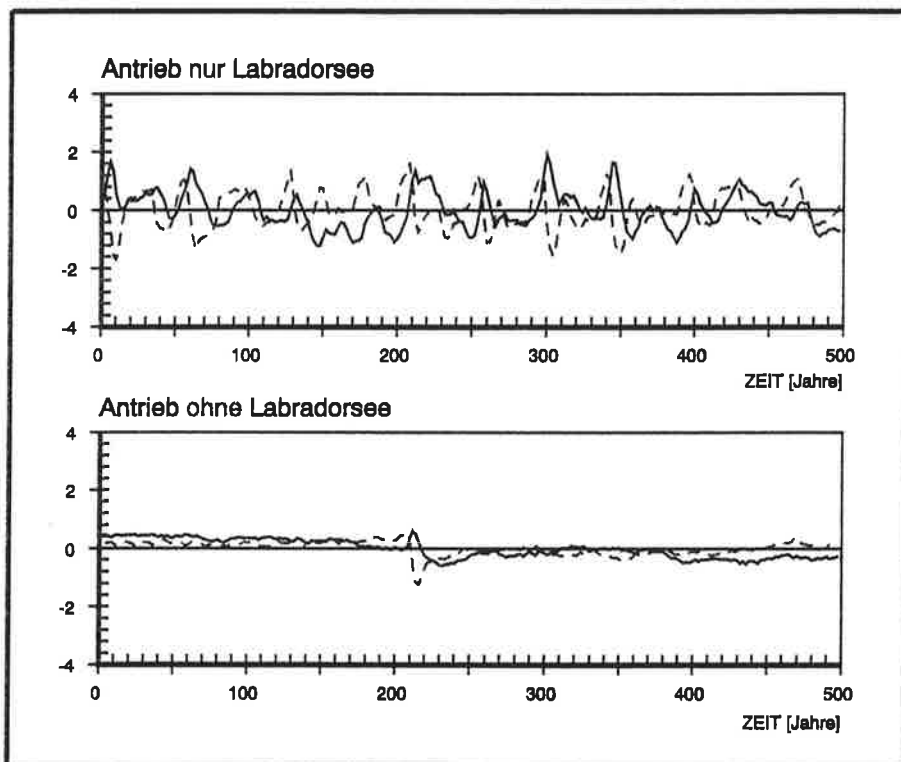




# Max-Planck-Institut für Meteorologie

## EXAMENSARBEIT Nr. 24



### NORDATLANTISCHE VARIABILITÄT IN EINEM OZEANZIRKULATIONSMODELL IM ZEITBEREICH VON DEKADEN

von  
RALF WEISSE

HAMBURG, Juli 1994

**Dissertation im Rahmen des Promotionsverfahrens**

**Autor:**

**Ralf Weiße**

**Max-Planck-Institut  
für Meteorologie**

**MAX-PLANCK-INSTITUT  
FÜR METEOROLOGIE  
BUNDESSTRASSE 55  
D-20146 Hamburg  
F.R. GERMANY**

**Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0  
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298  
E-Mail: <name> @ dkrz.d400.de**

ISSN 0938-5177

# Nordatlantische Variabilität in einem Ozeanzirkulationsmodell im Zeitbereich von Dekaden

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

vorgelegt von

Ralf Weiße

aus Ruhla

Hamburg

1994

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität  
Hamburg

auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. J. Meincke

und Dr. U. Mikolajewicz

Hamburg, den 29.06.1994

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

# Zusammenfassung

Das Hamburger großskalig-geostrophische (LSG) Ozeanzirkulationsmodell wurde mit monatlichen Klimatologien der Lufttemperaturen, der Windschubspannungen und der Frischwasserflüsse angetrieben. Um den Einfluß von kurzperiodischen atmosphärischen Störungen auf den Ozean zu repräsentieren, wurden den klimatologischen Frischwasserflüssen stochastische, zeitlich weiße und räumlich kohärente, Anomalien überlagert.

Das Modell reagiert auf diesen Antrieb mit einer erhöhten Variabilität im Zeitbereich von Dekaden im Nordatlantik, die sich am stärksten in der Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre, in der mittleren Meridionalzirkulation des Atlantiks sowie im Salzgehalt der oberflächennahen Schichten des Nordatlantiks und der Labradorsee manifestiert. Ein Großteil dieser erhöhten Variabilität kann durch die Integration der zeitlich weißen Frischwasserflußanomalien in der Labradorsee und ihre advective Dämpfung beschrieben werden. Der Dämpfungsterm des Integrationsprozesses und damit die charakteristische Zeitskala der Variabilität sind durch die mittlere Verweildauer eines Wasserpartikels in den oberflächennahen Schichten der Labradorsee im Modell gegeben. Sie werden durch die topographischen und hydrographischen Eigenschaften dieses Gebietes bestimmt und lassen sich im Modell mit etwa 10 Jahren abschätzen.

In einer Reihe von Sensitivitätsexperimenten wurde die Bedeutung des lokalen Frischwasserflußantriebs der Labradorsee als Quelle der nordatlantischen Variabilität im Zeitbereich von Dekaden im LSG-Modell bestätigt und die Details der Ausbreitung der durch die Frischwasserflußintegration erzeugten Salzgehaltsanomalien untersucht. Es zeigte sich, daß der beschriebene Mechanismus ein hochgradig komplexes und nichtlineares Phänomen darstellt, dessen Entwicklung stark vom momentanen Zustand des Systems abhängt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b> .....	<b>1</b>
1.1	Beobachtete Klimaschwankungen in der nordatlantischen Region.....	4
1.2	Überblick über einige Modellsimulationen.....	10
<b>2</b>	<b>Das Modell und das Basisexperiment</b> .....	<b>16</b>
2.1	Das Modell und die Initialisierung.....	16
2.2	Das Basisexperiment.....	21
<b>3</b>	<b>Die Methode der Principal Oscillation Patterns</b> .....	<b>24</b>
<b>4</b>	<b>Analyse des Basisexperimentes</b> .....	<b>27</b>
4.1	Klima des Basisexperimentes .....	27
4.2	Die Ergebnisse der POP Analyse.....	33
4.3	Der Mechanismus des Modes .....	44
<b>5</b>	<b>Sensitivitätsexperimente</b> .....	<b>52</b>
5.1	Stochastischer und klimatologischer Antrieb der Labradorsee.....	52
5.1.1	Experimentbeschreibung.....	52
5.1.2	Ergebnisse .....	53
5.1.3	Beschreibung der Variabilität im STL-Experiment .....	55
5.2	Die Ausbreitung der Anomalien; Ihr Einfluß auf die nordatlantische Zirkulation und die Tiefenkonvektion. ....	61
5.2.1	Negative Salzgehaltsanomalien .....	63
5.2.2	Vergleich des Verhaltens negativer, in die Labradorsee induzierter Salzgehaltsanomalien mit der GSA .....	69
5.2.3	Positive Salzgehaltsanomalien .....	72
5.2.4	Zur Entstehung der negativen Salzgehaltsanomalie nach einer induzierten positiven Störung .....	77
<b>6</b>	<b>Zusammenhang zwischen der Variabilität im Dekaden- und Jahrhundertbereich</b> .....	<b>83</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b> .....	<b>88</b>
7.1	Zusammenfassung der Modellergebnisse .....	88
7.2	Diskussion.....	90
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis</b> .....	<b>96</b>
<b>9</b>	<b>Anhang</b> .....	<b>104</b>
9.1	Liste der Experimente .....	104
9.2	Verlauf des Schnittes Labradorsee-Nordatlantik .....	105





# 1 Einleitung

Der in den letzten ca. 200 Jahren beobachteten Anstieg der Konzentration atmosphärischen Kohlendioxids (Watson et al., 1990) und die damit diskutierten möglichen anthropogenen Klimaänderungen rückten die Bestimmung der relevanten statistischen Eigenschaften der natürlichen Klimavariabilität, d.h. des Hintergrundes vor dem mögliche anthropogene Klimaänderungen ablaufen, in den Blickpunkt des Interesses. Ein Großteil der anhaltenden Debatte darüber, ob ein spurengasinduziertes Klimasignal bereits in den Beobachtungsdaten identifiziert werden kann, bezieht sich auf die Unsicherheiten über die Struktur und Größe der natürlichen Variabilität des gegenwärtigen Klimas. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf den Zeitbereichen, die den "natürlichen" Skalen möglicher anthropogener Effekte entsprechen, d.h. einige Dekaden und mehr. Es ist bekannt, daß das Spektrum der natürlichen Klimavariabilität in diesem Frequenzbereich beträchtliche Energie besitzt (Lamb, 1977). Bis zum heutigen Tag ist das Wissen über Klimavariationen auf Zeitskalen von Dekaden und darüber jedoch noch eher gering.

Das Hauptproblem bei der Untersuchung von Schwankungen in diesen Zeitbereichen liegt in der oft unzureichenden räumlichen und zeitlichen Auflösung der vorhandenen Datenbasis. Globale Datensätze reichen im allgemeinen weniger als 100 Jahre zurück und sind vor allem zu Beginn der Beobachtungen durch ausgeprägte räumliche und zeitliche Lücken gekennzeichnet. Zeitreihen von Beobachtungsdaten sind bis auf wenige Ausnahmen ebenfalls kürzer als oder höchstens 100 Jahre. Eine Vielzahl von Proxydatensätzen, die über eine hinreichende Länge und Auflösung verfügen, wie z.B. Zeitreihen von Baumringen (Briffa et al., 1990; Cook et al., 1991) oder Eisbohrkernen (Thompson und Mosley-Thompson, 1989), sind aufgrund unsicherer Transferfunktionen und von Datierungsproblemen oft nur schwer direkt physikalisch interpretierbar. Einen Überblick findet man zum Beispiel in Crowley und North (1991) und Folland et al. (1992).

