanismus limitieren, sind horizontale und vertikale Diffusion und Advektion, wobei die horizontale Advektion der stärkste dieser Mechanismen ist.

Dieser Mechanismus der Unterbindung der Vermischung von Oberflächen- und Zwischenwasser wurde auch bei der bereits erwähnten in den siebziger Jahren im Nordatlantik aufgetretenen "Großen Salzgehaltsanomalie" (Dickson et al. 1988) beobachtet. Begleiterscheinungen dieses Mechanismus sind deutlich geringere Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre samt geringeren Oberflächentemperaturen und stärkere Meereisbedeckung, was sich auch in Beobachtungsdaten zeigte.

Um aber den positiven Rückkopplungsmechanismus auslösen zu können, benötigt die Salzgehaltsanomalie eine gewisse Stärke; unterhalb der dafür erforderlichen Schwelle kann dieser Verstärkungsmechanismus nicht greifen, und die Anomalie wird weggemischt.

Dieser Mechanismus ist der wesentliche Grund für die in den schon zitierten Experimenten von Bryan (1986) und Marotzke (1990) aufgetretenen Schwierigkeiten, das ursprüngliche Modellklima nach dem Umschalten auf gemischte Randbedingungen zu halten. Auch in den ebenfalls erwähnten Experimenten zur Entstehung der jüngeren Dryas Eiszeit von Maier-Reimer und Mikolajewicz (1989) war dieses der Hauptgrund für die große Sensitivität der Atlantikzirkulation gegenüber zusätzlicher Frischwasserzufuhr im Produktionsgebiet von nordatlantischem Tiefenwasser.

Das Schwingungsverhalten des Dipols ähnelt der Rotation eines Rades mit einer Unwucht. Wenn die Produktion von nordatlantischem Tiefenwasser stark und die von antarktischem Bodenwasser schwach ist, ist auch der Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser in den südlichen Ozean stark und mithin die Ausbreitungsgeschwindigkeit der (zu diesem Zeitpunkt im Nordatlantik positiven) Anomalie im tiefen Ozean gen Süden relativ hoch. Gleichzeitig breitet sich der (negative) Pol im Oberflächenwasser vom südlichen Ozean relativ schnell nach Norden aus. Zu Zeiten starker Produktion von antarktischem Bodenwasser dagegen ist der Ausstrom von nordatlantischem Tiefenwasser schwach und damit auch die Advektion des Dipols mit der mittleren Strömung relativ langsam.

Dieses nichtlineare Verhalten des Oszillators läßt sich mit dem grundsätzlich linearen POP-Ansatz naturgemäß nicht optimal erfassen. Trotzdem läßt sich aus den Zeitreihen der komplexen POP-Koeffizienten dieses nichtlineare Verhalten ablesen. In Abbildung 4.6 sieht man, daß die Steigung der Phasenentwicklung immer zwischen 0 und 90° ein Minimum hat, d.h. daß die Winkelgeschwindigkeit dann ein Minimum erreicht. Dieser Phasenwinkel entspricht ungefähr dem Zeitpunkt des Maximums der negativen

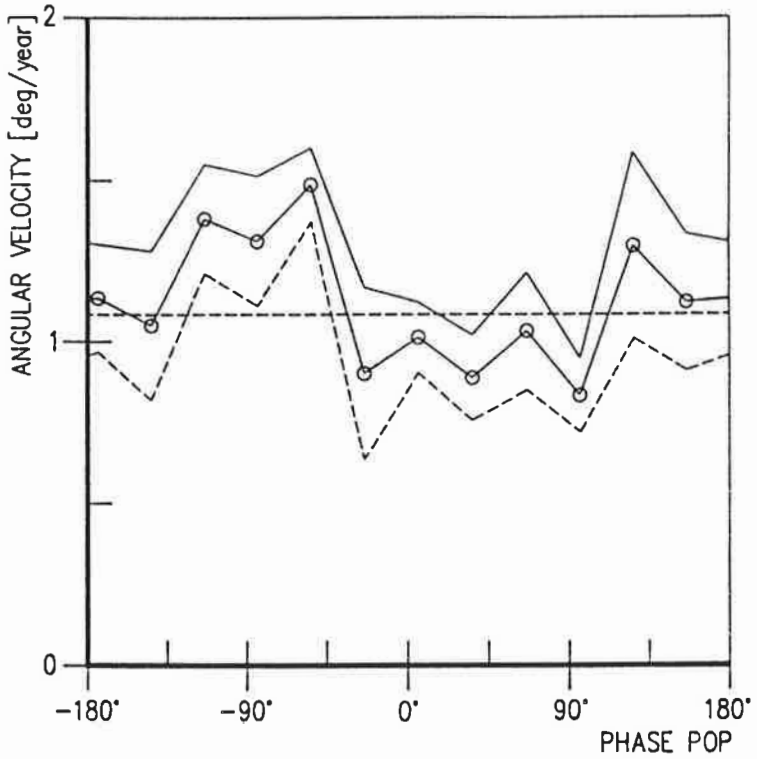


Abb. 6.1

Phasengeschwindigkeit der POPs in Abhängigkeit von der Phase. Die Daten wurden über 20 Jahre gemittelt. Es wurden nur Werte benutzt mit einer Amplitude von über 0,15.

Salzgehaltsanomalie im tiefen Atlantik.

Abbildung 6.1 zeigt die Abhängigkeit der Zeitableitung des Phasenwinkels von der Phase selbst. Es wurden nur die Zeitpunkte benutzt, in denen die Amplitude größer als 0,15 war. Man sieht deutlich, daß die Winkelgeschwindigkeit bei einem Phasenwinkel zwischen -30 und 90° deutlich erniedrigt ist. Dieser Phasenbereich entspricht dem Zeitraum starker Produktion von antarktischem Bodenwasser. Bei einem Phasenwinkel, der eine halbe Periode entfernt ist, erreicht die Kurve ihr Maximum. Diese Ergebnisse müssen aber aufgrund der durch die geringe Anzahl der simulierten Schwingungen naturgemäß nur geringen Signifikanz mit Vorsicht betrachtet werden und können nur als zusätzliche Hinweise auf die Unwucht betrachtet werden.

Für die Ableitung des Phasenwinkels φ nach der Zeit ergibt sich dabei ungefähr folgende Beziehung (wobei die Koeffizienten aus Abbildung 6.1 geschätzt wurden):

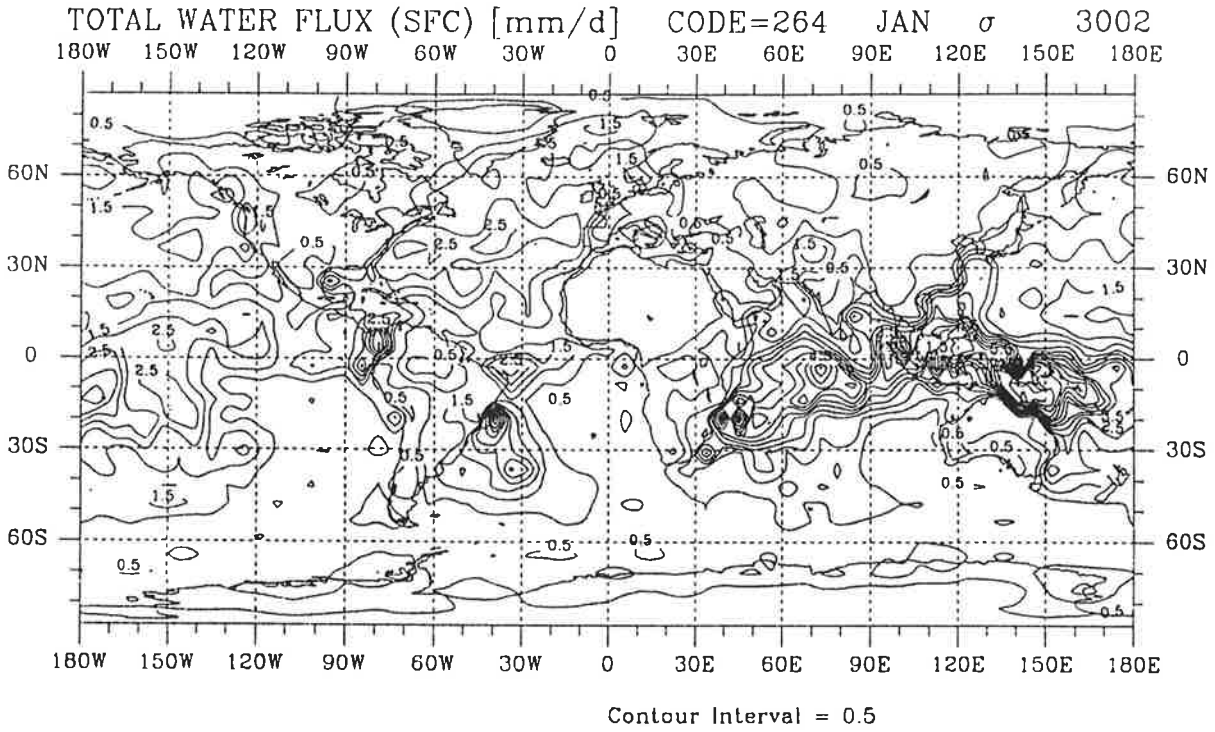
$$\dot{\varphi} = \Phi_o \sin\left(\varphi + \frac{\pi}{4} \right) + \frac{\pi}{165y} \quad .$$

Durch nochmalige Ableitung nach der Zeit erhält man

$$\ddot{\varphi} = \Phi_o \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{4} \right) \quad .$$

Dieselben Differentialgleichungen gelten auch für die Rotation eines Rades mit einer Unwucht.

Eine wesentliche Vereinfachung dieses Experimentes stellt die Vernachlässigung der Rückkopplung mit der Atmosphäre dar. Insbesondere bei der Stärke der Anomalien des Wärmeaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre in der Südhalbkugel muß in Wirklichkeit mit starken Anomalien sowohl in den Windschubspannungen als auch in den Lufttemperaturen gerechnet werden. Es muß davon ausgegangen werden, daß diese fehlende Rückkopplung zu einer Überschätzung der Amplitude des Signals in dieser



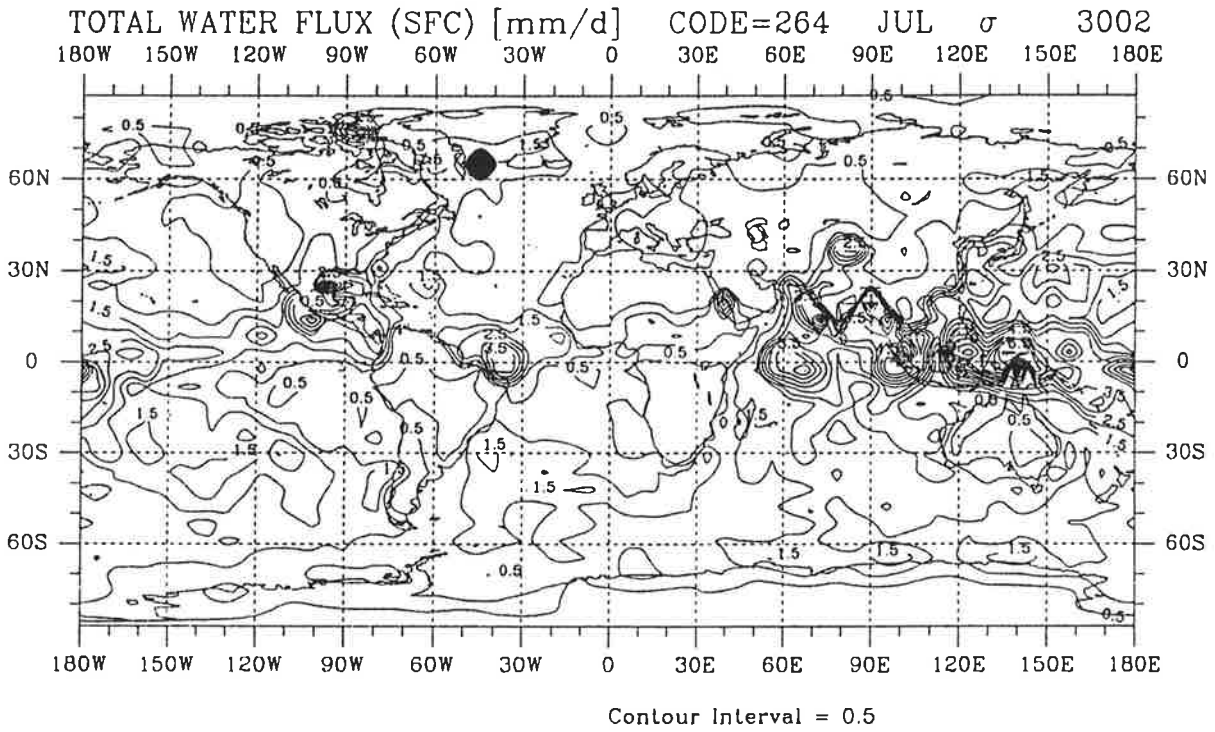


Abb. 6.2

Standardabweichung der Monatsmittel des Frischwasserflusses aus dem ECHAM1-T21 Modell des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg für Januar (oben) und Juli (unten). (König 1990)

Größe führt, da zu erwarten ist, daß die Atmosphäre mit kälteren, winterlichen Lufttemperaturen auf die fehlenden starken ozeanischen Wärmeflüsse reagiert, und damit zumindest teilweise eine stärkere Wärmeabgabe des Ozeans erzwingt. Wie stark aber dieser Rückkopplungsmechanismus ist, läßt sich aus diesem Experiment nicht abschätzen.

Der einzig mögliche Ausweg, Simulationen mit gekoppelten ozeanischen und atmosphärischen Zirkulationsmodellen, ist wegen des benötigten Rechenzeitaufwandes zur Zeit nicht gangbar. Eine mögliche Perspektive könnte die Technik der asynchronen Kopplung (Sausen 1988) bieten, bisher gibt es aber noch keine funktionierenden Beispiele dieser Kopplungstechnik.

6.2 Sensitivitätsexperimente

6.2.1 Sensitivität gegenüber Amplitude des Rauschens

Zur Beurteilung der Relevanz des gefundenen Eigenmodes ist die Frage von großem Interesse, wie sich die angenommene Amplitude der stochastischen Anfachung zu der beobachteten Variabilität verhält. Da globale Daten über die Variabilität des Nettofrischwasserflusses nicht zur Verfügung stehen, läßt sich diese nur mit der Variabilität in einem atmosphärischen Zirkulationsmodell vergleichen. Aus einem 20-Jahres-Experiment mit dem ECHAM T21 Modell, in dem als untere Randbedingung die beobachteten Meeresoberflächentemperaturen der Jahre 1970 bis 1989 verwendet wurden, hat König (1990, persönliche Mitteilung) die Standardabweichung der Monatsmittel von Niederschlag minus Verdunstung errechnet. Die Ergebnisse für die Monate Januar und Juli sind in Abbildung 6.2 zu sehen. Bedingt durch die starken Niederschläge hat diese Größe ein Maximum in der innertropischen Konvergenzzone von typischerweise 150 mm/Monat, während in den für das hier behandelte Phänomen mehr relevanten Extratropen Werte zwischen 15 und 40 mm/Monat erreicht werden. Die für das stochastisch

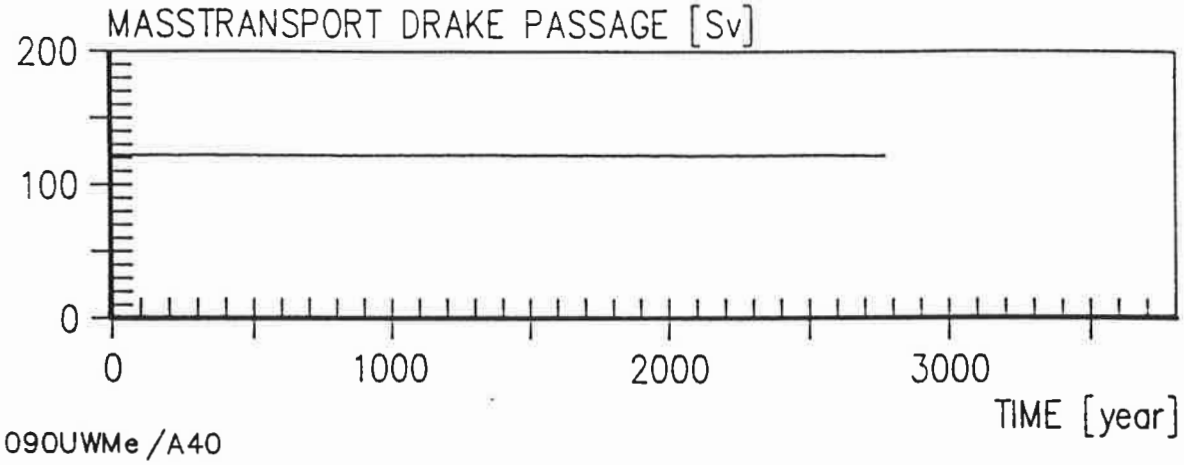


Abb. 6.3
Zeitserie des Massentransports des antarktischen Zirkumpolarstroms aus dem Experiment A/3 mit verringerter Amplitude des Rauschens in den Frischwasserflüssen. Vergleiche mit Abb. 3.15.

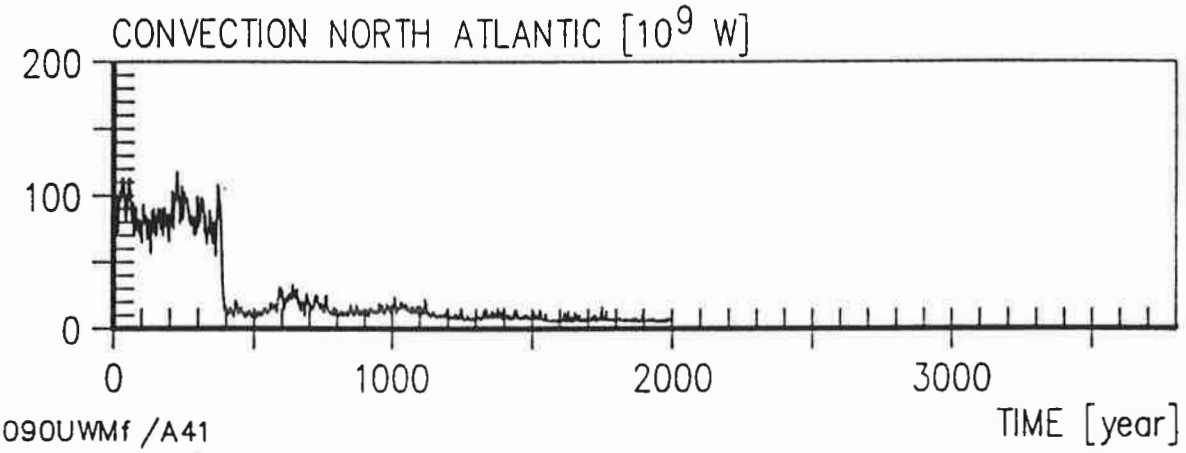


Abb. 6.4
Zeitserie der Tiefenwasserbildung in Nordatlantik und Arktik in Experiment Ax3 mit verdreifachter Amplitude des Rauschens im Frischwasserfluß.

angetriebene Experiment gewählte Amplitude des Antriebs von global etwa 15 mm/Monat scheint also eher eine untere Abschätzung der natürlichen Variabilität zu sein.

Zur Abschätzung der möglichen Relevanz dieses Eigenmodes der Ozeanzirkulation gehört die Frage, wie sensibel die Anregung dieses Modes gegenüber der Amplitude des Rauschens im vorgeschriebenen Frischwasserfluß ist. Zu diesem Zweck wurden zwei weitere Experimente (A/3, Ax3) durchgeführt. Der einzige Unterschied dieser Experimente gegenüber dem bisher beschriebenen Experiment (STO) ist die Amplitude des Rauschens.

Im ersten Experiment A/3 wurde die Amplitude des Rauschens auf ein Drittel des Experiments STO reduziert. Die global gemittelte Standardabweichung des Rauschens im Nettofrischwasserfluß beträgt jetzt 5mm/Monat. Abbildung 6.3 zeigt die Zeitreihe des Massentransportes im antarktischen Zirkumpolarstrom für dieses Experiment. Die Schwingungen, die sich im Experiment STO in dieser Größe zeigten, sind hier nicht mehr sichtbar. Die Erklärung liegt darin, daß durch die geringere Rauschamplitude die erzeugten Salzgehaltsanomalien in der obersten Schicht so klein sind, daß sie den Schwellenwert, der den Verstärkungsmechanismus durch das Unterbinden der lokalen Tiefenwasserbildung ermöglicht, nie überschreiten.

Im zweiten Sensitivitätsexperiment Ax3 wurde die Standardabweichung des Rauschens mit 48 mm/Monat auf den dreifachen Wert des Experiments STO angesetzt. In diesem Experiment konnte das Modellklima nicht gehalten werden, die thermohaline Zirkulation des Atlantiks brach zusammen, wie in der in Abbildung 6.4 gezeigten Zeitreihe der konvektiven Energie des Nordatlantiks deutlich zu sehen ist. Ungefähr im Jahr 400 des Experiments wird die Tiefenwasserproduktion im Nordatlantik völlig unterbunden. Die Erklärung dafür ist eine durch die stochastische Anfachung erzeugte starke negative Salzgehaltsanomalie, die die Tiefenwasserbildung unterbindet. Dadurch wird der schon für den südlichen Ozean beschriebene

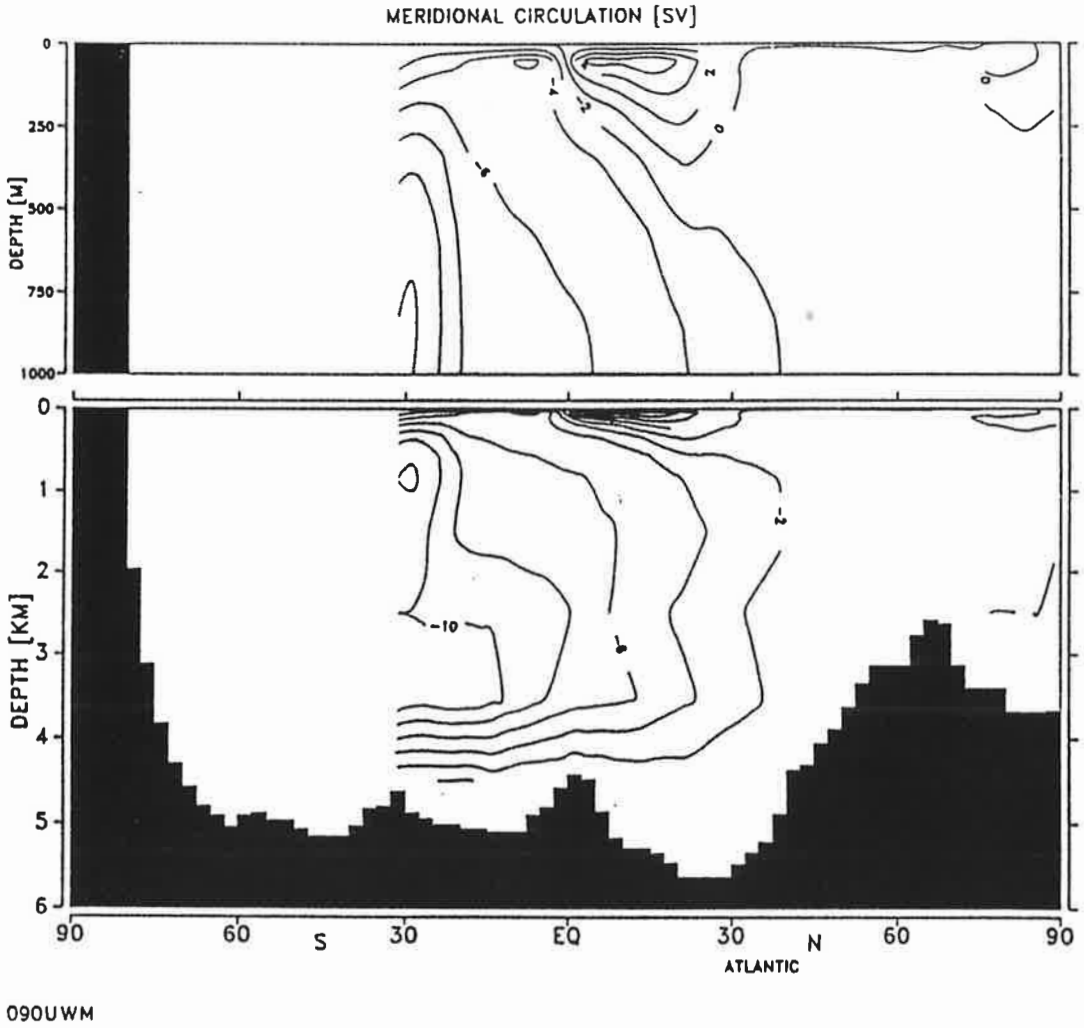


Abb. 6.5
Meridionale Stromfunktion des Atlantiks am Ende von Experiment Ax3. Vergleiche mit Abb. 3.5.

Verstärkungsmechanismus initiiert. Die thermohaline Zirkulation des Atlantiks erholt sich aber nie wieder von diesem Schock, und der Atlantik springt in den anderen, glazialen Mode der Atlantikzirkulation über. Die geringe Stabilität der Atlantikzirkulation gegenüber zusätzlicher Zufuhr von Frischwasser gerade im Gebiet der Mündung des St. Lorenz Stromes ist von Maier-Reimer und Mikolajewicz (1989) ja schon demonstriert worden. Aufgrund dieser Klimadrift und der stark geänderten atlantischen Tiefenzirkulation (s. Abb. 6.5) würde eine weitere Auswertung dieses Experiments über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

6.2.2 Abhängigkeit von der Formulierung der Zustandsgleichung

Um zu untersuchen, inwieweit der gefundene Eigenmode von verschiedenen Formulierungen der Zustandsgleichung abhängt, wurden zwei weitere Sensitivitätsexperimente durchgeführt. In diesen Experimenten wurde die Flüssigkeit als inkompressibel angenommen, d.h., daß die aktuelle und die potentiellen Temperaturen und Dichten identisch sind.