Im Zusammenhang mit der Suche nach spurengasinduzierten Klimasignalen ist die Erwärmung der Nordhemisphäre bis etwa 1940 und die darauffolgende Abkühlung bis ca. 1970 von entscheidender Bedeutung. Die hemisphärisch gemittelte bodennahe Luft-

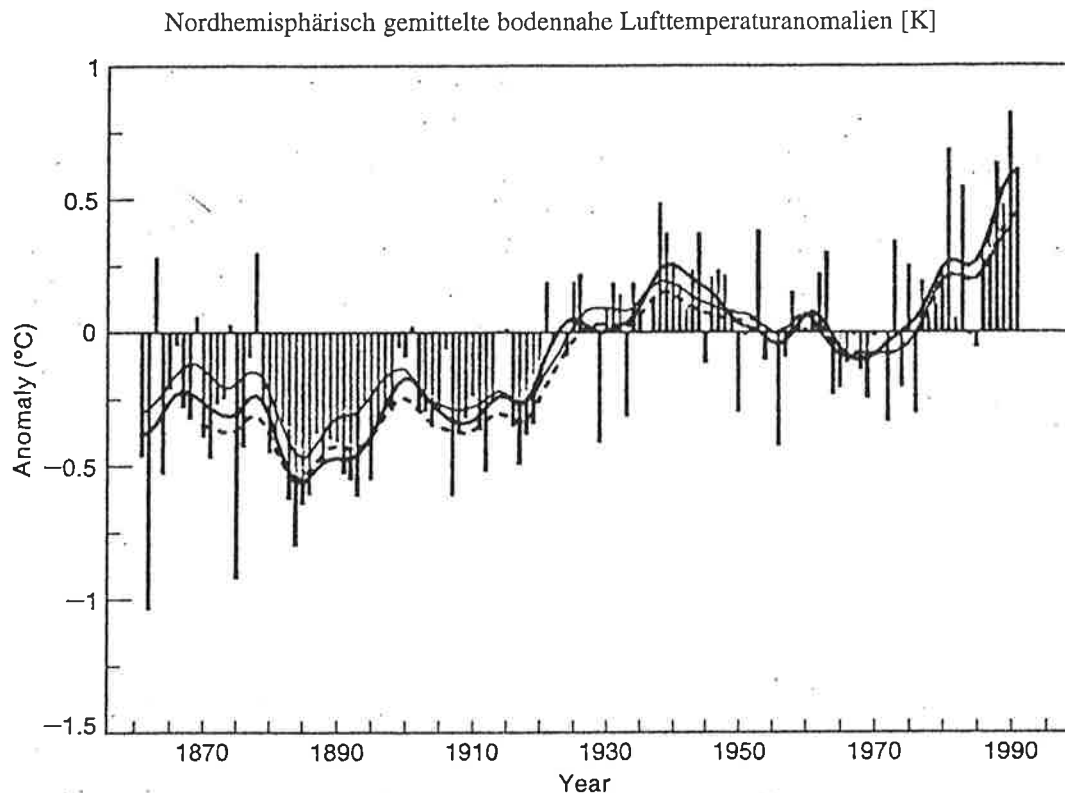


Abb. 1 Nordhemisphärisch gemittelte bodennahe Lufttemperaturanomalien über Land relativ zum Mittelwert von 1951-1980. Jährliche Werte von Jones (1988, aktualisiert). Geglättete Kurven: Jones (1988, aktualisiert) dicke durchgezogene Linie (1861-1991); Hansen und Lebedeff (1988, aktualisiert) gestrichelte Linie (1870-1991); Vinnikov et al. (1990, aktualisiert) dünne durchgezogene Linie (1861-1990) (Abbildung entnommen aus Folland et al., 1992).

temperatur (Abb. 1) ist neben einem allmählichen Anstieg im Beobachtungszeitraum vor allem durch interannuale Schwankungen und Variationen im Dekadenbereich geprägt. Auf der kürzeren Zeitskala von etwa zwei bis drei Jahren stammt das bedeutendste Signal vom Phänomen El Niño/ Südliche Oszillation. Dieses wahrscheinlich bekannteste und am besten untersuchte Phänomen natürlicher Klimavariabilität (z. B. Rasmusson und Carpenter, 1982) besitzt seine größte Amplitude in der äquatorialen Pazifikregion, hat aber auch Auswirkungen auf andere Gebiete der Erde (z. B. Pan und Oort, 1983), insbesondere den Nordpazifik. Auf der Zeitskala von einigen Dekaden scheinen dagegen eher die mittleren und hohen Breiten wesentliche Beiträge zur natürlichen Klimavariabilität zu liefern. Dafür spricht zum einen die auf der Nordhalbkugel

beobachtete polwärtige Verstärkung der Variabilität in diesem Frequenzbereich (z.B. Hansen und Lebedeff, 1987), und zum anderen die Tatsache, daß Teilkomponenten des Klimasystems, wie Teile der ozeanischen Zirkulation, das gekoppelte Ozean-Atmosphären System und das Meereis charakteristische Zeitskalen im Bereich von Dekaden zu besitzen scheinen (vgl. Abschnitt 1.2), und somit bestimmend für die Dynamik des Klimasystems in diesem Zeitbereich sein könnten.

Im Gebiet des Nordatlantiks sind starke Klimaschwankungen im Zeitbereich von Dekaden relativ gut dokumentiert. Vom ozeanographischen Gesichtspunkt kommt dem Atlantik eine gewisse Sonderstellung in der ozeanischen Zirkulation und den Wechselwirkungen mit der Atmosphäre zu: Der dominante Mode der globalen thermohalinen Zirkulation der Ozeane besteht aus relativ kleinräumigen Absinkprozessen in nur einigen wenigen geographischen Regionen der hohen Breiten, die durch dynamisch getriebene, langsame und großräumige Aufwärtsbewegungen tiefer Wassermassen in den größten Teilen der Ozeane balanciert werden (z.B. Stommel, 1958). Mit dieser Zirkulation wird warmes und salzreiches Wasser in polare Breiten advehiert, wo es aufgrund intensiver Abkühlungsprozesse seinen Auftrieb verliert und in tiefere Schichten absinkt. Die Gebiete, in denen eine solche Produktion ozeanischen Tiefenwassers und damit eine starke Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre erfolgt, liegen abgesehen von den antarktischen Regionen, hauptsächlich in der Norwegen- und der Grönlandsee (Randmeere des Nordatlantiks). Im Arktischen Mittelmeer und in Nebenmeeren des Nordatlantiks, wie etwa der Labradorsee und dem Europäischen Mittelmeer, werden aufgrund von Abkühlungs- oder starken Verdunstungsprozessen ebenfalls Wassermassen gebildet, die als Zwischen- oder Tiefenwasser in die globale thermohaline Zirkulation der Ozeane einbezogen werden.

Der Atlantik ist gegenüber den anderen Ozeanen dadurch gekennzeichnet, daß die in ihm gebildeten Tiefenwasser zum größten Teil in den Pazifik und Indik exportiert werden, in diesen Ozeanen mit einer Rate von nur einigen wenigen Metern pro Jahr durch die Thermokline diffundieren (Bretherton, 1982) und als Oberflächenwasser mit dem Agulhas Strom südlich von Afrika oder durch die Drake Passage zurück in den Atlantik gelangen. Dieser Prozeß wird in der Literatur im allgemeinen als der globale ozeanische "conveyor belt" bezeichnet (Broecker, 1987). Die treibende Kraft dieser Zir-

kulation ist nach Broecker und Denton (1989) die im Vergleich zum Niederschlag höhere mittlere Verdunstung über dem Atlantik. Der mittlere Salzgehalt des Nordatlantiks beträgt ca. 35 psu und damit ca. 3 psu mehr, als der des Nordpazifiks. Aufgrund des hohen Salzgehaltes sind die an der Oberfläche polwärts advehierten warmen Wassermassen so schwer, daß sie in hohen Breiten durch die hier erfolgende intensive Abkühlung ihren Auftrieb verlieren und in tiefere Schichten absinken können. Im Nordpazifik werden selbst bei einer Abkühlung der Oberflächenwasser in hohen Breiten bis zum Gefrierpunkt aufgrund des niedrigeren mittleren Salzgehaltes keine ausreichenden Dichten erzeugt, um Bodenwasser zu produzieren.

Aufgrund der ausgeprägten Vertikalzirkulation, mit nordwärtigen Nettomassentransport an der Oberfläche und einem langsamen, südwärts gerichteten Fluß in tieferen Schichten, erfolgt der größte Teil des nordwärtigen meridionalen ozeanischen Wärmetransportes durch den Atlantik. Im Gegensatz zum Indik und Pazifik ist dieser Transport in allen Breiten des Atlantiks nordwärts gerichtet (Abb. 2). Obwohl ein nicht unbeträchtlicher Teil dieses Wärmetransportes durch die windgetriebene Zirkulation erfolgt (etwa 20% bei 36° nördlicher Breite), läßt sich der größte Teil (etwa 80% bei 36° nördlicher Breite) durch die thermohaline Zirkulation erklären (Bryan, 1962). Die ozeanische thermohaline Zirkulation, angetrieben durch Frischwasser- und Wärme Flüsse, stellt demnach einen entscheidenden Faktor für den nordwärtigen meridionalen Wärmetransport dar. Änderungen in der Intensität dieser Zirkulation und somit im polwärtigen Wärmetransport können signifikante Auswirkungen auf das globale Klima haben. Beobachtungen und Modellstudien deuten darauf hin, daß die thermohaline Zirkulation der Ozeane in Zeitbereichen von Dekaden und mehr variieren kann.

## **1.1 Beobachtete Klimaschwankungen in der nordatlantischen Region**

Eine der grundlegenden Arbeiten zur Analyse der Klimavariabilität im nordatlantischen Raum stammt von Bjerknes (1964). Er untersuchte Beobachtungsdaten der Meeresoberflächentemperaturen (SST) und des Bodenluftdruckfeldes aus dem Zeitraum 1890 bis 1938 und stellte die Hypothese auf, daß die beobachtete Variabilität im Zeitbereich von Jahren hauptsächlich auf lokale Wechselwirkungsprozesse im System Ozean-

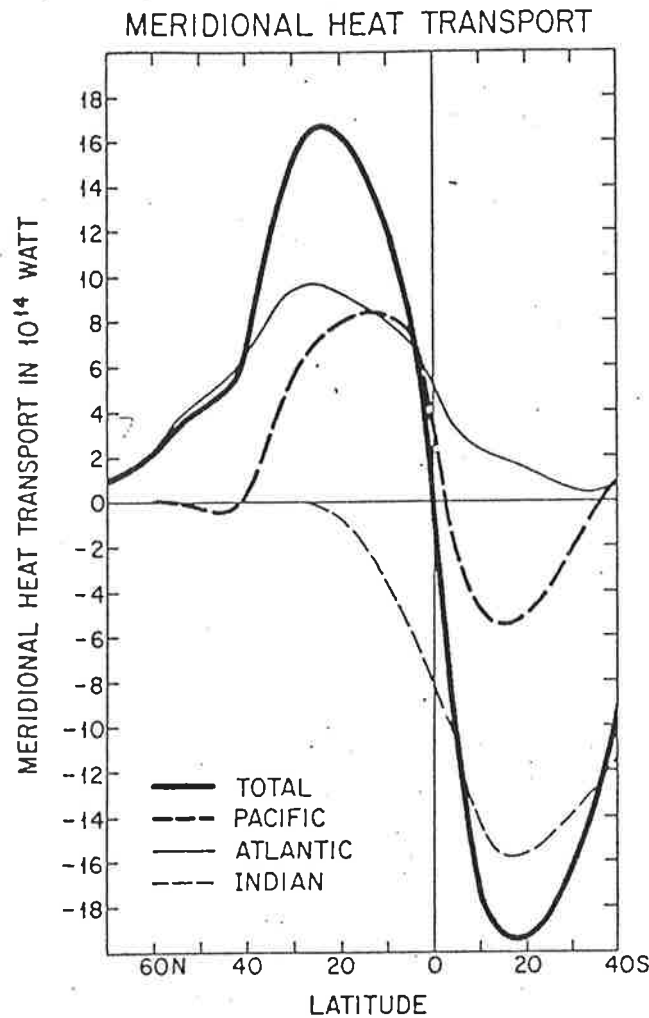


Abb. 2 Beobachteter klimatologischer Mittelwert des Jahresmittels des meridionalen Wärmetransports in  $10^{14}$  W im Pazifik (dick gestrichelte Linie), Atlantik (dünn durchgezogene Linie) und Indik (dünn gestrichelte Linie) sowie in allen Ozeanen zusammen (dick durchgezogene Linie) (entnommen aus Hsiung, 1985).