In Experiment DLIN wurde eine lineare Zustandsgleichung verwendet, die einer Linearisierung der vollen Zustandsgleichung um 3°C und 35°/oo entspricht:

$$\rho_{lin} = \left(1027{,}885 + 0{,}8 \frac{(S - 35^{\circ}/_{oo})}{^{\circ}/_{oo}} - 0{,}09 \frac{(T - 3^{\circ}C)}{^{\circ}C} \right) \frac{kg}{m^3} \quad .$$

Als Anfangszustand wurde das Jahr 1000 des Basisexperiments STO gewählt, da zu diesem Zeitpunkt der Eigenmode eine große Amplitude hatte. In Abbildung 6.6 wird die Zeitreihe des Massentransports des antarktischen Zirkumpolarstromes gezeigt. Nach einem sehr heftigen Schock, der durch die starken Störungen des Gleichgewichts im tiefen Atlantik hervorgerufen wird, was auf eine durch schlagartige Änderung der Zustandsgleichung erzeugte statische Instabilität im tiefen Atlantik und daraus resultierende schlagartige Umkehr von horizontalen Dichte- und

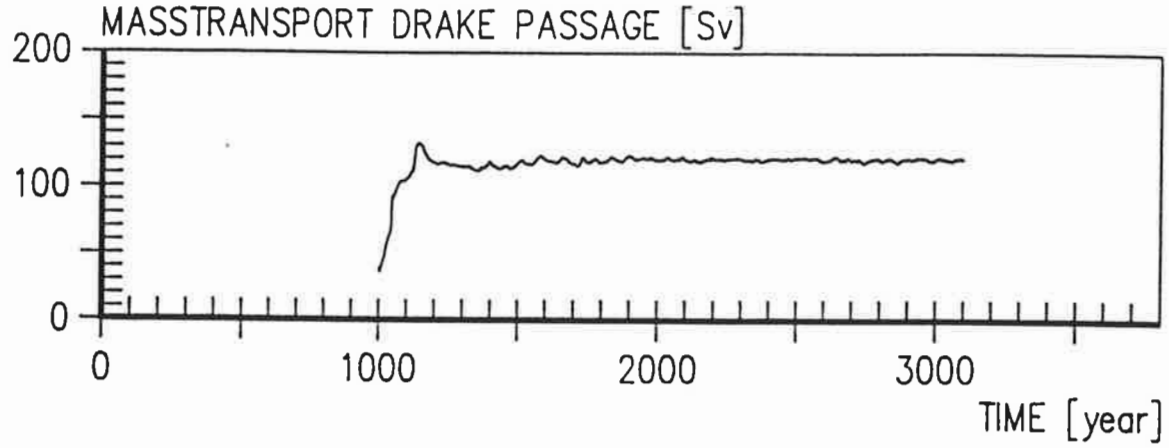


Abb. 6.6
Zeitserie des Massentransports des antarktischen Zirkumpolarstroms im Experiment DLIN mit linearisierter Zustandsgleichung. (Vgl. mit Abb. 3.15)

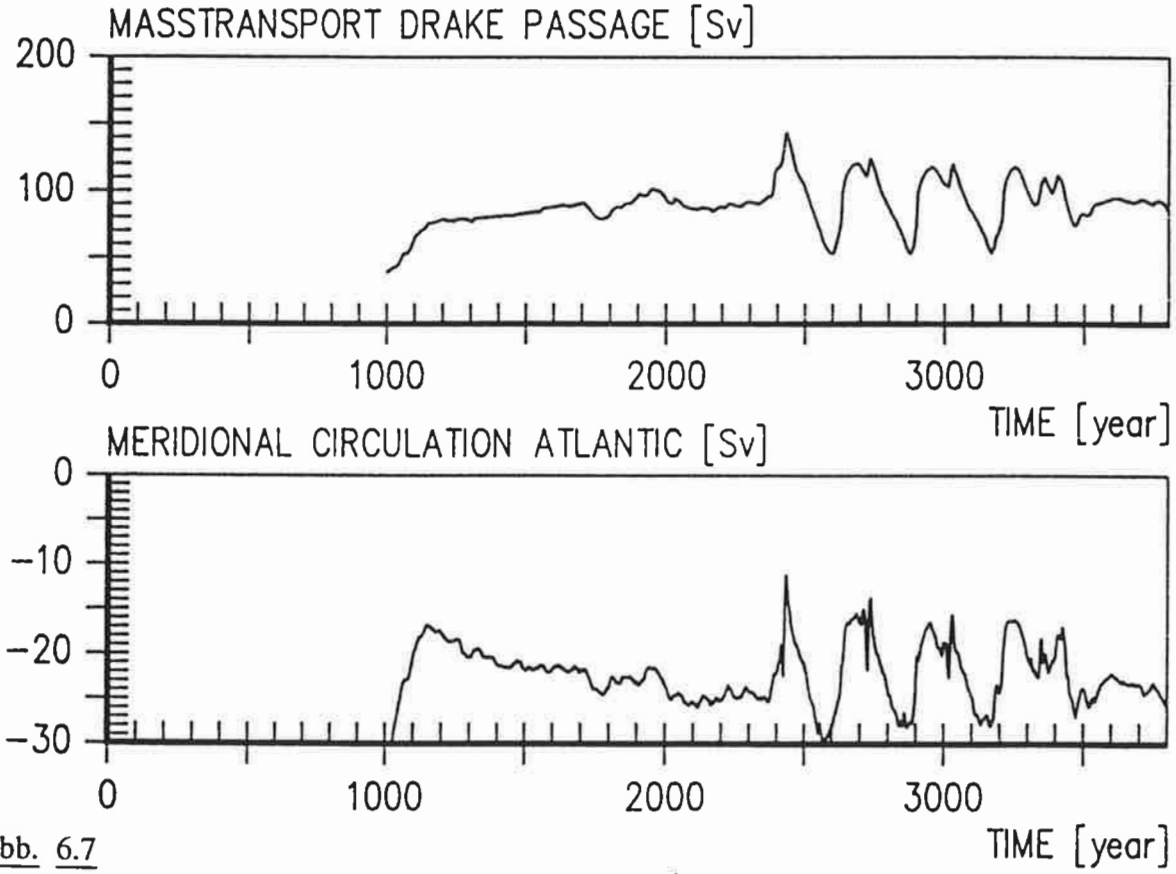


Abb. 6.7
Zeitserie des Massentransports des antarktischen Zirkumpolarstroms und der meridionalen Stromfunktion des Atlantiks in 1500m Tiefe bei 30°S im Experiment DPOT mit Inkompressibilität in der Zustandsgleichung. (Vgl. mit Abb. 3.15)

Druckgradienten zurückzuführen ist, wird schon nach wenigen Jahrhunderten einer neuer Gleichgewichtszustand erreicht. Starke Oszillationen um den neuen Mittelwert sind in diesem Experiment nicht mehr erkennbar, d.h. der gefundene Eigenmode wird nicht angeregt.

In einem weiteren Experiment DPOT wurde statt der linearen Dichte die volle Zustandsgleichung benutzt, es wurde aber auch hier Inkompressibilität angenommen, sodaß in diesem Experiment die aktuelle Dichte der potentiellen entspricht. Es wird also untersucht, inwieweit die Kompressibilität des Meerwassers für die Existenz des gefundenen Modes entscheidend ist. Dieser Kompressibilitätseffekt ist ja essentiell für den von Müller und Willebrand (1985) vorgeschlagenen T-S-Schwingungsmode. Die Zeitreihe des Massentransports des antarktischen Zirkumpolarstromes zeigt Abbildung 6.7. Nach kräftigen Einschwingvorgängen sieht man in den Jahren 2400 bis 3200 eine deutliche Oszillation, aber mit einer etwas kürzeren Periode. Letzteres kann auf die - bedingt durch die in diesem Experiment geänderte Zustandsgleichung und das dadurch andere Dichteverhältnis von nordatlantischem Tiefenwasser und antarktischem Bodenwasser bei hohem Druck - kräftigere Meridionalzirkulation des Atlantiks, wobei jetzt ein mittlerer Ausstrom in den südlichen Ozean von 21 Sverdrup gegenüber 17 Sv im Basisexperiment auftritt, erklärt werden. Die dabei auftretenden Amplituden sind denen des Basisexperimentes STO ähnlich. Es kann sich bei dem hier auftretenden Eigenmode also nicht um den T-S-Mode von Müller und Willebrand handeln, die Nichtlinearität der Zustandsgleichung spielt aber eine wichtige Rolle bei diesem Mode.

6.3 Vergleich mit Beobachtungsdaten

Eine Frage von Interesse ist sicherlich, ob der im Modell gefundene Eigenmode des Ozeans auch in Wirklichkeit auftritt. Hierbei stellt sich das Problem, daß es nur sehr wenige hochauflösende, lange Zeitserien gibt. Bei den vorhandenen Daten handelt es sich meist um Proxydaten, die

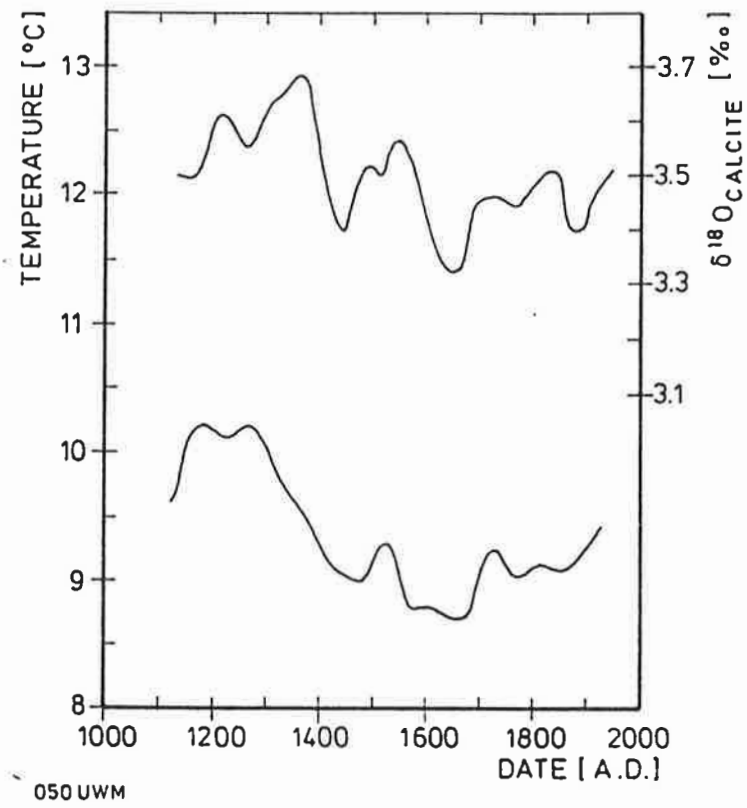


Abb. 6.8

Zeitserien von Oberflächentemperaturen: oben Temperaturen aus Neuseeland (abgeleitet aus Kalkablagerungen in Höhlen), unten historische Daten aus Zentralengland. Beide Kurven zeigen 50 Jahresmittel. (nach Lamb 1977).

in Zusammenhang mit atmosphärischen Größen stehen. Proxydaten aus dem Ozean (Sedimentkerne) zeigen in der Regel eine zu geringe zeitliche Auflösung. Neben der Unsicherheit in der Transferfunktion treten bei Proxydaten häufig auch noch Schwierigkeiten mit der exakten Datierbarkeit auf. Lamb (1977) gibt einen Überblick über bekannte längere Zeitreihen. Als Beispiel sind in Figur 6.8 zwei Temperaturkurven aus Neuseeland und England dargestellt. Beide Kurven zeigen eine kräftige Variabilität mit einem typischen Variationsbereich von 1,5 °C.

Fisher (1982) hat zwei 5300 Jahre lange Zeitreihen des Sauerstoffisotopenverhältnisses (diese Größe ist mit der Jahresmitteltemperatur korreliert) aus zwei Eisbohrkernen aus Grönland und Kanada miteinander kreuzkorreliert und berichtet von Peaks bei 2500, 625, 417, 330 und 185 Jahren. Natürlich ist die exakte Lage dieser Peaks mit einer großen Unsicherheit behaftet.

Obwohl die zur Verfügung stehenden Daten eine Bestätigung des im Modell gefundenen Modes nicht zulassen, gibt es dennoch Hinweise, daß das Spektrum der natürlichen Variabilität im Bereich von einigen hundert Jahren relativ viel Energie enthält. Es ist durchaus möglich, daß der hier gefundene Eigenmode signifikant dazu beiträgt.

7. Auswirkung auf die Nachweisbarkeit des anthropogenen Treibhauseffekts mit Methoden der akustischen Tomographie

7.1 Einführung in die Problematik

Kürzlich hat Walter Munk vorgeschlagen (Munk 1989, Munk und Forbes 1989), den Treibhauseffekt über die Temperaturänderung im tiefen Ozean nachzuweisen. Durch direkte Messungen an einzelnen Punkten in den tieferen Ozeanschichten läßt sich allerdings nur sehr schwer ein Trend feststellen, da die kurzzeitige Variabilität durch Wirbel sehr groß gegenüber dem zu erwartenden Signal ist (Munk und Forbes geben eine mittlere Standardabweichung von 1°C für die kurzzeitige Variabilität durch Wirbel an). Es muß daher eine integrale Messung für die durchschnittliche Ozeantemperatur gefunden werden. Ein Maß für die mittlere Erwärmung im Weltozean in durchschnittlich 1000m Tiefe läßt sich relativ einfach mit Hilfe der Laufzeitbestimmung für Schallsignale bestimmen. Bei der weiträumigen Ausbreitung folgt der Schall dem Minimum der Schallgeschwindigkeit in der Vertikalen. Die Schallgeschwindigkeit c von Meerwasser ist nach Apel (1987) durch folgende Formel (mit einer Genauigkeit von ± 0,2 m/s) gegeben:

$$c = c_o + \alpha_o (T - 10°C) + \beta_o (T - 10°C)^2 + \gamma_o (T - 18°C)^2 + \delta_o (S - 35°/_{oo}) + \varepsilon_o (T - 18°C)(S - 35°/_{oo}) + \zeta_o |z| ,$$

wobei T die aktuelle Temperatur und S den Salzgehalt angibt. Die mit griechischen Buchstaben bezeichneten Konstanten haben dabei die folgenden Werte:

c_o =	1493,0	m/s
α_o =	3,0	m/s $(°C)^{-1}$
β_o =	- 0,006	m/s $(°C)^{-2}$
γ_o =	- 0,04	m/s $(°C)^{-2}$
δ_o =	1,2	m/s $(°/_{oo})^{-1}$
ε_o =	-0,01	m/s $(°C°/_{oo})^{-1}$
ζ_o =	0,0164	s^{-1}

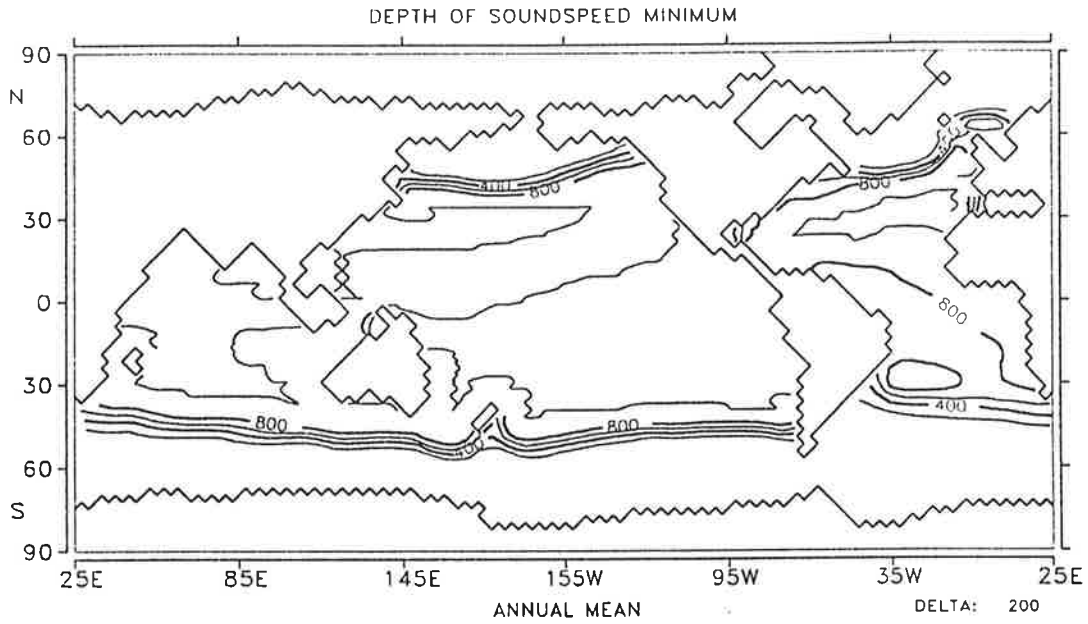


Abb. 7.1
Mittlere Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums in m.