Atmosphäre zurückzuführen ist, wogegen die Veränderungen auf der Zeitskala von Dekaden Resultat langsamer und nicht lokaler, dynamischer Wechselwirkungsprozesse seien. Die Ursache der kürzerfristigen Variationen ist nach Bjerknes (1964) eine Reaktion des Ozeans auf veränderte atmosphärische Zirkulationsverhältnisse. Ein Dipol im atmosphärischen Bodendruckfeld, bestehend aus einem verstärkten Azorenhoch und einer ebenfalls gut entwickelten Islandzyklone mit den entsprechenden Westwindanomalien führt nach ca. ein bis zwei Monaten zu einer Dipolanomalie und einem verstärkten meridionalen Gradienten in den SST, mit negativen Anomalien nördlich und positiven

Anomalien südlich des Golfstromes (Abb. 3a). Im Gegensatz dazu ist im Zeitbereich von Dekaden ein entsprechendes Muster im Bodenluftdruckfeld mit einer Abkühlung des gesamten nördlichen Nordatlantiks im Bereich des Golfstromes und des subpolaren Wirbels verbunden (Abb. 3b). Bjerknes vermutete, daß eine Abschwächung des meridionalen ozeanischen Wärmetransportes im Atlantik die Ursache für ein solches Anomalienmuster in den SST sein könnte und demzufolge eine kompensierende Zunahme des meridionalen Wärmetransportes in der Atmosphäre erfolgen würde, was konsistent mit den beschriebenen zugehörigen Bodenluftdruck- und Windanomalien wäre. Nach Bjerknes' Hypothese spielt demnach der Ozean im Zeitbereich von Dekaden eine aktive, im höherfrequenten Bereich dagegen eine passive Rolle in den Wechselwirkungen von Ozean und Atmosphäre. Der Notation von Bryan und Stouffer (1991) folgend werden die Wechselwirkungen, bei denen dem Ozean eine passive Rolle zukommt, als Wechselwirkungen erster Art, die Wechselwirkungen mit einem aktiven Ozean jedoch als Wechselwirkungen zweiter Art bezeichnet werden.

Zur Zeit ist nicht vollständig geklärt, ob man wirklich derart zwischen Wechselwirkungen erster und zweiter Art unterscheiden kann. Unter Verwendung von wesentlich längeren Datensätzen, die gut ein Jahrhundert von Beobachtungen umfassen, kam Kushnir (1994) zu ähnlichen Schlußfolgerungen wie Bjerknes. Im Gegensatz zu Bjerknes analysierte er im Zusammenhang mit den Variationen im Dekadenbereich jedoch eher einen Monopol im Bodenluftdruckfeld, dessen Zentrum etwa auf halber Strecke zwischen Azorenhoch und Islandtief liegt. Ähnlich wie Bryan und Stouffer (1991), die einen Zusammenhang zwischen Änderungen in der thermohalinen Zirkulation und Variationen im ozeanischen meridionalen Wärmetransport annehmen, vermutet Kushnir (1994) eine Verbindung zwischen den analysierten Mustern der Variabilität im Dekadenbereich und der Bildung von Tiefenwasser, da die größten Amplituden der Muster in eben jenen Tiefenwasserbildungsgebieten liegen (Labradorsee und Grönland-Island-Norwegensee). Demnach würde der Nordatlantik im Gegensatz zum Nordpazifik, in dem keine Produktion ozeanischen Tiefenwassers stattfindet, ein bevorzugtes Gebiet für niederfrequente, aktive Kopplungen zwischen der Atmosphäre und der thermohalinen Zirkulation darstellen.

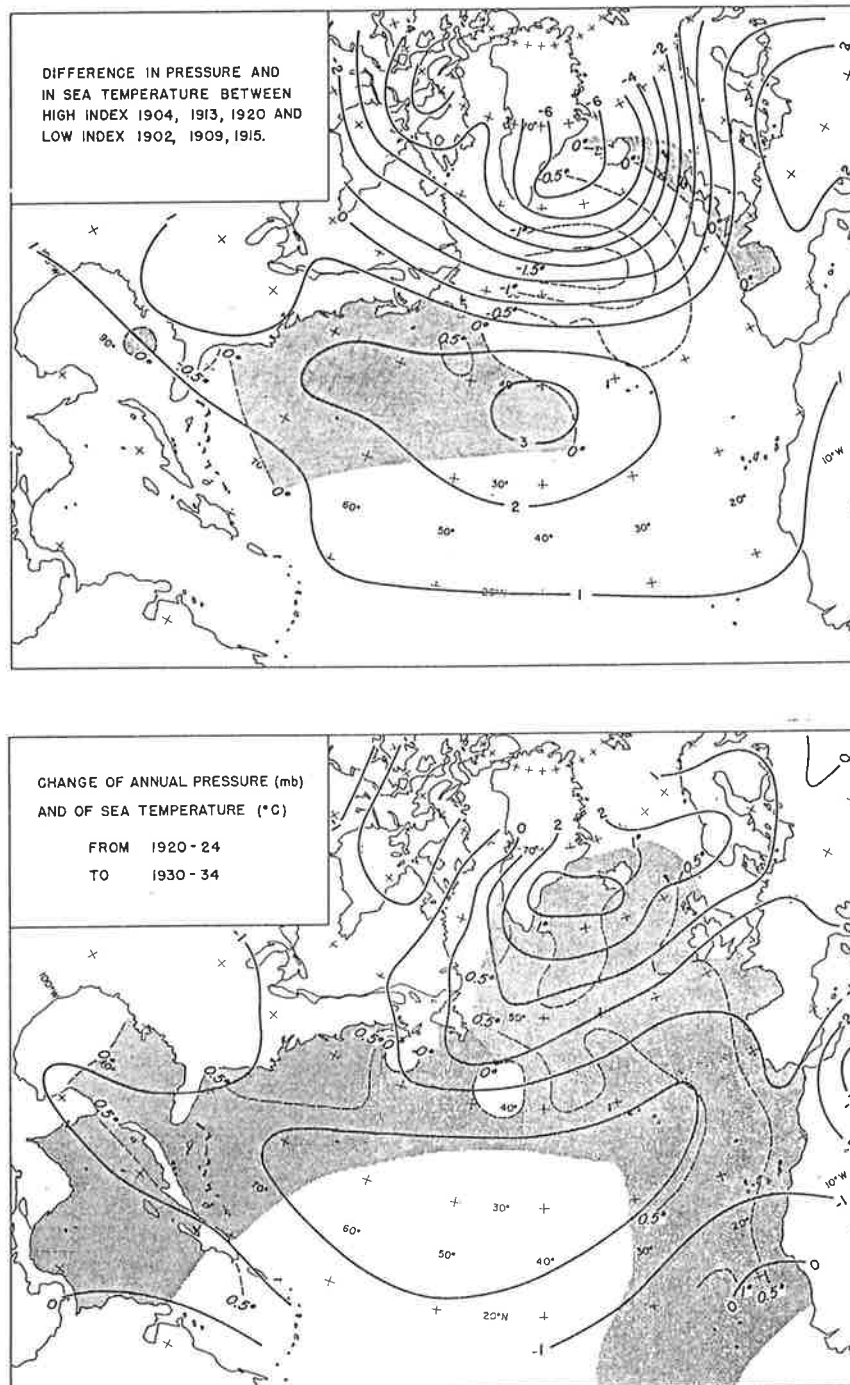


Abb. 3 SST- und Bodendruckanomalien entnommen aus Bjerknes (1964). (a) Differenz zwischen einzelnen Jahren mit hohem und niedrigem Nordatlantik-Index. (b) Differenz zwischen einem Mittel über eine Periode mit persistent niedrigem und einer Periode mit persistent hohem Nordatlantik-Index. Der Nordatlantik-Index ist definiert als die Differenz des Bodendrucks zwischen den Azoren und Island.

Deser und Blackmon (1993) analysierten ebenfalls ein 90 Jahre umfassendes Beobachtungsmaterial von Meeresoberflächentemperaturen, bodennahen Lufttemperaturen, Bodenluftdruck- und Windfeldern. Auch sie fanden ähnliche Muster wie Bjerknes und Kushnir. Desweiteren berechneten sie die Spektren der zugehörigen Zeitserien und fanden, daß die Muster "erster Art" beträchtliche Energie im Zeitbereich von Dekaden wie auch von einigen Jahren besitzen und keine Unterschiede in den Relationen von Wind und Meeresoberflächentemperatur auf den verschiedenen Zeitskalen bestehen. Mit einem ähnlichen Beobachtungsmaterial kam E. Zorita (pers. Mitteilung, 1993) zu gleichen Resultaten. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß gerade im Zeitbereich von Dekaden keine eindeutige Unterscheidung von Wechselwirkungen erster und zweiter Art möglich zu sein scheint.