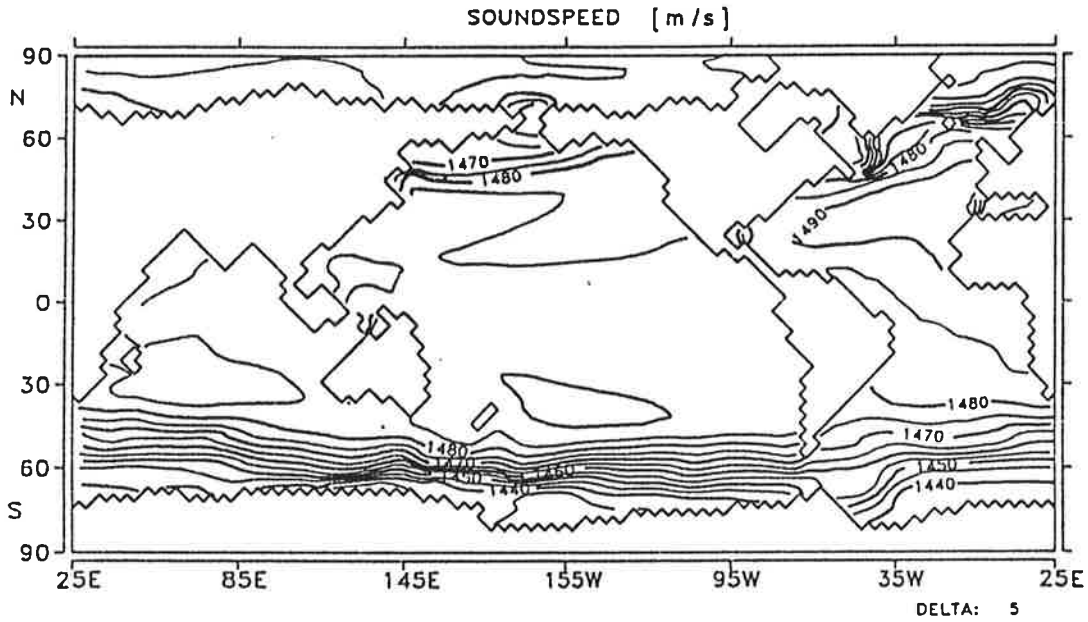


Abb. 7.2
Zeitlich gemittelte Schallgeschwindigkeit im jeweiligen Schallgeschwindigkeitsminimum.

Die Schallgeschwindigkeit nimmt also mit sinkender Temperatur ab und mit steigendem Druck zu. Abgesehen von polaren Breiten verläuft die Schallgeschwindigkeit als Funktion der Tiefe wie folgt: Ausgehend von der Oberfläche nimmt die Schallgeschwindigkeit mit zunehmender Tiefe durch die Abnahme der Temperatur ab. Mit zunehmender Tiefe wird der Temperaturgradient immer kleiner und die Zunahme der Schallgeschwindigkeit durch Zunahme des Drucks bzw. der Tiefe wird dominant. In mittleren Tiefen gibt es also ein Minimum der Schallgeschwindigkeit. Die durchschnittliche Tiefe dieses Minimums in dem hier behandelten Modellexperiment zeigt Abbildung 7.1. Abgesehen von polaren Gebieten, wo das Minimum der Schallgeschwindigkeit nahe der Oberfläche auftritt, befindet sich das Minimum in einer Tiefe um 1000m. Abbildung 7.2 zeigt den Betrag der Schallgeschwindigkeit in diesem Minimum. Während in polaren Gebieten teilweise Werte unterhalb 1440 m/s auftreten, hat diese Größe in niederen Breiten typische Werte zwischen 1480 und 1490 m/s. Im Ausstrom des Mittelmeers treten auch noch höhere Werte auf. Beide Größen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den von Munk und Forbes (1989) gezeigten Größen.

Die Idee von Munk besteht darin, auf der im südlichen indischen Ozean gelegenen Insel Heard Island eine Schallquelle zu installieren und die Laufzeit des Schallstrahls, der sich auf dem Kanal minimaler Schallgeschwindigkeit ausbreitet, an verschiedenen Küstenorten in den verschiedenen Ozeanen zu registrieren. Da man diese Größe sehr genau bestimmen kann und diese stark von der erwarteten Erwärmung beeinflußt wird, ergibt sich damit ein sehr sensibles integrales Maß für die eingetretene Erwärmung im Ozean. Der durch Aktivität von kleinräumigen Wirbeln erzeugte Hintergrundlärm wird dabei weitgehend weggemittelt und stellt nach Abschätzung von Semtner und Chervin (1990) aus einem Lauf mit einem globalen, wirbelauflösenden ozeanischen Zirkulationsmodell kein wesentliches Problem dar.

Munk und Forbes geben die mittlere Laufzeitänderung für eine Erwärmung im tieferen Ozean von 5m°C/Jahr mit etwa -0,1 bis -0,2 s/Jahr an.

Ein entscheidendes Problem bei diesem Ansatz - wie auch bei dem Nachweis des anthropogenen Treibhauseffektes allgemein - stellt die Tatsache dar, daß die natürliche Variabilität der Meßgröße unbekannt ist, so daß man, auch wenn man einen Trend im Signal findet, der den Erwartungen entspricht, keinerlei zuverlässige Aussagen darüber machen kann, ob die Ursache für dieses Signal der zusätzliche, anthropogen erzeugte Treibhauseffekt ist oder ob es sich lediglich um langperiodische natürliche Fluktuationen handelt. Munk und Forbes versuchen, die natürliche Variabilität in den Laufzeiten auf diesen Zeitskalen abzuschätzen, indem sie die Anomalien in 5-Jahresmittelklimatologien im Atlantik zwischen den Jahren 1955 bis 1959 und von 1970 bis 1975 von Levitus (1989) benutzen. Sie erhalten dabei ein typisches Signal von 0,8s auf dem Schallpfad von Heard Island nach den Bermudas.

Einen völlig anderen Weg zur Abschätzung der natürlichen Variabilität einer Größe bietet der in dieser Arbeit vorgestellte stochastisch angetriebene Lauf. Zwar enthält er keine Variabilität der Temperatur bzw. der Windschubspannungen und ist nicht wirbelauflösend, und dürfte daher sicher eher eine untere Abschätzung der natürlichen Variabilität insbesondere im Bereich der kürzeren Perioden darstellen. Trotzdem sollte es aber möglich sein, diesen Lauf als eine Abschätzung der natürlichen Variabilität - insbesondere im längerperiodischen Bereich - zu benutzen, wobei die Resultate aber sicherlich von der angesetzten Amplitude des Rauschens abhängig sind.

Um Aussagen über das Verhältnis von Signal zu Rauschen machen zu können, wird natürlich auch noch eine Abschätzung des Signals benötigt.

Für eine wirklich gute Abschätzung der Änderungen im Ozean als Folge der erwarteteten Klimaänderungen bräuchte man ein Ensemble von Läufen mit einem gekoppelten ozeanischen und atmosphärischen Zirkulationsmodell mit entsprechenden Kontrolläufen, was sich aber wegen des Rechenaufwandes dieser Methode verbietet. Anstatt das Signal durch zeitliche Mittelung aus einem Lauf zu bestimmen, wurde ein einfaches Experiment durchgeführt,

das eine Abschätzung des Signals ohne natürliche Hintergrundvariabilität erlaubte.

Zusätzlich zu den klimatologischen Randwerten wurde das Ozeanmodell mit monatlichen Anomalien der Lufttemperatur angetrieben, die die Reaktion der Atmosphäre auf die Erhöhung der Konzentration der Treibhausgase darstellen soll. Das räumliche Muster der Erwärmung wurde aus den stationären Anomaliemustern abgeleitet, die sich in vier atmosphärischen Zirkulationsmodellen, die mit Modellen der ozeanischen Deckschicht gekoppelt waren, für eine Verdoppelung der CO_2-Konzentrationen ergab. Es wurden dabei die Ergebnisse der Modelle vom Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL, Wetherald und Manabe 1986), vom Goddard Institute for Space Studies (GISS, Hansen et al. 1984), von der Oregon State University (OSU, Schlesinger und Zhao 1989) und vom United Kingdom Meteorological Office (UKMO, Wilson und Mitchell 1987) verwendet. Die Daten dieser Modelle wurden auf das Gitter des Ozeanmodells interpoliert und anschließend gemittelt. Das Muster der Temperaturanomalien war in allen Experimenten sehr ähnlich. Die stärksten Erwärmungen ergaben sich im Winter an der jeweiligen Eiskante, was durch die Dominanz des Eis-Albedoeffektes in allen Modellen erklärt werden kann. Die durchschnittliche Erwärmung über dem Ozean ergab sich zu 4°C. Unter der Annahme, daß sich die räumlichen Muster während des Anstiegs der CO_2-Konzentrationen in der Atmosphäre nicht verändern, kann die zeitliche Variation der Störung durch eine Variation der Amplitude des Musters allein beschrieben werden. In diesem Experiment wurde eine Erwärmung mit der folgenden Exponentialfunktion als Funktion der Zeit t vorgeschrieben: $f(t)=1-\exp(-t/a)$, wobei für die Zeitkonstante a ein Wert von 80 Jahren benutzt wurde, was den einzigen Unterschied zu dem Experiment von Mikolajewicz, Santer und Maier-Reimer (1990) darstellt, die eine Zeitkonstante von 40 Jahren benutzt haben. In diesem Experiment wurde also innerhalb der ersten 100 Jahre eine globale Erwärmung um 2,9°C vorgeschrieben.

Die Vernachlässigung von Rückkopplungen mit der Atmosphäre, von möglichen

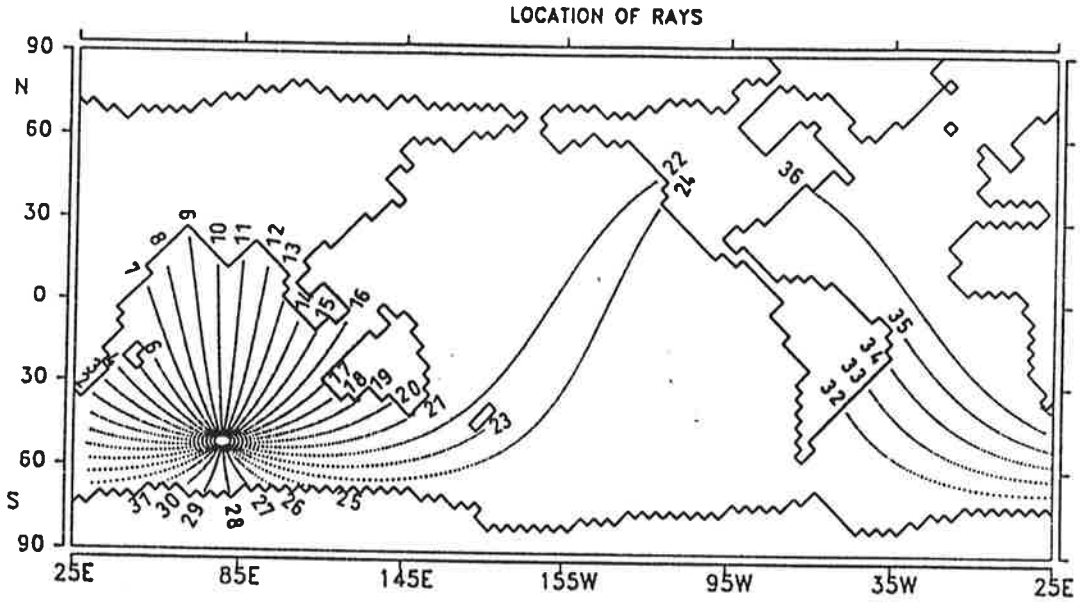


Abb. 7.3
Lage der Schallpfade, auf denen Zeitserien berechnet wurden.

Änderungen in den Windschubspannungen und den Frischwasserflüssen sowie die Annahme zeitlich invarianter Erwärmungsmuster beinhalten starke Vereinfachungen. Für eine eingehendere Diskussion der Implikationen dieser Annahmen wird hier auf die oben zitierte Arbeit verwiesen.

Für beide Experimente (stochastisch angetriebener Ozeanlauf und Treibhausexperiment) lagen die Daten als Zeitserien von Zweijahresmitteln vor. Aus diesen gemittelten Daten wurden die Tiefe des Minimums der Schallgeschwindigkeit und die Schallgeschwindigkeit dortselbst bestimmt, und für 36 Pfade, die sich durch jeweils um 10 Grad unterschiedliche Abschußwinkel unterscheiden, wurden Zeitserien der Schallaufzeiten errechnet. Zur Vereinfachung wurde angenommen, daß die Ausbreitung entlang Großkreisen erfolgt. (Da hier nur eine Abschätzung der Variabilität interessiert, macht es keinen Unterschied, ob Großkreise verwendet werden oder die geodätische Linie auf dem Ellipsoid.) Die Laufzeitänderungen, die sich durch refraktionsbedingte Änderungen des Pfades ergeben, sind nach Munk und Wunsch (1987) Effekte zweiter Ordnung und werden hier vernachlässigt. Die Lage aller Schallpfade ist in Abbildung 7.3 zu sehen.

7.2 Nachweiswahrscheinlichkeit mit einem Pfad

Für einen ersten Versuch der Abschätzung des Verhältnisses zwischen Signal und Rauschen wurde die Laufzeitvariabilität entlang eines einzigen, relativ langen Pfades von Heard Island nach Coos Bay an der amerikanischen Pazifikküste (Nr. 22 in Abbildung 7.3) betrachtet. Die Zeitserien der "natürlichen" Variabilität wurden in sich überlappende Abschnitte mit einer Länge von jeweils 10 Jahren zerlegt, und von jedem dieser Abschnitte wurde der Trend durch lineare Regression gegen die Zeit bestimmt. Die resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung dieser Trends zeigt Abbildung 7.4a. Zur Abschätzung der Stärke des Signals wurden die Jahre 10 bis 50 des Treibhausexperiments verwendet, was eine durchschnittliche Änderung der Schallaufzeiten von -0,39s/Jahr auf diesem

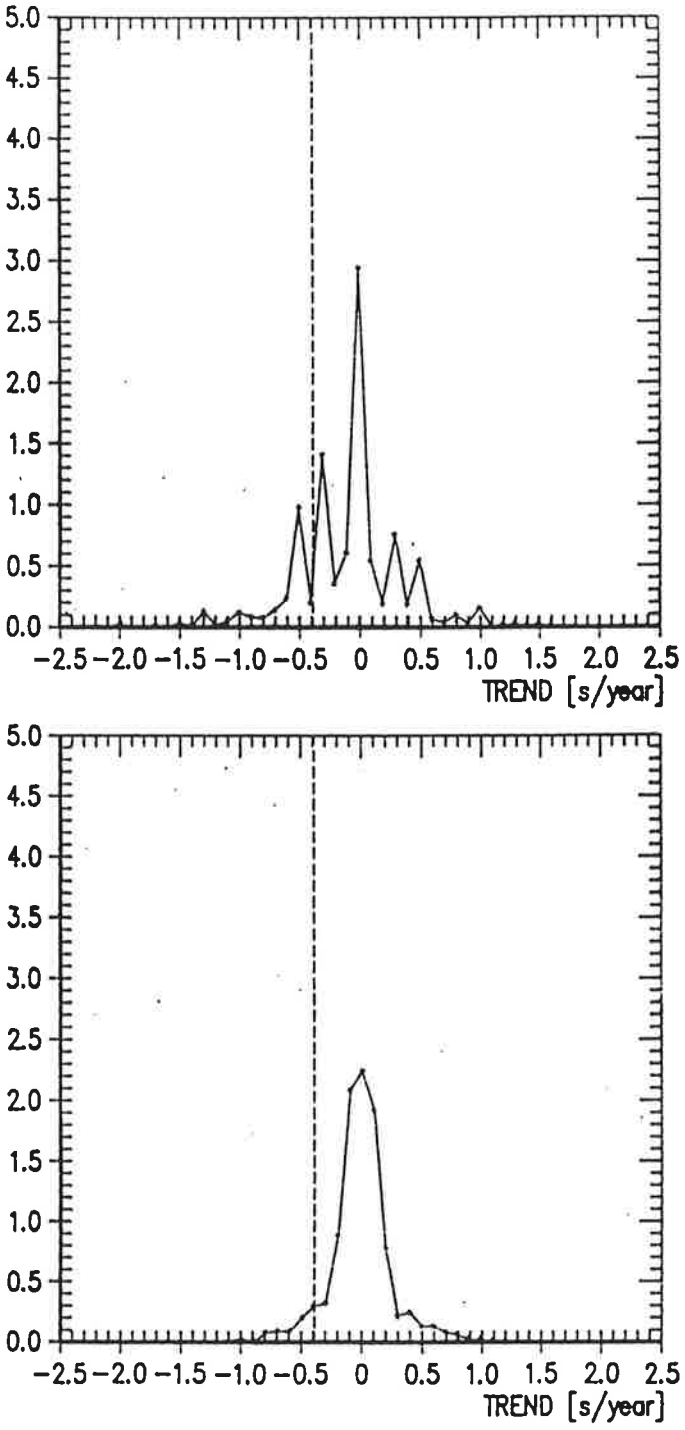


Abb. 7.4

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für Laufzeitsänderungen des Schallstrahls von Heard Island nach Coos Bay (Nr. 22 in Abb. 7.3). Das obere Diagramm gilt für Zeitserien von 10 Jahren, das untere für Zeitserien von 20 Jahren Länge. Die gestrichelte Linie markiert das errechnete Signal als Folge des Treibhauseffekts.

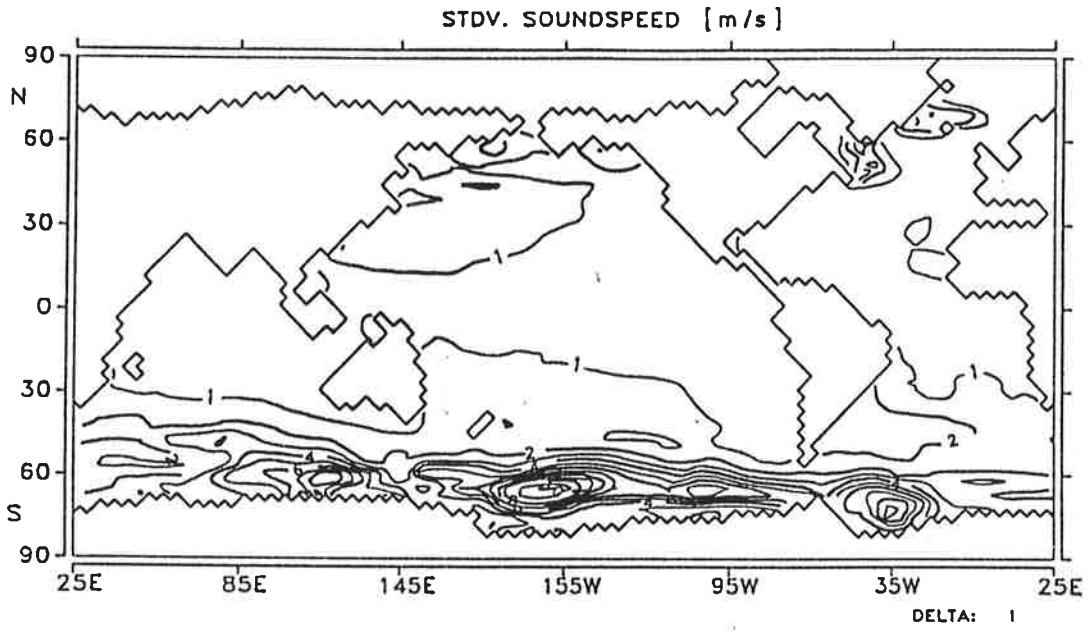


Abb. 7.5
Standardabweichung der Schallgeschwindigkeit im jeweiligen Minimum.

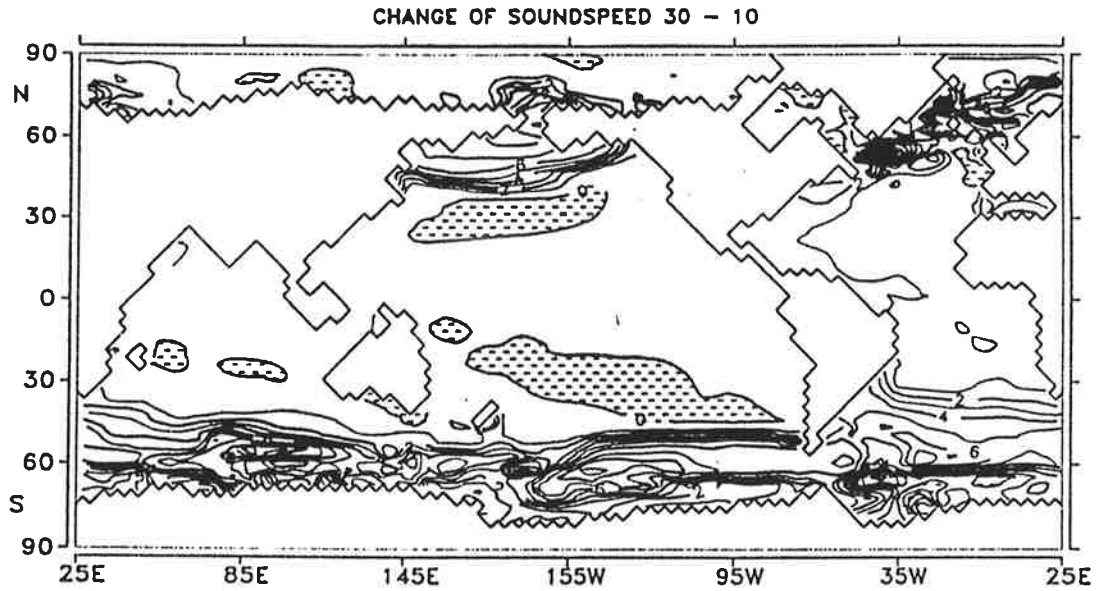


Abb. 7.6
Differenz der Schallgeschwindigkeit im jeweiligen Minimum zwischen den Jahren 30 und 10 des Treibhausexperiments.

Pfad ergab. Wie man aus Abbildung 7.4a sieht, besteht eine Wahrscheinlichkeit von etwa 20%, daß ein solcher Wert - oder ein noch stärkerer - allein als Folge natürlicher Variabilität auftreten kann.

Dieselbe Prozedur wie oben beschrieben, nur mit Integrationsabschnitten von 20 Jahren, führt zu der in Abbildung 7.4b gezeigten Wahrscheinlichkeitsverteilung. In diesem Fall reduziert sich die Wahrscheinlichkeit, einen Trend in der Stärke des erwarteten Treibhaussignals allein durch natürliche Variabilität zu finden, auf ungefähr 6%.

Um herauszufinden, ob es andere Pfade gibt, wo das Verhältnis von Signal zu Rauschen deutlich vorteilhafter ist, zeigt Abbildung 7.5 die Standardabweichung der Schallgeschwindigkeit in der jeweiligen Tiefe des Minimums. Die stärkste Variabilität zeigt sich im südlichen Ozean, wo die Variabilität teilweise größer als 10 m/s ist, aber auch im Nordatlantik und Nordpazifik zeigen sich lokale Maxima.

Bei dem Vergleich der zu erwartenden Änderungen der Schallgeschwindigkeit infolge globaler Erwärmung, die in Abbildung 7.6 dargestellt ist, wird deutlich, daß das Signal dort am stärksten ist, wo auch die natürliche Variabilität am stärksten ist, insbesondere im südlichen Ozean. In Nordatlantik und Nordpazifik scheint das Verhältnis für Nachweiszwecke günstiger zu sein, aber diese Regionen können von einer Schallquelle auf Heard Island nicht erreicht werden. Sowohl das Signal als auch das Rauschen zeigen dort die größten Amplituden, wo sich das Minimum der Schallgeschwindigkeit in der Nähe der Oberfläche befindet (vgl. mit Abb. 7.1).

Also wird diese Methode des Nachweises der globalen Erwärmung mit Methoden der großräumigen akustischer Tomographie nicht, wie ursprünglich von Munk und Forbes (1989) beabsichtigt, ein Maß für die Erwärmung der Ozeane in mittleren Tiefen sein, sondern eher die Erwärmung in oberflächennahen Schichten im südlichen Ozean beschreiben, da die

Laufzeitsänderungen überwiegend aus dieser Region stammen.

Auf dem Pfad von Heard Island nach Coos Bay stammen ungefähr zwei Drittel der Variabilität aus dem ersten Drittel des Pfades, bei dem Treibhaussignal beträgt dieser Anteil sogar 95%. Zusätzliche Empfänger auf geeigneten Inseln (bei diesem Pfad z.B. auf Neuseeland) könnten es ermöglichen, die Signale aus niedrigeren Breiten von denen aus polaren Gebieten zu trennen. Es muß auch erwartet werden, daß das Signal mehrere Dekaden Zeit braucht, bis es im Zwischenwasser in niedrigeren Breiten nachweisbar ist, sodaß die oberflächennahen Schallgeschwindigkeitsminima zum Nachweis des Treibhauseffektes besser geeignet sein dürften.

7.3 Räumliche Muster

Wenn man nicht nur die Information eines, sondern die aller in Abbildung 7.3 gezeigten 36 Schallpfade benutzt, muß man erwarten, daß die Wahrscheinlichkeit, das anthropogene Treibhaussignal von den natürlichen Klimaschwankungen unterscheiden zu können, erhöht, da man dadurch die Möglichkeit erhält, unterschiedliche räumliche Strukturen dieser beiden Muster als zusätzliches Kriterium zu benutzen. Da sowohl beim Signal als auch bei der natürlichen Variabilität sehr große räumliche Strukturen maßgeblich sind, kann man erwarten, daß die Zeitserien von benachbarten Stationen in der Regel einen ähnlichen zeitlichen Verlauf haben. Um die wichtigsten großräumigen Muster aus der natürlichen Variabilität zu isolieren, wurden die aus den 36 Zeitserien bestimmten Trends einer Analyse nach den empirischen orthogonalen Funktionen (EOF) unterworfen. Angewandt auf Zeitserienabschnitte von 10 Jahren erklärte die ersten beiden EOFs 40,7 bzw. 16,9% der Varianz, im Falle der 20 Jahresabschnitte lauten die entsprechenden Zahlen 46,9 und 21,9%. Da in beiden Fällen durch diese beiden Muster um die 60% der Gesamtvarianz der natürlichen Variabilität erklärt wurde, ist die Annahme gerechtfertigt, daß die grundlegenden Muster der natürlichen Variabilität weitgehend durch diese beiden Muster beschrieben werden kann.