Ein relativ gut dokumentiertes Beispiel jüngeren Datums für nordatlantische Klimavariabilität im Zeitbereich von Dekaden ist die Große Salzgehaltsanomalie (GSA) in den siebziger Jahren, die eine der stärksten und persistentesten Variationen im Ozeanklima darstellt, die in diesem Jahrhundert beobachtet worden sind. Sie war charakterisiert durch einen starken, große Gebiete betreffenden Rückgang des Salzgehaltes in den oberen 500 bis 800 Metern im nördlichen Nordatlantik. Neben einer Reihe von lokalen Erklärungen für dieses Ereignis (z.B. Pollard und Pu, 1985), beschreiben Dickson et al. (1988) die GSA als ein hauptsächlich, wenn auch nicht vollständig, advektives Ereignis. Dabei gelangte, ausgelöst durch anomale atmosphärische Zirkulationsverhältnisse über Grönland und dem nördlichen Nordatlantik, relativ salzarmes arktisches Wasser in den Nordatlantik, welches anschließend entlang des subpolaren Wirbels advehiert wurde. Die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Anomalie betrug dabei etwa  $3 \text{ cm s}^{-1}$ . Das mit dem anomal salzarmen Wasser verbundene Salzdefizit betrug etwa  $72 \times 10^{12} \text{ kg}$  entlang der Küste Labradors, von denen ca. zwei Drittel, also  $47 \times 10^{12} \text{ kg}$ , nach sechs bis acht Jahren den Färöer-Shetland Kanal passierten. Diese Anomalie war mit einer Reduktion der Konvektion, erhöhter Meereisbedeckung um Island (z.B. Kelly et al., 1987) und negativen Meeresoberflächentemperaturanomalien (SSTA) verbunden. Levitus (1989a,b) untersuchte die dreidimensionale Ausdehnung der GSA im Nordatlantik. Er verglich Beobachtungsmaterial der Periode 1970-74 mit Daten von 1955-59 und erhielt Ergebnisse, die konsistent mit dem frühen Zustand der GSA sind (Abb. 4).



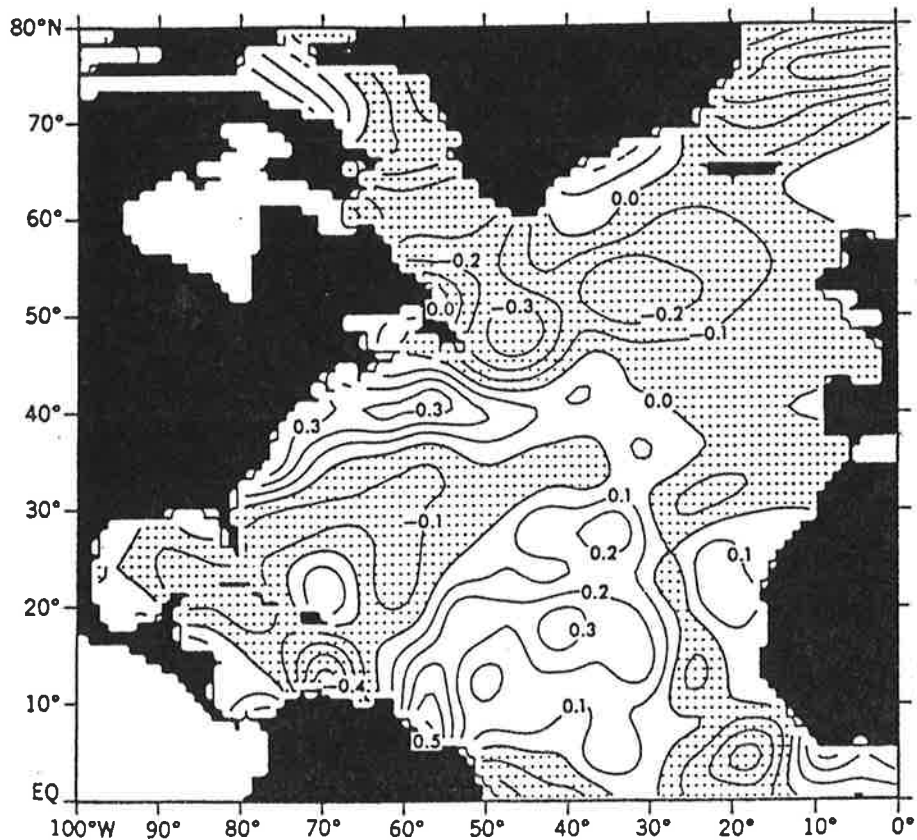


Abb. 4 Differenz der Salzgehalte in psu zwischen dem Mittelwert über den Zeitraum 1970-1974 und dem Mittelwert über die Periode 1955-59 in 50 Meter Tiefe. Gebiete mit negativen Werten sind schattiert (entnommen aus Levitus, 1989b).

Ein Salzgehaltsminimum vergleichbarer Amplitude konnte zu Beginn dieses Jahrhunderts im Färöer-Shetland Kanal beobachtet werden (Abb. 5). Dickson et al. (1988) zeigten, daß einige Analogien zwischen diesem Salzgehaltsminimum und der GSA bestehen. In der Temperatur- und Salzcharakteristik des einströmenden nordatlantischen Wassers in der Barentssee ist etwa um 1912 ein starker Rückgang des Salzgehaltes und der Temperatur zu sehen, der konsistent mit dem Datensatz des Salzgehaltes im Färöer-Shetland Kanal und den SSTA der arktischen Region in diesem Zeitraum ist. Weiterhin ist der isländische Meereis-Index in diesem Jahrhundert nur durch zwei Perioden starker Eisbedeckung gekennzeichnet, die um etwa 1910 bis 1912 und um 1970 (GSA) liegen. Die Datenbasis zu Beginn dieses Jahrhunderts ist jedoch zu lückenhaft, um endgültig zu

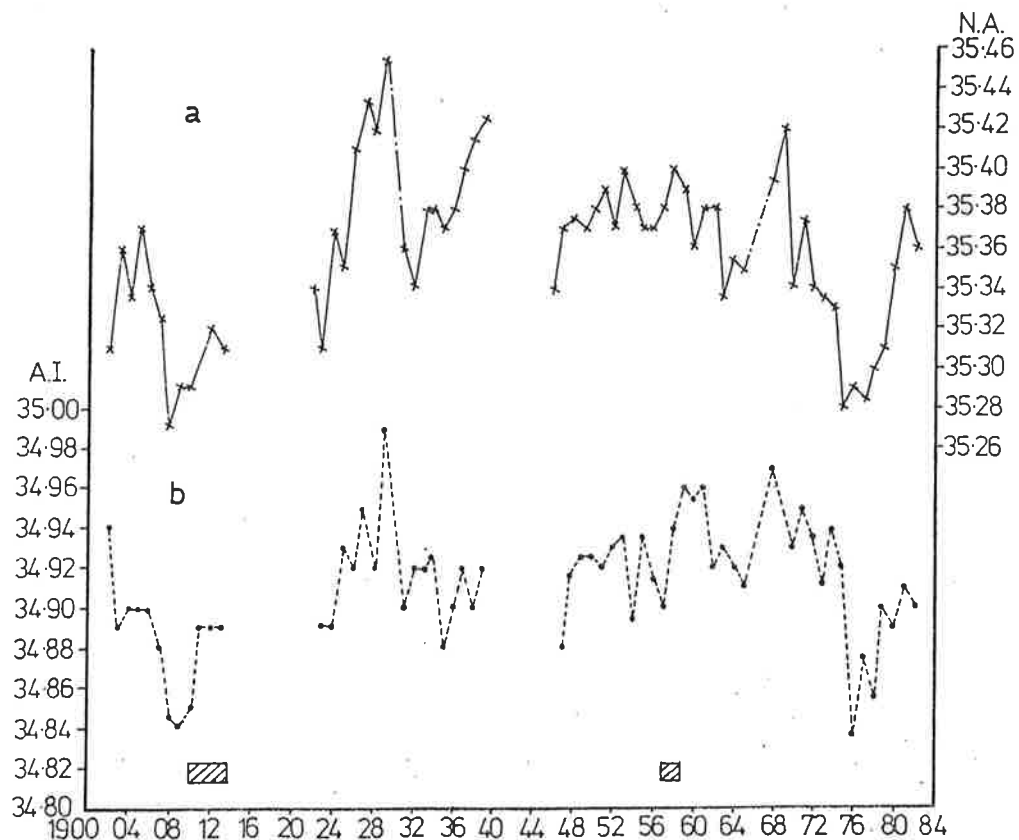


Abb. 5 Zeitserien des Salzgehaltes in psu (a) für nordatlantisches Wasser (N.A.) und (b) für arktisches Zwischenwasser (A.I.) im Färöer-Shetland Kanal für den Zeitraum 1902 bis 1984 (nach Dooley et al., 1984; entnommen aus Dickson et al., 1988).

klären, ob dieses Ereignis ähnlicher Ursache sowie ähnlichen räumlichen Ausmaßes und Dauer wie die GSA war.

## 1.2 Überblick über einige Modellsimulationen

Aufgrund des lückenhaften und für Untersuchungen im Zeitbereich von Dekaden noch immer recht kurzen Beobachtungsmaterials, wurden in jüngster Zeit eine Vielzahl von Versuchen mit mehr oder weniger vereinfachten Klimamodellen durchgeführt, um die prinzipiellen physikalischen Prozesse der natürlichen Klimavariabilität zu verstehen

und die Komponenten des Klimasystems zu identifizieren, die natürliche Zeitskalen im Bereich von Dekaden besitzen könnten.

Einen formalen Mechanismus zur Erzeugung niederfrequenter, d.h. klimarelevanter Anomalien im Ozean hat Hasselmann (1976) mit dem Konzept der stochastischen Klimamodelle vorgeschlagen: Bezogen auf Zeitskalen von Dekaden und länger kann die Atmosphäre als im "Quasi-Gleichgewicht" angesehen werden. Bedingt durch seine größeren internen Zeitskalen (größere Wärmespeicherkapazität) wirkt der Ozean als Integrator hochfrequenter atmosphärischer Variabilität. Wird der atmosphärische Antrieb des Ozeans als "weißes Rauschen" betrachtet, erhält man ein rotes Spektrum der ozeanischen Größen. In einem linearen System ist dieses Spektrum proportional zu  $\omega^{-2}$ , so lange die Frequenz  $\omega$  größer als das Inverse der natürlichen Zeitskala des Ozeansystems ist und konstant für kleinere Frequenzen. Nach diesen Überlegungen ist das Spektrum ozeanischer Größen auf den "kürzeren" Zeitskalen durch den einfachen Integrationseffekt (passiver Ozean), auf den längeren Skalen jedoch durch die Details der internen Dynamik des Ozeans bestimmt (aktiver Ozean).

Dieses Konzept stochastischer Klimamodelle wurde auf eine Vielzahl ozeanischer Modelle angewandt. Erste Versuche mit relativ einfachen Modellen, die typischerweise aus einer oder zwei Boxen, einem Antriebs- und einem linearen Dämpfungsterm bestanden, wurden von Lemke (1977) und Wigley und Raper (1990) für den globalen Ozean, und von Frankignoul und Hasselmann (1977), Frankignoul und Reynolds (1983) sowie Herterich und Hasselmann (1987) für die Deckschicht der Ozeane durchgeführt.