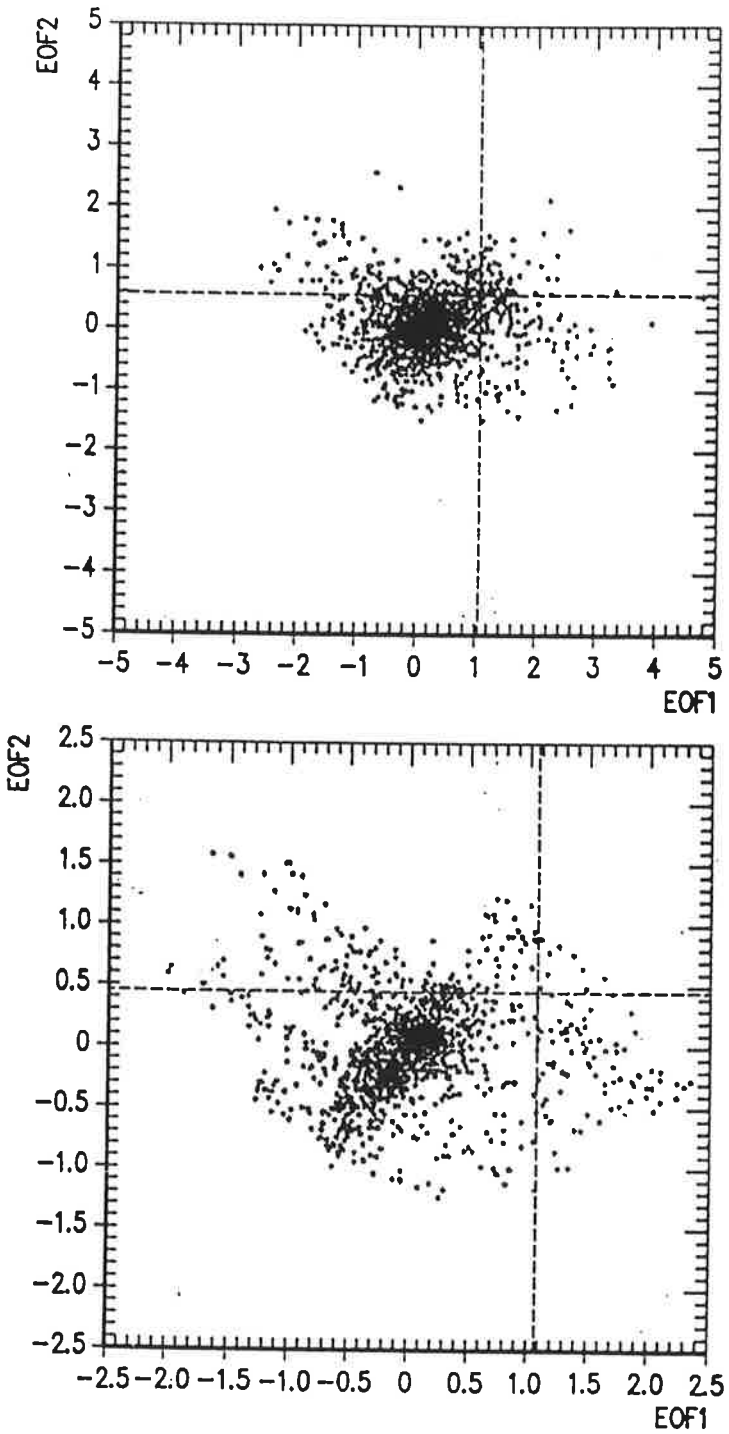


Abb. 7.7

Verteilung der Koeffizienten der beiden dominanten EOFs des Trends in den Laufzeitsänderungen von Schallstrahlen in dem stochastisch angetriebenen Lauf. Ordinate für Koeffizienten der ersten EOF, Abszisse für die zweite EOF. Das obere Diagramm gilt für Zeitserienabschnitte von 10 Jahreslänge, das untere für 20 Jahresabschnitte. Die gestrichelten Linien markieren die Projektion des Treibhaussignals auf die jeweiligen EOFs, d. h. der Schnittpunkt dieser beiden Linien markiert die Lage des Treibhaussignals in diesem Diagramm.

Aus der Projektion der aus den einzelnen Zeitserien bestimmten Trends auf die beiden EOFs ergaben sich fast 1900 Paare von EOF-Koeffizienten, die in Abbildung 7.7 dargestellt sind. Im Falle der zehnjährigen Teilzeitserien liegt die Projektion des Treibhaussignals auf diese beiden EOFs noch am Rande der durch natürliche Variabilität gegebenen Verteilung, im Falle der zwanzigjährigen Zeitserienabschnitte sieht die Situation wieder günstiger aus. Durch Rotation der beiden EOFs wurde das für die Signalerkennung optimale Muster bestimmt. Es zeigte sich, daß durch eine Linearkombination der beiden EOFs, die in Abbildung 7.7 einer Projektion auf die Gerade mit einer Richtung von 60° (im mathematisch positiven Sinne) relativ zur x-Achse entspricht, diese Bedingung erfüllte. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für dieses Muster ist in Abbildung 7.8 zusammen mit der Projektion des Signals auf dieses Muster zu sehen. Die Wahrscheinlichkeit, das gesuchte Signal allein durch natürliche Variabilität zu erhalten, ergab sich im Fall der zehnjährigen Zeitserien zu ungefähr 6,9%, im Fall der zwanzigjährigen Trends zu 2,8%. Durch Einbeziehung der Information über räumliche Strukturen, konnte die Wahrscheinlichkeit des Nachweises des anthropogenen Treibhaussignals also erwartungsgemäß deutlich gesteigert werden. Durch Einbeziehung der Information von zusätzlichen Empfängern auf Inselstationen ist sicherlich noch eine weitere Steigerung möglich, was auch von Munk und Forbes beabsichtigt ist.

Die Gewichte der einzelnen Pfade sind in Tabelle 1 sowohl für die beiden dominanten EOFs, als auch für die für die optimale Linearkombination der EOFs dargestellt. Es ist offensichtlich, daß die Kombination der beiden EOFs zum optimalen Nachweismuster dergestalt erfolgte, daß der Beitrag von Pfad 24 (von Heard Island nach San Francisco), der in beiden EOFs den größten Anteil hatte, eliminiert wurde und der von Pfad 36 (von Heard Island nach der Ostküste der USA) am höchsten gewichtet wurde.

Die Ähnlichkeit zwischen diesen normierten Mustern und dem normierten Signal kann als Skalarprodukt zwischen ihnen ausgedrückt werden. Das Muster des ersten EOFs ist dem Signal relativ ähnlich (0,81), während das

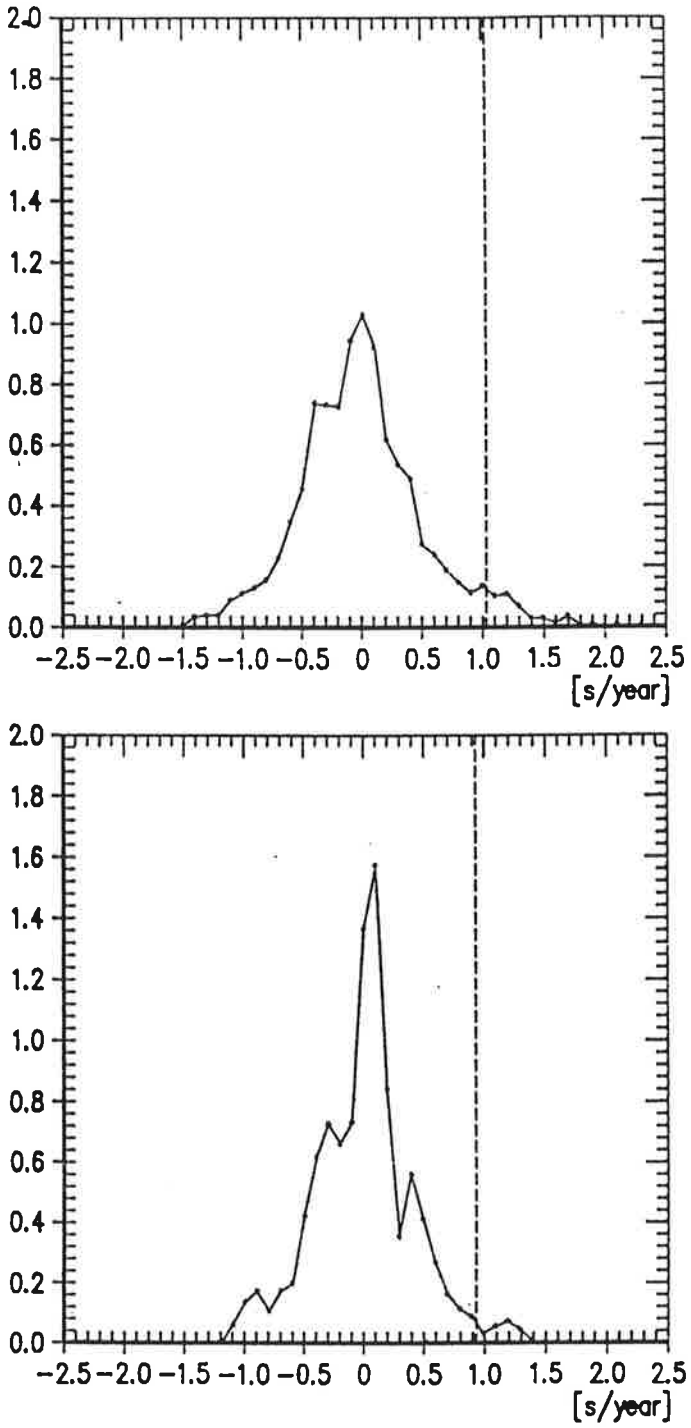


Abb. 7.8

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für 10- (oben) und 20- Jahresabschnitte der optimalen Linearkombination der beiden dominanten EOFs. Die gestrichelte Linie beschreibt die Projektion des Treibhaussignals auf dieses Muster. Die Einheit der Ordinate ist s/Jahr, die der Abszisse Jahr/s.

Nr.	EOF1	EOF2	optim. Muster	Signal
1	-0,018	-0,257	-0,232	-0,136
2	0,003	-0,274	-0,236	-0,098
3	0,003	-0,258	-0,222	-0,063
4	-0,009	-0,216	-0,191	-0,045
5	-0,019	-0,180	-0,166	-0,037
6	-0,026	-0,156	-0,148	-0,031
7	-0,055	-0,166	-0,171	-0,027
8	-0,061	-0,166	-0,174	-0,028
9	-0,077	-0,182	-0,196	-0,030
10	-0,062	-0,161	-0,170	-0,029
11	-0,069	-0,167	-0,179	-0,029
12	-0,069	-0,165	-0,177	-0,030
13	-0,066	-0,151	-0,164	-0,033
14	-0,065	-0,143	-0,157	-0,038
15	-0,072	-0,143	-0,160	-0,045
16	-0,087	-0,152	-0,175	-0,053
17	-0,086	-0,115	-0,143	-0,054
18	-0,109	-0,094	-0,136	-0,058
19	-0,157	-0,050	-0,122	-0,066
20	-0,202	0,004	-0,098	-0,112
21	-0,230	0,007	-0,054	-0,210
22	-0,425	0,008	-0,143	-0,293
23	-0,437	0,236	-0,014	-0,242
24	-0,510	0,301	0,005	-0,292
25	-0,165	0,032	-0,054	-0,153
26	-0,137	0,005	-0,064	-0,140
27	-0,119	-0,031	-0,087	-0,113
28	-0,107	-0,062	-0,107	-0,119
29	-0,085	-0,078	-0,110	-0,100
30	-0,063	-0,084	-0,105	-0,094
31	-0,054	-0,093	-0,108	-0,103
32	-0,134	-0,239	-0,274	-0,301
33	-0,198	-0,193	-0,266	-0,368
34	-0,144	-0,152	-0,203	-0,390
35	-0,072	-0,153	-0,169	-0,310
36	-0,118	-0,287	-0,308	-0,284

Tabelle 1

Das Gewicht der einzelnen Schallpfade in den normierten Mustern von EOF1, EOF2, der optimalen Linearkombination von EOF1 und EOF2 und im normierten Signal.

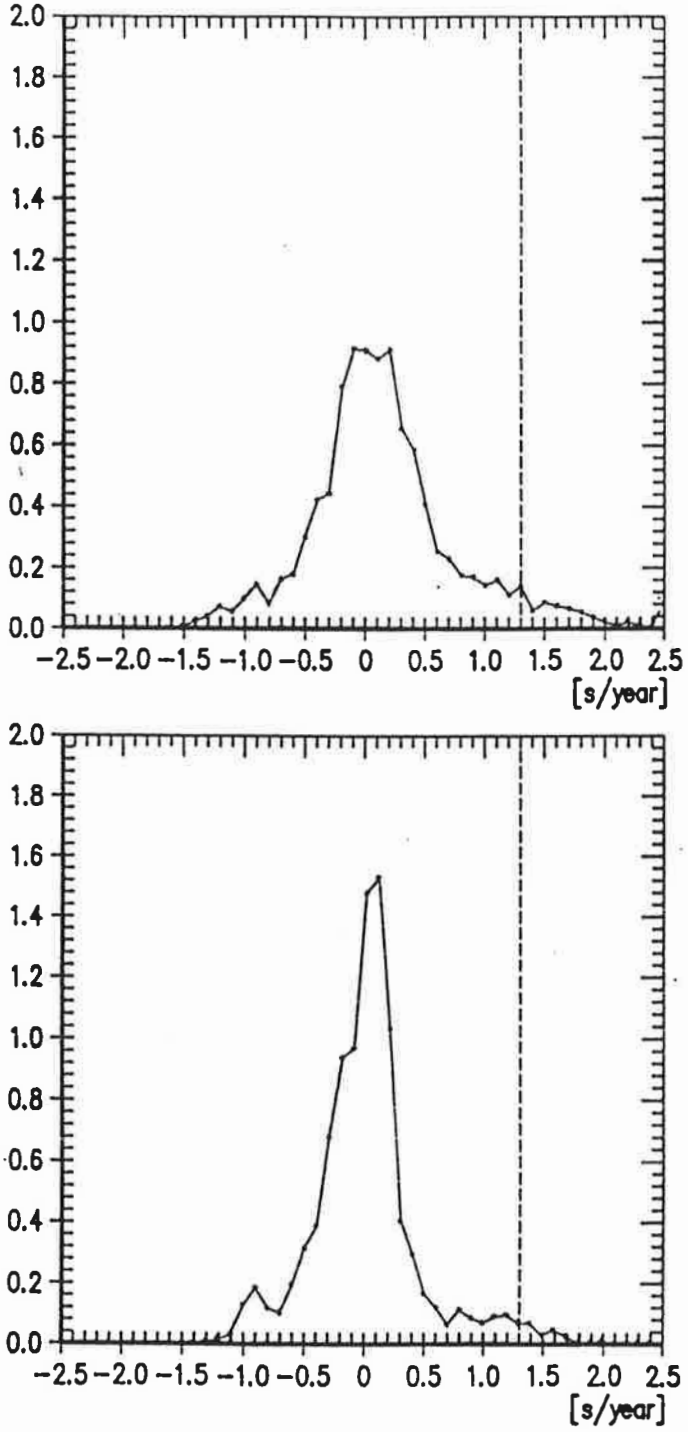


Abb. 7.9

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Projektion des jeweiligen Musters der Laufzeitänderungen von Schallstrahlen auf das normierte Muster des Treibhaussignals. Die gestrichelte Linie beschreibt die Projektion des Treibhaussignals auf dieses Muster. Die Einheit der Ordinate ist s/Jahr, die der Abszisse Jahr/s.

Muster der zweiten EOF deutlich vom Signal verschieden ist (0,35). Die optimale Linearkombination der beiden EOFs erreicht eine Korrelation von 0,71.

Die bisher gemachten Untersuchungen schließen nicht aus, daß es eine wesentliche Komponente im Signal gibt, die nicht in der natürlichen Variabilität enthalten ist und die demzufolge nicht zur Signalerkennung beiträgt, wenn das Signal auf die Hauptkomponenten der natürlichen Klimavariabilität projiziert wird. Deshalb wurde das Skalarprodukt zwischen dem normierten Treibhaussignal und jedem aus den einzelnen Zeitserienabschnitten bestimmten Muster für die Laufzeitsänderungen im stochastisch angetriebenen Experiment gebildet und die Wahrscheinlichkeitsverteilung für diese Größe berechnet. Auf Abbildung 7.9 sieht man, daß zumindest im Falle der Zwanzigjahrestrends diese Größe deutlich am Rande der durch natürliche Variabilität erreichbaren Werte liegt, sodaß das erwartete Treibhaussignal nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 2,5% durch natürliche Variabilität erreicht werden kann. Im Falle von Zehnjahreszeitserien beträgt diese Wahrscheinlichkeit 6,5%.

Die Projektion auf das erwartete Signal scheint eine geringfügig bessere Nachweisstrategie zu sein, als die Projektion auf die Hauptkomponenten der erwarteten natürlichen Variabilität, aber die Unterschiede in der Effizienz beider Methoden sind sehr gering.

Bei der Interpretation aller in diesem Kapitel genannten Wahrscheinlichkeiten muß stets beachtet werden, daß sowohl die Abschätzungen des Signals als auch der natürlichen Variabilität mit relativ großen Unsicherheiten behaftet sind, die bei den oben angegebenen Wahrscheinlichkeiten noch nicht direkt berücksichtigt worden sind. Diese Unsicherheiten nehmen mit steigender räumlicher Auflösung der Muster deutlich zu, lassen sich aber nicht direkt quantifizieren, sodaß in dieser Arbeit darauf verzichtet wird, die Nachweismuster durch Ausnutzung regionaler Unterschiede zwischen Signal und "natürlicher Variabilität"

weiter zu optimieren.

Die hier gefundenen Resultate zeigen, daß die von Munk und Forbes vorgeschlagene Methode durchaus erfolgversprechend ist. Die Nachweisbarkeit der Auswirkungen des zusätzlichen Treibhauseffektes, wenn sie so ausfallen wie erwartet, sollte innerhalb von ein bis zwei Dekaden gegeben sein. Wie gut diese Methode dabei gegenüber anderen Strategien abschneidet, ist eine offene Frage, auf jeden Fall aber vermag sie sicherlich eine Reihe von wichtigen zusätzlichen Informationen zu diesem Problem beizusteuern.

8. Zusammenfassung

In einem globalen, ozeanischen Zirkulationsmodell mit gemischten Randbedingungen für Temperatur und Salz, das mit weißem Rauschen in den Frischwasserflüssen angetrieben wird, hat die interne Dynamik des Ozeans starken Einfluß auf die auftretende langperiodische Variabilität mit Zeitskalen von Jahrzehnten und Jahrhunderten.

Das dominierende Signal ist eine Salzgehaltsanomalie in Form eines Dipols, die mit der mittleren Zirkulation des Atlantiks advektiert wird und dabei starken Einfluß auf die Tiefenwasserproduktion und die mittlere thermohaline Zirkulation des Atlantiks hat. Die Periode dieses Prozesses wird durch die Umwälzzeit des tiefen Atlantiks bestimmt. Dieser Eigenmode der ozeanischen Variabilität zeigt die stärksten Amplituden im südlichen Ozean.

Wesentlich für das Auftreten dieses Eigenmodes ist die Erzeugung hinreichend starker Anfangssalzgehaltsanomalien, die in der Lage sind, durch Unterbindung von Konvektion einen Verstärkungsmechanismus auszulösen, der zeitweise zur fast völligen Verhinderung von Tiefenkonvektion im südlichen Ozean führt. Deshalb ist das Verhalten des Systems sehr sensibel gegenüber Änderungen in der Amplitude des Rauschens. Bei hinreichend großer Amplitude des Rauschens ergibt sich ein Übergang zum zweiten stationären Mode der Atlantikzirkulation.

Die Verwendung der potentiellen anstelle der in-situ Dichte führt nur zu einer geringfügigen Änderung des Modes, die auf eine Änderung der mittleren thermohalinen Zirkulation zurückgeführt werden kann. Eine Linearisierung der Zustandsgleichung dagegen führt zu einer Unterbindung des Eigenmodes.

Dieses stochastisch angetriebene Experiment wird als Abschätzung der natürlichen Variabilität benutzt, um die Erfolgsaussichten für das von Munk vorgeschlagene Projekt, die zu erwartenden anthropogenen

Klimaänderungen mit Hilfe von Methoden der großskaligen akustischen Tomographie nachzuweisen, abzuschätzen. Das Ergebnis war - unter Zugrundelegung eines globalen Temperaturanstiegs von 2,9°C innerhalb von 100 Jahren - eine Nachweiswahrscheinlichkeit von ungefähr 94% nach 10 Jahren und 97% nach 20 Jahren für Experimente mit einer Schallquelle auf Heard Island. Durch Verwendung von zusätzlichen Quellen läßt sich dieses Ergebnis noch wesentlich verbessern.

Es wurde gezeigt, daß hinreichend komplexe stochastische Klimamodelle ein wertvolles Hilfsmittel zum Verständnis von Prozessen der natürlichen Klimavariabilität sein können. Das volle Potential von Hasselmanns (1976) Konzept der stochastischen Klimamodelle ist noch nicht ausgeschöpft, und es wird eine der nächsten Aufgaben sein, die Auswirkungen von Variabilität in der Lufttemperatur und den Windschubspannungen auf die Zirkulation des Ozeans zu untersuchen.

Anhang:

Liste aller Experimente

Name des Experiments	RB für Salz und Bemerkungen	Startfeld	Länge Exper.
EXP0	Anpassung an klimatologischen Oberflächensalz-gehalt	homogenes Wasser	10000 Jahre
EXP1	Frischwasser-flüsse aus EXP0	Jahr 10000 von EXP0	4000 Jahre
STO	Frischwasser-flüsse aus EXP0 plus Lärm 16 mm/Monat	Jahr 4000 von EXP1	3800 Jahre
DLIN	wie STO aber lineare Dichte	Jahr 1000 von STO	2100 Jahre
DPOT	wie STO aber potentielle Dichte	Jahr 1000 von STO	2800 Jahre
A/3	wie STO nur Amplitude 5 mm/Monat	Jahr 4000 von EXP1	2800 Jahre
Ax3	wie STO nur Amplitude 48 mm/Monat	Jahr 4000 von EXP1	2000 Jahre

Tabelle 2

Danksagung

Ich möchte mich besonders bei Ernst Maier-Reimer und Klaus Hasselmann für die gute Betreuung dieser Arbeit bedanken.

Für die Hilfe bei der graphischen Gestaltung dieser Arbeit möchte ich mich bei Marion Grunert recht herzlich bedanken.

Ein Teil der Arbeiten zu Kapitel 7 wurde während eines Besuches an der Scripps Institution of Oceanography durchgeführt, wobei ich insbesondere Diskussionen mit Walter Munk und Tim Barnett in guter Erinnerung behalte. Tim Tubbs hat freundlicherweise die EOF-Analysen für die Schallaufzeiten durchgeführt.

Für konstruktive Kritik und Anregungen möchte ich mich bei Michael Böttinger, Ilona Brinkmann, Katharina Kurz, Ute Luksch, Peter Müller, Hans von Storch und Jörg Wolff bedanken. W. König war so freundich, die Verteilungen der Variabilität des Nettofrischwasserflusses im Atmosphärenmodell des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg zu berechnen und zu plotten.

Literaturverzeichnis

Apel, J. R. (1987). *Principles of Ocean Physics.* Academic Press London, San Diego, New York, Berkeley, Boston, Sydney, Tokyo und Toronto, 634p.

Arakawa, A. und V. R. Lamb (1977). *Computational design of the basic dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model.* Meth. Comp. Phys. 17, 173-265.

Baumgartner, A. und E. Reichel (1975). *Die Weltwasserbilanz.* Oldenbourg Verlag München, 179p.

Berger, W. H. und E. Vincent (1986). *Sporadic Shutdown of North Atlantic deep water production during the Glacial-Holocene transition?* Nature 315, 53-55.

Bolin, B., A. Björkström, K. Holmén und B. Moore (1987). *On inverse methods for combining chemical and physical oceanographic data: a steady-state analysis of the Atlantic ocean.* Department of Meteorology, University of Stockholm, International Meteorological Institute in Stockholm Report CM-71, 189p.

Broecker, W. S., M. Andree, W. Wolfli, H. Oeschger, G. Bonani, J. Kenett, D. Peteet (1988). *The chronology of the last deglaciation: implications to the cause of the Younger Dryas event.* Paleoceanography 3, 1-19.

Broecker, W. S., G. Bond, M. Klas, G. Bonani und W. Wolfli (1990). *A Salt Oscillator in the Glacial Northern Atlantic?* Paleoceanography (eingereicht).

Broecker, W. S. und G. H. Denton (1989). *The role of ocean-atmosphere reorganizations in glacial cycles.* Geochimica and Cosmochimica Acta 53, 2465-2501.

Broecker, W. S., D. M. Peteet und D. Rind (1985). *Does the ocean-atmosphere system have more than one stable mode of operation?* Nature 315, 21-26.

Brosche, P., J. Wünsch, A. Frische, J. Sündermann, E. Maier-Reimer und U. Mikolajewicz (1990). *The Seasonal Variation of the Angular Momentum of the Oceans.* Naturwissenschaften 77, 185-186.

Bryan, F. (1986). *High latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulations.* Nature 305, 301-304.

Bryan, K. (1969). *A numerical method for the study of the circulation of the world ocean.* J. Comput. Phys. 4, 347-376.

Bunker, A. F. (1976). *Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean.* Mon. Wea. Rev. 104, 1122-1140.

Carissimo, B. C., A. H. Oort und T. H. Vonder Haar (1985). *Estimates of the meridional energy transports in the atmosphere and ocean.* J. Phys. Oceanogr. 15, 82-91.

Coachman, L. K. und K. Aagard (1988). *Transport Through Bering Strait: Annual and Interannual Variability.* J. Geophys. Research 93C, 15535-15539.

Cox, M. (1975). *A baroclinic Numerical Model of World Ocean.* In Numerical Models of Ocean circulation, National Academy of Sciences, Washington, 107-120.

Cubasch, U., B. D. Santer, E. Maier-Reimer und M. Böttinger (1990). *Sensitivity of a global ocean atmosphere circulation model to a doubling of carbon dioxide.* Comput. Mech. Publ., Southampton (eingereicht).

Dansgaard, W., S. J. Johnsen, H. B. Clausen, D. Dahl-Jensen, N. Gundestrup und C. U. Hammer (1984). *North Atlantic climatic oscillations revealed by deep Greenland ice cores.* In J. E. Hansen und T. Takahashi (Hg.), Climate Processes and Climate Sensitivity, AGU Geophysical Monograph 29, Washington DC.

Dansgaard, W., J. W. C. White und S. J. Johnsen (1989). *The aprupt termination of the Younger Dryas climate event.* Nature 339, 532-534.

Dickson, R. R., J. Meincke, S.-A. Malmberg und A. J. Lee (1988). *The "Great Salinity Anomaly" in the Northern North Atlantic 1968-1982.* Prog. Oceanog. 20, 103-151.

Frankignoul, C. und K. Hasselmann (1977). *Stochastic climate models, part II: Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability.* Tellus 29, 289-305.