In neueren Untersuchungen wurde dieses Konzept auf realistischere Modelle angewandt und die resultierende ozeanische Variabilität auf Zeitskalen von Dekaden und Jahrhunderten untersucht, die hauptsächlich durch die interne Dynamik der Ozeane gegeben ist. Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990) trieben ein globales ozeanisches Zirkulationsmodell unter gemischten Randbedingungen mit zeitlich weißem, räumlich jedoch kohärentem Rauschen an und erhielten eine dominante, unregelmäßige Oszillation mit einer mittleren Periode von etwa 320 Jahren. Diese Zeitskala wird durch die Austausch- bzw. Umwälzzeit ("flushing time") des Atlantiks bestimmt. Verantwortlich für die Variationen ist die Advektion von Salzgehaltsanomalien durch die mittlere ther-

mohaline Zirkulation des Atlantiks. Mikolajewicz und Maier-Reimer (1991) zeigten, daß die Amplitude des Antriebs ein kritischer Parameter für das Auftreten dieses Modes ist. Mysak et al. (1993) führten eine Reihe ähnlicher Experimente mit einem zonal integrierten Ozeanmodell durch, mit denen sie die Reaktion des Ozeans als Funktion einer Reihe von Parametern, wie Amplitude des Antriebs, horizontale und vertikale Diffusivitäten, testeten. Über einen großen Bereich erhielten sie ebenfalls Moden mit Perioden von ca. 200 bis 300 Jahren. Toggweiler und Samuels (1993) zeigten, daß in einem globalen Ozeanzirkulationsmodell mit realistischer Topographie der Einstrom in den oberen 1000 m und der Ausstrom des Tiefenwassers aus dem Südatlantik in direktem Verhältnis zu den Windschubspannungen in der zirkumpolaren Region der Südhemisphäre stehen. In ihren Experimenten, mit gegenüber der Klimatologie verringerten Windschubspannungen, erhielten sie Fluktuationen in der zonal integrierten meridionalen Stromfunktion im Atlantik, die in der Größenordnung den von Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990) beschriebenen vergleichbar waren, wenn auch mit verlängerter Periode. In Experimenten mit erhöhten Windschubspannungen traten dagegen keine solchen Variationen auf. Toggweiler und Samuels (1993) schlußfolgerten, daß ein höheres Niveau der Windschubspannungen in der zirkumpolaren Region der Südhemisphäre die thermohaline Zirkulation gegenüber Fluktuationen stabilisiert.

Im Zeitbereich von Dekaden scheinen die Modelle im Konsens mit den Ergebnissen der Analyse von Beobachtungsdaten (Deser und Blackmon, 1993) Variabilität sowohl mit einem aktiven als auch mit einem passiven Ozean simulieren zu können. Luksch (1994) konnte mit einem regionalen Modell des Nordatlantiks, das mit den beobachteten Windschubspannungen der Periode 1950-1979 angetrieben wurde, die großräumigen Muster der beobachteten Anomalien der Meeresoberflächentemperaturen dieses Zeitraumes zu einem Großteil reproduzieren (passiver Ozean), auch wenn bei der Interpretation dieser Ergebnisse beachtet werden muß, daß der gewählte Antrieb mit Sicherheit kein zeitlich weißes Rauschen darstellt. Andere Simulationen deuten darauf hin, daß verschiedene Komponenten des gekoppelten Systems Ozean-Atmosphäre-Meeris natürliche Zeitskalen im Bereich von Dekaden besitzen (aktiver Ozean). Metha (1989) untersuchte die linearen, axialsymmetrischen inkompressiblen Moden eines einfachen globalen Modells, welches auf den "Primitiven Gleichungen" basiert. Das Modell

besteht aus einer atmosphärischen und einer ozeanischen Komponente mit jeweils zwei Schichten. Im Zeitbereich von Dekaden erhielt Metha (1989) unter Annahme eines einfachen mittleren meridionalen Grundzustandes sowohl für das gekoppelte Ozean-Atmosphäre System, als auch für die ungekoppelten Teilsysteme eine Reihe natürlicher Moden (Eigenschwingungen). Die Dämpfung der ungekoppelten ozeanischen Moden war im Gegensatz zu den ungekoppelten atmosphärischen Moden in diesem Zeitbereich deutlich geringer. Ikeda (1990) zeigte, daß sich ein einfaches, ozeanisches Boxmodell mit zwei Schichten, angetrieben durch vorgeschriebene Dichteflüsse ("buoyancy fluxes") und variable Windschubspannungen, im Zeitbereich von Dekaden in Resonanz mit den Windschubspannungen befindet, und schwache externe Variationen in diesem Frequenzbereich verstärkt werden können. Das rechteckige Modellgebiet enthält die grundlegende Struktur des eurasischen Bassins des arktischen Ozeans und eines Teiles der Grönland-Island-Norwegensee.

Eine Reihe von Autoren beschreiben sich selbsterhaltende Oszillationen der thermohalinen Zirkulation auf Zeitskalen von Dekaden. Weaver et al. (1991, 1993) beschreiben einen "Flip-Flop" Mechanismus zwischen einem Ein- und einem Zweizellenregime der thermohalinen Zirkulation in einem einhemisphärischen Ozeanzirkulationsmodell (OGCM) mit einem Becken und idealisierter Topographie. Die Existenz dieses Mechanismus ist stark an die Formulierung der oberen Randbedingungen gebunden. Weaver et al. (1993) unterscheiden entsprechend zwischen einem thermisch dominierten, einem halin bedeutenden und einem halin dominierten Regime. Lediglich im halin dominierten Regime, das durch einen hinreichend starken meridionalen Gradienten der Frischwasserflüsse gekennzeichnet ist, wurde der beschriebene "Flip-Flop" aktiv. Wichtig für die Anregung des Mechanismus bei Weaver et al. ist die Existenz einer stark ariden Zone, die in ihrem Modellgebiet bei etwa  $54^{\circ}$  N liegt. Bei schwach entwickelter thermohaliner Zirkulation werden die Wassermassen an der Oberfläche relativ langsam durch dieses Gebiet advehiert und werden während ihres Transportes in hohe Breiten entsprechend salziger. Die damit verbundene Dichteanomalie führt zu früherer, d.h. weiter südlich einsetzender Tiefenkonvektion. Die warme, salzige Anomalie breitet sich in der Tiefe nordwärts aus, wo sie langsam aufsteigt und zur Entstehung eines warmen und salzigen Reservoirs bei  $64^{\circ}$  N (Ende des Modellgebiets) führt. Die so entstandene Zweizellen-

struktur der thermohalinen Zirkulation ist durch weiter südlich produziertes Tiefenwasser und eine intensivierete Meridionalzirkulation von etwa 14 Sverdrup gekennzeichnet. Die Oberflächenwasser werden jetzt schneller durch die Verdunstungsregion bei 54° N transportiert, wodurch sie insgesamt salzärmer bleiben. Ihre Dichte reicht nicht mehr aus, um die südlichere Tiefenwasserproduktion aufrechtzuerhalten, und die Konvektion kommt hier zum Erliegen. Stattdessen werden die relativ salzarmen Wassermassen an der Oberfläche weiter nordwärts advehiert, bis sie durch Abkühlung in hohen Breiten ihren Auftrieb so weit verloren haben, daß Konvektion einsetzt. Die relativ langsame Einzellenstruktur der thermohalinen Zirkulation mit Absinken am nördlichen Rand des Modellgebiets ist wieder hergestellt, und der Prozeß beginnt von vorn. Die Periode dieser Oszillation wird durch die Zeit bestimmt, die die in der ariden Region gebildeten Salz- und Temperaturanomalien benötigen, um den nördlichen Rand des Modells zu erreichen. Sie wird von den Autoren mit etwa 9 Jahren angegeben. Myers und Weaver (1992) zeigten, daß diese Art der Variabilität auch unter saisonal variierendem Antrieb bestehen bleiben kann. Die Berücksichtigung einer realistischen Bodentopographie könnte die Zeitskala des Prozesses jedoch verlängern, da der skalenbestimmende Advektionsweg der Anomalien dadurch verlängert werden würde (Weaver et al., 1993).

Delworth et al. (1993) beschreiben eine analoge Oszillation der thermohalinen Zirkulation im Nordatlantik in einem voll gekoppelten Ozean-Atmosphärenmodell. Diese Fluktuationen mit einer Zeitskala von etwa 40 bis 50 Jahren werden ebenfalls durch Dichteanomalien in den Konvektionsgebieten und durch entsprechend kleinere Anomalien entgegengesetzten Vorzeichens im gegenläufigen Ast der thermohalinen Zirkulation getrieben. Verantwortlich für die Entstehung der Dichteanomalien sind die mit der Phase der Oszillation verbundenen Geschwindigkeitsanomalien und die mit ihr verbundenen anomalen Transporte von Salz und Temperatur. Bei schwach entwickelter thermohaliner Zirkulation ist der meridionale Wärmetransport verringert und im Konvektionsgebiet bildet sich eine negative SST-Anomalie. Die damit induzierte Dichteanomalie verstärkt die Bildung von Tiefenwasser. Durch die dabei entstehende zyklonale Zirkulationsanomalie wird salzreicheres Wasser in das Tiefenwasserproduktionsgebiet advehiert, was die Konvektion weiter anfacht. Gleichzeitig wird dabei jedoch auch die Advektion von warmem Wasser wieder verstärkt, was zu einer Verringerung der Konvektion und antizy-

klonal orientierten Geschwindigkeitsanomalien führt. Die damit verbundene Advektion von salzarmem Wasser verlangsamt die Meridionalzirkulation weiter und der Prozeß kann erneut beginnen. Bei diesem Mode, dessen Mechanismus im wesentlichen auf den Phasenverschiebungen zwischen den thermisch und den halin induzierten Dichteanomalien sowie der Zirkulation beruht, handelt es sich um eine Oszillation der ozeanischen Komponente des modellierten Systems, wogegen die atmosphärische Rückkopplung gering zu sein scheint.