Fu, L.-L. (1986). *Mass, Heat and Freshwater Fluxes in the South Indian Ocean.* J. Phys. Oceanogr. 16, 1683-1693.

Gates, W. L. (1985). *Modelling as a means of studying the climate system.* In M. C. Mac Cracken and F. M. Luther (eds.) Projecting the climatic effects of increasing carbon dioxide. Department of Energy DOE/ER-0237, Washington DC, 57-79.

Godfrey, J. S. und T. J. Golding (1981). *The Sverdrup Relation in the Indian Ocean, and the Effect of Pacific-Indian Ocean Throughflow on Indian Ocean Circulation and on the East Australian Current.* J. Phys. Oceanogr. 11, 771-779.

Gordon, A. L. (1986). *Interocean Exchange of Thermocline Water.* Journal of Geophysical Research 91, 5037-5046.

Gordon, A. L. und A. R. Piola (1983). *Atlantic Ocean upper layer salinity budget.* J. Phys. Oceanogr. 13, 1293-1300.

Gordon, A. L., E. Molinelli und T. Barker (1982). *Southern Ocean atlas.* Columbia University Press.

Hall, M. M. und H. L. Bryden (1982). *Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport.* Deep-Sea Research 29A, 339-359.

Hansen, J., D. Johnson, A. Lacis, S. Lebedeff, P. Lee, D. Rind und G. Russell (1981). *Climate Impact of Increasing Atmospheric Carbon Dioxide.* Science 213, 957-966.

Hansen, J., A. Lacis, D. Rind, G. Russell, P. Stone, I. Fung, R. Ruedy und J. Lerner (1984). *Climate Sensitivity: Analysis of feedback mechanisms.* in J. Hansen und T. Takahashi (Hrg.), Cimate Processes and Climate Sensitivity, 130-163, Am. Geophys. Union, Washington DC.

Hasselmann, K. (1976). *Stochastic climate models, Part I, Theory.* Tellus 28, 6, 473-485.

Hasselmann, K. (1979). *On the signal-to-noise problem in atmospheric response studies.* Meteorology of Tropical Oceans, Royal Met. Soc. 251-259.

Hasselmann, K. (1982). *An ocean model for climate variability studies.* Prog. Oceanog. 11, 69-92.

Hasselmann, K. (1988). *PIPs and POPs: The reduction of Complex Dynamical Systems Using Principal Interaction and Oscillation Patterns.* Journal of Geophysical Research, 93, D9, 11015-11021.

Hastenrath, S. (1980). *Heat budget of tropical ocean and atmosphere.* J. Phys. Oceanogr. 10, 159-170.

Hastenrath, S. (1982). *On Meridional Heat Transports in the World Ocean.* J. Phys. Oceanogr. 12, 922-927.

Hellermann, S. und M. Rosenstein (1983). *Normal monthly wind stress data over the world ocean with error estimates.* J. Phys. Oceanogr. 13, 1093-1104.

Herterich, K. und K. Hasselmann (1987). *Extraction of Mixed Layer Advection Velocities, Diffusion coefficients, Feedback Factors and atmospheric forcing Parameters from the Statistical Analysis of North Pacific SST Anomaly Fields.* J. Phys. Oceanogr. 17, 2145-2156.

Hsiung, J. (1985). *Estimates of Global Oceanic Meridional Heat Transport.* J. Phys. Oceanogr. 15, 1405-1413.

Humboldt, A. von (1845). *Kosmos. Entwurf einer physischen Weltbeschreibung.* Erster Band. Cotta'scher Verlag, Stuttgart und Tübingen, 453 S.

Killworth, P. D. (1983). *Deep convection in the world ocean.* Rev. Geophys. 21, 1-26.

König, W. (1990), persönliche Mitteilung.

Lamb, H. H. (1977). *Climate: present past and future.* Vol. 2. Methuen & Co London, 835 S.

Levitus, S. (1982). *Climatological Atlas of the World Ocean.* NOAA Professional Paper 13, Rockville Md.

Levitus, S. (1989) *Inperpentadal Variability of Temperature and Salinity in the Deep North Atlantic, 1970-1974 Versus 1955-1959.* J. Geophys. Res. 94, 16125-16131.

Lemke, P. (1977). *Stochastic climate models, part3, application to zonally averaged energy models.* Tellus 29, 385-392.

Lemke, P., E. W. Trinkl und K. Hasselmann (1980). *Stochastic Dynamic Analysis of Polar Sea Ice Variability.* J. Phys. Oceanogr. 10, 2100-2120.

Maier-Reimer, E. und K. Hasselmann (1987). *Transport and storage of CO-2 in the ocean - an inorganic ocean-circulation carbon cycle model.* Climate Dynamics 2, 63-90.

Maier-Reimer, E. und U. Mikolajewicz (1989). *Experiments with an OGCM on the cause of the Younger Dryas.* in A. Ayala-Castanares, W. Wooster und A. Yanez-Arancibia (Hg.) Oceanography 1988. UNAM Press Mexico D.F., 87-100.

Maier-Reimer, E., U. Mikolajewicz und T. Crowley (1990). *Ocean general circulation experiments with an open Central American Isthmus.* Paleoceanography 5, 349-366.

Maier-Reimer, E., U. Mikolajewicz und K. Hasselmann (1990). *On the sensitivity of the global ocean circulation on the boundary conditions for heat and salt.* in Vorbereitung.

Manabe, S. und R. J. Stouffer (1989). *Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model.* Journal of Climate 1, 841-866.

Marotzke, J. (1990). *Instabilities and Multiple Equilibria of the Thermohaline Circulation.* Berichte aus dem Institut für Meereskunde Nr. 194, Kiel, 126 S.

Marotzke, J., P. Welander und J. Willebrand (1988). *Instability and multiple steady states in a meridional-plane model of the thermohaline circulation.* Tellus 40A, 162-172.

Mikolajewicz, U., B. D. Santer und E. Maier-Reimer (1990). *Ocean response to greenhouse warming.* Nature 345, 589-593.

Mikolajewicz, U. und E. Maier-Reimer (1990). *Internal secular variability in an OGCM.* Climate Dynamics 4, 145-156.

Milankowitsch, M. (1941). *Kanon der Erdbestrahlung.* Könogliche Serbische Akademie, Beograd. Spec. Publ. 132.

Müller, P. und J. Willebrand (1985). *Compressibility effects in the thermohaline circulation: a manifestation of the temperature-salinity mode.* Deep-Sea Research 33, 559-571.

Munk, W. (1989). *Global ocean warming: Detection by long-path acoustic travel times.* Oceanography, 11/89, 40-41.

Munk, W. H. und A. M. G. Forbes (1989). *Global Ocean Warming: An Acoustic Measure?* J. Phys. Oceanogr. 19, 1765-1778.

Nowlin, W. D. und J. M. Klinck (1986). *The Physics of the Antarctic Circumpolar Current.* Review of Geophysics 24, 469-491.

Oberhuber, J. M. (1988). *An Atlas based on the 'COADS' data set: the budgets of heat, buoyancy and turbulent kinetic energy at the surface of the global ocean.* Max-Planck-Institut für Meteorologie Report No. 15.

Olbers, D. J., M. Wenzel und J. Willebrand (1985). *The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data.* Review of Geophysics 23, 313-356.

Olbers, D. und M. Wenzel (1989). *Determining diffusivities from hydrographic data by inverse methods with applications to the Circumpolar Current.* in D. L. T. Anderson und J. Willebrand (Hg.) Oceanic Circulation Models: Combining Data and Dynamics, Kluwer Academic Publishers, 95-139.

Piola, A. R. und A. L. Gordon (1984). *Pacific and Indian Ocean Upper-Layer Salinity Budget.* J. Phys. Oceanogr. 14, 747-753.

Quadfasel, D. und B. Rudels (1990). *Some observational evidence for salt induced convection in the Greenland Sea.* J. Geophys. Res. (eingereicht).

Rasmusson, E. M. und T. H. Carpenter (1982). *Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño.* Mon. Weather Rev. 110, 354-384.

Roemmich, D. (1980). *Estimation of Meridional Heat Flux in the North Atlantic by Inverse Methods.* J. Phys. Oceanogr. 10, 1972-1983.

Roemmich, D. und C. Wunsch (1985). *Two transatlantic sections: meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean.* Deep-Sea Research 32, 619-664.

Rooth, C. (1982). *Hydrology and ocean circulation.* Progr. Oceanogr. 11, 131-149.

Santer, B. D., T. M. L. Wigley und P. D. Jones (1990). *Detection of CO-2 induced climate change.* Nature (eingereicht).

Sausen, R. (1988). *Asynchronously coupled atmosphere-ocean models.* in G. J. Boer, Research activities in atmospheric and oceanic modelling, report no. 11. WMO/TD 263.

Sausen, R., U. Cubasch, F. Lunkeit, M. Böttinger, J. M. Oberhuber, K. Hasselmann, E. Roeckner, E. Maier-Reimer, R. Podzun, U. Mikolajewicz, G. Lüdgens, B. Santer, D. Schriever (1990). *Simulation des transienten CO-2 Treibhauseffektes mit gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Modellen.* Interner Bericht Universität Hamburg und Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.

Semtner, A. J. und R. M. Chervin (1990). *Environmental Effects on Acoustic Measures of Global Ocean Warming.* J. Geophys. Research 95, C8, 12973-12982.

Schlesinger, M. E. und Z.-C. Zhao (1989). *Seasonal climate changes induced by doubled CO2 as simulated by the OSU atmospheric GCM mixed-layer ocean model.* J. Climate 2, 459-495.

Stefan, R. (1891). *The theory of ice formation especially in the Arctic.* Ocean Ann. Phys. Chem. N. F. 42, 269-278.

Stommel, H. (1961). *Thermohaline convection with two stable regimes of flow.* Tellus 13, 224-230.

Stommel, H. und A. B. Arons (1960). *On the abyssal circulation of the world ocean - II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins.* Deep-Sea Research, 6, 217-233.

Storch, H. von, T. Bruns, I. Fischer-Bruns und Klaus Hasselmann (1988). *Principal Oscillation Pattern analysis of the 30-60 day oscillation in a GCM equatorial troposphere.* J. Geophys. Research 93, 11015-11022.

UNESCO (1983). *Algorithms for computation of fundamental properties of seawater.* UNESCO Technical Papers in Marine Science No. 44, Paris.

Welander, P. (1982). *A simple heat-salt oscillator.* Dynamics of Atmospheres and Oceans, 6, 233-242.

Welander, P. (1986). *Thermohaline effects in the ocean circulation and related simple models.* In J. Willebrand und D. L. T. Anderson (Hg.) Large-Scale Transport Processes in Oceans and Atmospheres, D. Reidel, 163-200.

Wetherald, R. T. und S. Manabe (1986). *An investigation of cloud cover change in response to thermal forcing.* Clim. Change 8, 5-23.

Whitworth, T und R. G. Peterson (1985). *Volume Transport of the Antarctic Circumpolar Current from Bottom Pressure Measurements.* J. Phys. Oceanogr. 15, 810-816.

Wigley, T. M. L. und S. C. B. Raper (1990). *Natural variability of the climate system and detection of the greenhouse effect.* Nature 344, 324-327.

Wilson, C. A. und Mitchell, J. F. B. (1987). *A doubled CO2 climate sensitivity experiment with a global climate model including a simple ocean.* J. Geophys. Research 92, 13315-13343.

Woodruff, S. D., R. J. Slutz, R. L. Jenne und P. M. Steurer (1987). *A comprehensive ocean-atmosphere data set.* Bull. Am. Meteorol. Soc. 68, 1239-1250.

Wüst, G. (1933). *Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans. Das Bodenwasser und die Gliederung der Atlantischen Tiefsee.* In Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Foeschungs- und Vermessungsschiff "Meteor" 1925-1927, 6, 1. Teil.

Wyrtki, K. (1961). *Physical oceanography of the Southeast Asian waters. Scientific Result of Maritime Investigations of the South China Sea and Gulf of Thailand 1959-1961.* NAGA Rep. 2, Scripps Institute of Oceanography, La Jolla California, 195 pp. zitiert nach Gordon (1986).

EXAMENSARBEIT Nr. 1
Juli 1990

Modellierung des gekoppelten Systems Ozean-Atmosphäre in den Tropen
Mojib Latif

EXAMENSARBEIT Nr. 2
Juli 1990

Zur Dynamik des antarktischen Zirkumpolarstromes
Jörg-Olaf Wolff

EXAMENSARBEIT Nr. 3
Juli 1990

Zur Erniedrigung des atmosphärischen Kohlendioxidgehalts durch den Weltozean während der letzten Eiszeit
Christoph Heinze

EXAMENSARBEIT Nr. 4
August 1990

Analysis and Prediction of the El Niño Southern Oscillation Phenomenon using Principal Oscillation Pattern Analysis
Jin-Song Xu

EXAMENSARBEIT Nr. 5
Dezember 1990

Untersuchung zur niederfrequenten Variabilität der Meeresoberflächentemperatur im Nordpazifik
Ute Luksch

EXAMENSARBEIT Nr. 6
Dezember 1990

Meereismodellierung im Südlichen Ozean
Achim Stössel

EXAMENSARBEIT Nr. 7
Dezember 1990

Principal Interaction/Oscillation Patterns Theorie und Analysen zum El Niño/Southern Oscillation-Phänomen
Udo Weese

EXAMENSARBEIT Nr. 8
Dezember 1990

Bestimmung des Temperaturprofils der Troposphäre mit einem Zwei-Frequenz-LIDAR
Felix A. Theopold

EXAMENSARBEIT Nr. 9
Januar 1991

Modellierung des gekoppelten Systems: Inlandeis, Übergangszone und Schelfeis der Antarktis
Wolfgang Böhmer

EXAMENSARBEIT Nr. 10
Januar 1991

Interne Variabilität in einem stochastisch angetriebenen ozeanischen Zirkulationsmodell
Uwe Mikolajewicz