In der vorliegenden Arbeit wird anhand von Experimenten mit dem Hamburger großskalig-geostrophischen (LSG) Ozeanzirkulationsmodell ein weiterer, die thermohaline Zirkulation und damit die meridionalen Wärmetransporte beeinflussender Mechanismus beschrieben und untersucht, der für einen Teil der im Zeitbereich von Dekaden existierenden Variabilität im nordatlantischen Raum verantwortlich sein und somit Einfluß auf das globale Klima haben könnte. Dieser Mechanismus beruht im wesentlichen auf einer ungestörten zeitlichen Integration von Frischwasserflußanomalien. Seine Zeitskala ist durch die topographischen und hydrographischen Eigenschaften der Labradorsee gegeben. Im Kapitel zwei werden das verwendete Ozeanmodell und das grundlegende Experiment kurz beschrieben. Die wesentlichen Züge der "Principal Oscillation Patterns", der hauptsächlich verwendeten statistischen Analyseverfahren, werden im dritten Abschnitt erläutert. In Kapitel vier werden der im Zeitbereich von Dekaden dominante Modes nordatlantischer Variabilität, ein Mechanismus zur Entstehung der Variabilität sowie die Ausbreitung der durch den Mode erzeugten Anomalien und ihr Einfluß auf die thermohaline Zirkulation beschrieben. Im fünften Kapitel werden einige Sensitivitätsexperimente diskutiert und ein Vergleich der Modellvariabilität mit Beobachtungen angestellt. Anschließend wird im sechsten Abschnitt auf die Wechselwirkungen bzw. die Modifikation der Variabilität im Dekadenbereich durch eine niederfrequenteren Eigenschwingung des Ozeans im Bereich von etwa 320 Jahren (vgl. z.B. Mikolajewicz, 1991) eingegangen. Im abschließenden siebten Kapitel werden die Resultate zusammengefaßt und diskutiert.

## **2 Das Modell und das Basisexperiment**

### **2.1 Das Modell und die Initialisierung**

Für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurde das Hamburger großskalig-geostrophische (LSG) Ozeanzirkulationsmodell verwendet. Es wurde von Maier-Reimer speziell für die Untersuchung niederfrequenter Variabilität nach einem Konzept von Hasselmann (1982) entwickelt. Dieses Konzept basiert auf der Tatsache, daß für die Studien klimarelevanter Prozesse die relevanten charakteristischen räumlichen Skalen für die größten Teile der Ozeane sehr viel größer als der interne Rossbyradius und die charakteristischen Zeitskalen sehr viel größer als die Perioden der Schwerewellen und barotropen Rossbywellen sind.

Diese für das Klima irrelevanten Moden werden durch ein implizites Integrationschema herausgefiltert. Dieses Schema ist ohne weitere Konditionen numerisch stabil und kann einheitlich auf dem gesamten Globus einschließlich der äquatorialen Gebiete und der westlichen Randströme angewandt werden. Es ermöglicht einen im Vergleich zu expliziten Primitiven-Gleichungsmodellen großen Zeitschritt von 30 Tagen, und somit die Integration des Modells über mehrere tausend Jahre bei vertretbaren Rechenzeiten und -kosten. Wegen der Filterung der schnellen Oberflächenschwerewellen durch das Integrationsschema kann die Meeresoberfläche ebenfalls voll prognostisch behandelt werden, wogegen in den meisten für Klimasimulationen eingesetzten explizit formulierten Ozeanzirkulationsmodellen die Zusatzannahme verschwindender Vertikalgeschwindigkeiten an der Oberfläche eingeführt wird. Bedingt durch die grobe Auflösung und den großen Zeitschritt sind somit im wesentlichen nur noch barokline Rossbywellen und horizontale Advektionsprozesse von Bedeutung, also jene Prozesse, die als klimarelevant betrachtet werden.

Die Grundzüge des Modells sind in Maier-Reimer und Hasselmann (1987) beschrieben. Eine vollständige Beschreibung findet man bei Maier-Reimer et al. (1993), die die Sensitivität der mittleren (stationären) Ozeanzirkulation in bezug auf verschiedene Formulierungen der oberen Randbedingungen für Temperatur und Salz diskutieren. Von einer Reihe von Experimenten mit verschiedenen Randbedingungen wurde ein



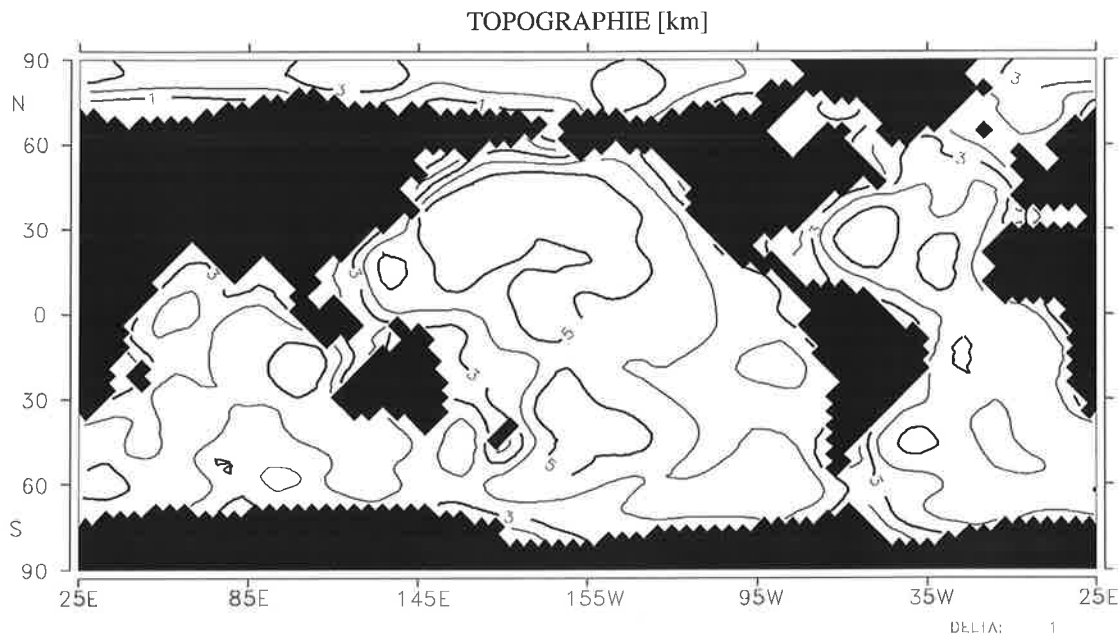


Abb. 6 Bodentopographie des Hamburger LSG-Ozeanzirkulationsmodells, wie sie in den Experimenten verwendet wurde.

Standardlauf definiert, der die beobachtete großskalige thermohaline Zirkulation am besten reproduzierte.

Das Modell basiert auf den Erhaltungsgleichungen für Wärme und Salz, der Kontinuitätsgleichung unter der Annahme von Inkompressibilität und einer linearisierten Erhaltungsgleichung für den Impuls. Für die vertikale Komponente der Bewegungsgleichung wurde die hydrostatische Approximation verwendet.

Im Standardlauf und der vorliegenden Arbeit wurde das Modell auf zwei überlappenden globalen  $5^\circ \times 5^\circ$  Gittern (Arakawa-Lamb-E-Gitter), was einer effektiven Auflösung von  $3,5^\circ \times 3,5^\circ$  entspricht, mit 11 vertikalen Schichten gerechnet. Potentielle Temperatur, Salz, Druck und Horizontalgeschwindigkeiten werden in Tiefen von 25, 75, 150, 250, 450, 700, 1000, 2000, 3000, 4000 und 5000 Metern, die Vertikalgeschwindigkeiten jeweils auf den dazwischenliegenden Schichten, deren Tiefen sich als Mittel der benachbarten Schichten ergeben, berechnet. Das Modell verfügt über eine realistische Topographie (Abb. 6).

In den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten enthält das Modell ein einfaches, aus einer Schicht bestehendes thermodynamisches Meereismodell mit viskoser Rheologie. Wann immer die Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre innerhalb eines Zeitschrittes zu einer Ozeantemperatur unterhalb der Gefrierpunktstemperatur  $T_f$  führt, wird die Temperatur auf  $T_f$  fixiert und die überschüssige Wärmeabgabe zur Bildung von Meereis verwendet. Die dabei gebildete Sole wird gleichmäßig über die obersten zwei Schichten verteilt.

Die Dichte wird mit der von der UNESCO (1983) angegebenen Formel der Zustandsgleichung  $\rho = \rho(S, T, p)$  berechnet. Da explizite Konvektion durch die Verwendung der hydrostatischen Approximation unterdrückt wird, wird bei instabiler Schichtung "convective adjustment" angewandt: Die Wassersäulen der beiden benachbarten Boxen werden vertauscht und die kleinere (i.a. obere) Box erhält die Eigenschaften (Temperatur, Salz, Tracer) der größeren (i.a. unteren) Box. In der größeren Box werden die Eigenschaften der kleineren Box und die des verbleibenden Restes gemischt. Bei dieser im LSG standardmäßig verwendeten Parameterisierung ist das Entrainment gegenüber dem üblicherweise verwendeten Schema (z.B. Bryan, 1969; Marotzke, 1991) wesentlich geringer. Es beträgt im Mittel etwa 20 bis 50% und erreicht bei etwa 150 Metern ca. 70%. Beobachtungen deuten darauf hin, daß zumindest bei der im offenen Ozean stattfindenden Tiefenkonvektion die Entrainmentrate deutlich geringer ist, als die durch das Standardschema erzeugte (Quadfasel und Rudels, 1990).

Als obere Randbedingung für den Impuls wird die Klimatologie der beobachteten monatlichen Windschubspannungen nach Hellerman und Rosenstein (1983) verwandt. Die Temperatur in der obersten Schicht wird über eine Randbedingung der Form

$$q_t = k_t (T_A - T) \quad (1)$$

berechnet. Dabei sind  $q_t$  der Wärmefluß zwischen Ozean und Atmosphäre,  $k_t$  eine Anpassungskonstante,  $T$  die Temperatur der obersten Ozeanschicht und  $T_A$  die Lufttemperatur. In den hier beschriebenen Experimenten wurde aus den monatlich gemittelten Lufttemperaturen des COADS-Datensatzes (Woodruff et al., 1987) unter Anwendung einer Advektionsgleichung mit den beobachteten Winden eine effektive Lufttemperatur

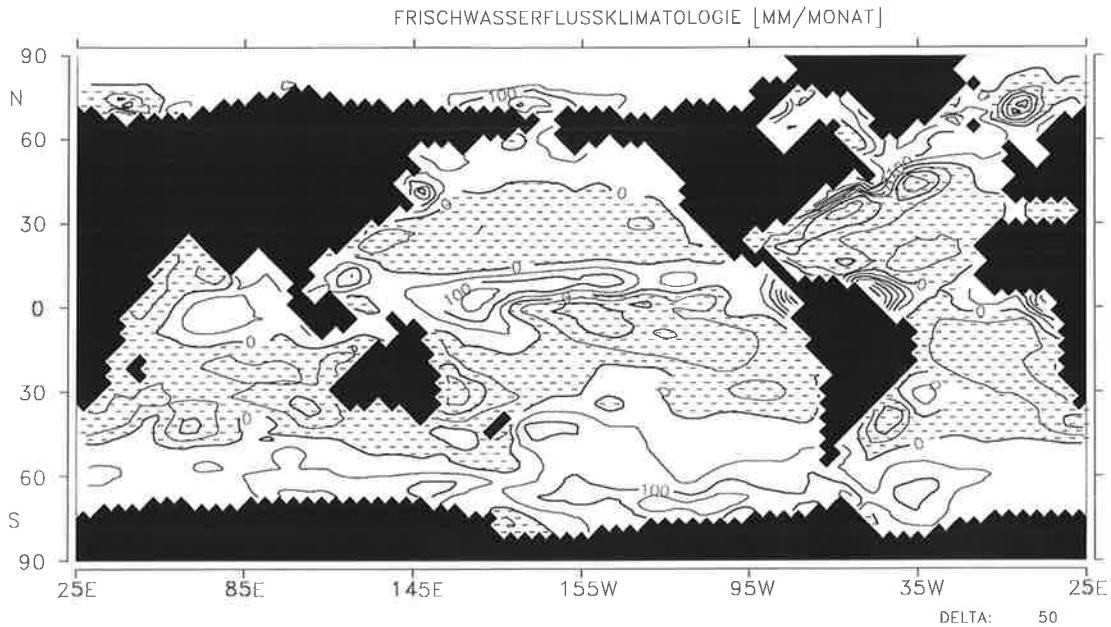


Abb. 7 Jahresmittel der als Antrieb verwendeten Frischwasserflußklimatologie in mm/Monat. Positive Werte bedeuten einen Fluß in den Ozean. Gebiete mit negativen Werten sind schattiert.

errechnet und in der Randbedingung (1) verwendet. Maier-Reimer et al. (1993) zeigten, daß mit einer solchen Randbedingung eine deutlich bessere Reproduktion der thermohalinen Zirkulation erreicht werden kann, als bei der Verwendung klimatologischer Lufttemperaturen. Die Anpassungskonstante  $k_t$  beträgt  $40 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , was bei einer Dicke der obersten Schicht von etwa 50 m einer Anpassung mit einer Zeitkonstanten von etwa 40 Tagen entspricht.

Als Randbedingung für die Auslenkung des Meeresspiegels und den Salzgehalt der obersten Schicht wurde in den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimenten ein zeitlich konstanter Frischwasserfluß verwendet. Diese Frischwasserflußklimatologie (Abb. 7) wurde als 500-jähriges Mittel aus den Frischwasserflüssen berechnet, die im stationären Zustand des Modells unter Verwendung einer zu (1) analogen Randbedingung für den Oberflächensalzgehalt auftraten. Für diesen Initialisierungslauf wurde die Anpassung an die klimatologischen Oberflächensalzgehalte von Levitus (1982) verwendet. Details dieser Initialisierung findet man in Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990).

Diese Art "gemischter" Randbedingungen wurde erstmals von Stommel (1961) vorgeschlagen und seitdem in einer Vielzahl von OGCM Experimenten angewandt. In Ermangelung eines gekoppelten Atmosphärenmodells kann diese Art von Randbedingungen als eine einfache Approximation der Rückkopplungen zwischen Ozean und Atmosphäre angesehen werden. Hinreichend kleine Anomalien der Meeresoberflächentemperatur (SST) haben keinen Einfluß auf die atmosphärische Zirkulation und werden durch die resultierenden Wärmeflüsse gedämpft. Niederschlag und der Eintrag von Frischwasser aus den Flußsystemen sind dagegen völlig unabhängig von den Oberflächensalzgehalten (SSS), und die Abhängigkeit der Verdunstung von den SSS ist so gering, daß sie für die Variationen des Salzgehalts im offenen Ozean praktisch keine Rolle spielt. Anomalien in den Oberflächensalzgehalten haben somit keinen Einfluß auf den effektiven Frischwasserfluß und wesentlich längere Lebenszeiten als Anomalien der SST, wie auch aus Beobachtungen abgeleitet werden kann.

Ein wesentlicher und in jüngster Zeit häufiger diskutierter Kritikpunkt dieser Art von Randbedingungen ist die im Vergleich zu Beobachtungen zu hohe Sensitivität der Moden der thermohalinen Zirkulation auf Variationen im Frischwasserfluß (z.B. Mikolajewicz und Maier-Reimer, 1994). Der gegenwärtige Mode mit starker Meridionalzirkulation im Atlantik und Tiefenwasserbildung im nördlichen Nordatlantik ist unter gemischten Randbedingungen im LSG Modell zu instabil gegenüber Störungen im Frischwasserfluß, wogegen der Mode mit gering ausgeprägter Meridionalzirkulation sich als sehr stabil erweist. Vergleichbare Aussagen wurden auch mit Hilfe anderer globaler Zirkulationsmodelle (z.B. Marotzke und Willebrand, 1991, Wright und Stocker, 1993) abgeleitet. Als eine Ursache dieses Verhaltens werden Unsicherheiten in der Formulierung der Temperaturrandbedingung vermutet. Die typische Lebensdauer von Meeresoberflächentemperaturanomalien im Nordpazifik beträgt z.B. etwa sechs Monate (Frankignoul und Hasselmann, 1977). Mit realistischen Parametern der Temperaturabhängigkeit des Wärmeaustauschs zwischen Ozean und Atmosphäre ( $40 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) werden SST-Anomalien unter gemischten Randbedingungen in etwa ein bis zwei Monaten unter Annahme einer Mischungsschichttiefe von etwa 30 bis 50 Metern ausgedämpft. Das führt zu einer Unterschätzung der SST-Variabilität und zu einer Überschätzung der Variabilität der resultierenden Wärmeflüsse zwischen Ozean und Atmosphäre unter die-

ser Art von Randbedingungen. Änderungen in der mittleren thermohalinen Zirkulation lassen sich jedoch auch durch die Variation anderer Parameter (z.B. im Konvektionschema) erzielen.

## 2.2 Das Basisexperiment

Als Basisexperiment wurde der unter gemischten Randbedingungen mit einer stochastischen Frischwasserflußkomponente angetriebene Lauf von Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990) verwendet. Die Idee dieses Experiments basiert auf der Grundlage des Konzepts stochastischer Klimamodelle von Hasselmann (1976): Die hochfrequenten atmosphärischen Fluktuationen beeinflussen den Ozean an seiner Oberfläche über Wärme- und Frischwasserflüsse sowie Windschubspannungen. Wegen des Fehlens negativer Rückkopplungsmechanismen, scheinen die Windschubspannungen und Frischwasserflüsse die wichtigsten Beiträge zur ozeanischen Variabilität auf Zeitskalen von Dekaden und mehr zu leisten. Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990) begrenzten die stochastische Komponente des Antriebs auf die Frischwasserflüsse, da keinerlei Erfahrungen mit dem stochastischen Antrieb eines solch komplexen Modelles bestanden.

In Ermangelung verlässlicher Beobachtungsdaten des Frischwasserflusses (Niederschlag, Abfluß der Kontinente, Verdunstung) wurden räumlich kohärente Muster des stochastischen Antriebs durch die Entwicklung des Laplace-Operators nach Eigenfunktionen auf der Modelltopographie erzeugt. Einzelheiten dieser Prozedur findet man in Mikolajewicz (1991) und Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990). Die ersten 30 Eigenfunktionen wurden so forciert, daß sich eine räumliche Kohärenz des Antriebs ergibt, die in etwa der synoptischen Skala atmosphärischer Variabilität entspricht. Zeitlich war die stochastische Komponente des Frischwasserflußantriebs weiß, das heißt, es bestand keine Korrelation zwischen den Frischwasserflußanomalien von Zeitschritt zu Zeitschritt (1 Monat).

Im offenen Ozean ist die Standardabweichung des effektiven Frischwasserflusses nahezu konstant (ca. 15 mm/Monat, Abb. 8). Sie nimmt jedoch in Richtung der Küsten generell zu und erreicht ihre Maxima in den nahezu geschlossenen Becken der Hudson-Bay und des Europäischen Mittelmeeres. Dieses Verhalten stellt eine Konsequenz der

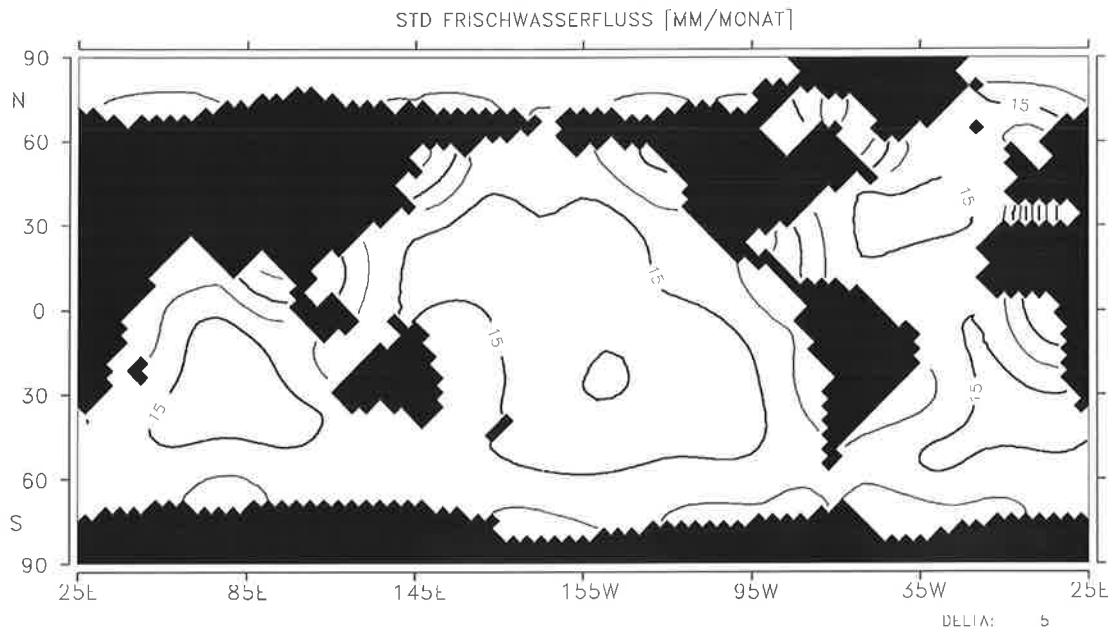


Abb. 8 Standardabweichung der stochastischen Komponente des Frischwasserflusses in mm/Monat (aus Mikolajewicz, 1991).

Konstruktion des stochastischen Antriebs dar. Es kann jedoch als eine approximative Beschreibung der erhöhten Variabilität der Frischwasserflüsse in kleinen, nahezu geschlossenen Becken und in der Nähe von Küsten als Folge des Abflusses der Kontinente betrachtet werden. Ein Vergleich dieses Feldes (Abb. 8) mit den Ergebnissen einer zehnjährigen Simulation mit einem atmosphärischen Zirkulationsmodell (ECHAM3/T42), das mit den beobachteten SST angetrieben wurde (Arpe et al., 1993), zeigt, daß diese Werte insbesondere eine starke Unterschätzung der tropischen Variabilität darstellen, wogegen die Unterschätzung der Variabilität in hohen und mittleren Breiten etwas geringer ausfällt (Abb. 9).

Das LSG-Modell wurde über einen Zeitraum von 3800 Jahren integriert und die Daten als Mittelwerte über zwei Jahre gespeichert. Details dieses Experiments, das im weiteren als stochastisches Experiment (STO) bezeichnet wird, und eine Beschreibung seines mittleren Klimas findet man in Mikolajewicz (1991) und Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990, 1991). In diesem und in allen im folgenden in dieser Arbeit

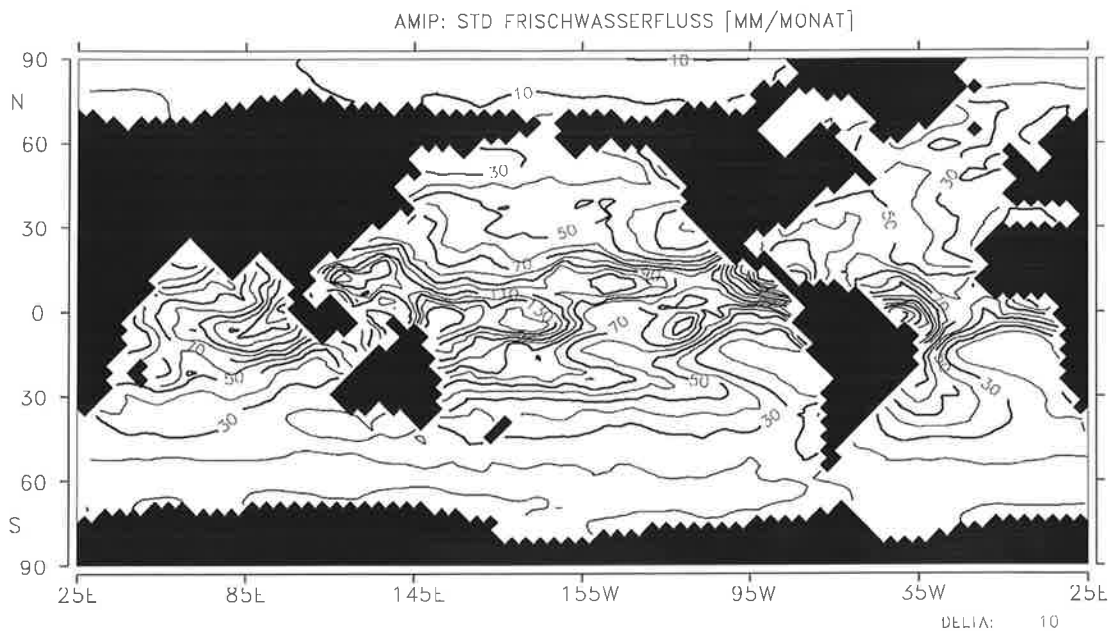


Abb. 9 Mittlere Standardabweichung der Differenz aus Niederschlag und Verdunstung (P-E) in mm/Monat über den Ozeanen aus einer 10-jährigen Simulation mit einem atmosphärischen Zirkulationsmodell (ECHAM3/T42). Das Modell wurde mit beobachteten SST angetrieben (Arpe et al., 1993).

beschriebenen Experimenten ist der Jahrgang aufgelöst. In der vorliegenden Arbeit werden jedoch nur Zweijahresmittel verwandt und dargestellt.

### 3 Die Methode der Principal Oscillation Patterns

Zur Analyse der raum- und zeitabhängigen Variabilität der Daten des Basisexperimentes wurde die multivariate statistische Methode der Principal Oscillation Patterns (POP) verwendet. Im Gegensatz zur EOF<sup>1</sup>-Analyse, die eine optimale Repräsentation der Kovarianzstruktur der untersuchten Daten liefert, ist die POP-Analyse zur Erfassung der linearen Dynamik des betrachteten Systems geeignet. Sie liefert eine simultane Analyse sowohl der räumlichen Merkmale (z.B. wandernde Wellen), als auch der spektralen Charakteristik der Daten. Ein Beispiel für die gute Übereinstimmung der theoretischen Moden eines komplexen Systems und denen mit Hilfe einer POP-Analyse geschätzten findet man z.B. in Schnur et al. (1993).

Der grundlegende Ansatz des POP-Konzepts, wie er ursprünglich von Hasselmann (1988) vorgeschlagen und von von Storch et al. (1988) diskutiert und entwickelt wurde, ist die Modellierung der zeitlichen Entwicklung des betrachteten Systems durch den linearen Vektorprozeß

$$\frac{d\hat{x}}{dt} = \mathbf{A}\hat{x}(t) + \hat{\zeta}(t). \quad (2)$$

Dabei stellen  $\mathbf{A}$  eine konstante  $(n \times n)$  Matrix,  $\hat{x}(t)$  eine aus den  $\hat{x}(\hat{r}, t)$  gebildete  $n$ -dimensionale Vektorzeitserie und  $\hat{\zeta}(t)$  einen das System treibenden Rauschvektor dar. Die Diskretisierung von (2) und die Transformation in den aus den ersten  $m$  EOF aufgespannten Unterraum führen zu

$$\hat{x}(t+1) = \mathbf{B}\hat{x}(t) + \hat{\zeta}(t). \quad (3)$$

Für den Fall  $\bar{\zeta}(t) = 0$  ist die Prozeßmatrix  $\mathbf{B}$  durch die "Lag-1" Kovarianzmatrix gegeben und kann aus den Daten geschätzt werden (von Storch et al., 1988). Die Eigenvektoren von  $\mathbf{B}$  sind die POPs. Im Allgemeinen ist  $\mathbf{B}$  nicht symmetrisch, und somit treten einige oder alle ihrer Eigenwerte  $\alpha$  und der zugehörigen Eigenvektoren  $\hat{p}$  in

---

1. Empirische Orthogonal Funktionen



komplex konjugierten Paaren auf. Die folgende kurze Übersicht beschränkt sich auf die Diskussion komplexer POPs.

Jeder Zustand  $\hat{x}(t)$  des Systems kann mit Hilfe der Eigenvektoren (POPs) in der Form

$$\hat{x}(t) = \sum_j z_j(t) \vec{p}_j \quad (4)$$

beschrieben werden. Für jedes  $j$  ist der Beitrag  $\vec{P}(t)$  eines komplex konjugierten Paares von Eigenvektoren oder Mustern  $\vec{p}, \vec{p}^*$  zum Gesamtprozeß  $\hat{x}(t)$  durch

$$\vec{P}(t) = z(t) \vec{p} + [z(t) \vec{p}]^*$$

$$\text{bzw. } \vec{P}(t) = z_1(t) \vec{p}_1 - z_2(t) \vec{p}_2 \quad (5)$$

mit  $2z(t) = z_1(t) + iz_2(t)$  gegeben. Dabei sind  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  der Real- bzw. der Imaginärteil des entsprechenden Eigenvektors und  $z_1(t)$  und  $z_2(t)$  die zugehörigen Koeffizientenzeitreihen. Ihre zeitliche Entwicklung ist durch

$$z_1(t+1) + iz_2(t+1) = \alpha [z_1(t) + iz_2(t)] \quad (6)$$

gegeben. Schreibt man den Eigenwert  $\alpha$  in der Form

$$\alpha = |\alpha| \exp(i\omega), \quad (7)$$

so sind die Oszillationsperiode  $T$  und die Abklingzeit  $\gamma$  durch die Ausdrücke

$$T = 2\pi\omega^{-1} \quad (8)$$

bzw.

$$\gamma = -(\ln|\alpha|)^{-1} \quad (9)$$

gegeben. Der Real- und Imaginärteil der Koeffizientenzeitreihen variieren kohärent und  $90^\circ$  außer Phase, so daß das System stochastische Sequenzen der Art

$$\dots \rightarrow \vec{p}_2 \rightarrow \vec{p}_1 \rightarrow -\vec{p}_2 \rightarrow -\vec{p}_1 \rightarrow \vec{p}_2 \rightarrow \dots \quad (10)$$

erzeugt. Befindet sich also das System zum Zeitpunkt  $t=0$  im Zustand  $\vec{p}_2$  (Imaginärteil), so ist es mit einer hohen Wahrscheinlichkeit eine viertel Periode  $T$  später im Zustand  $\vec{p}_1$  (Realteil), nach einer weiteren viertel Periode im Zustand  $-\vec{p}_2$  und so fort. Die Korrelation über aufeinanderfolgende Phasen der Oszillation ist durch die Abklingzeit bestimmt. Im Mittel kann ein POP mit einer Abklingzeit von etwa einer Oszillationsperiode über einen vollen Oszillationszyklus beobachtet werden, wogegen ein POP, dessen Abklingzeit nur etwa eine halbe Periode beträgt, auch nur über einen halben Oszillationszyklus beobachtet werden kann.

Ein freier Parameter bei der Bestimmung der Muster und der zugehörigen Zeitreihen ist deren Phase  $\varphi$ . Um ein POP physikalisch zu interpretieren, kann es manchmal nützlich sein, diese Phase in einer bestimmten Art und Weise zu definieren. Die Wahl der Definition von  $\varphi$  hat jedoch keinen Einfluß auf den Beitrag  $\vec{P}(t)$  des entsprechenden POPs zum Gesamtprozeß  $\vec{x}(t)$ . In der im nachfolgenden beschriebenen POP-Analyse wurde die Phase  $\varphi$  so definiert, daß die Schiefe der Wahrscheinlichkeitsverteilung des imaginären Teils der POP-Koeffizientenzeitreihe minimiert wurde. Im vorliegenden Fall wurde dadurch eine Zuordnung der Muster zu bestimmten geographischen Regionen ermöglicht.

Kriterien, um zu entscheiden ob ein POP physikalisch sinnvolle Informationen enthält, findet man z.B. in von Storch et al. (1988). Die wichtigsten Informationen sind im Kreuzspektrum der Koeffizientenzeitserien enthalten. Beide Zeitserien sollten, entsprechend der Theorie, signifikant kohärent und in der Nähe der Oszillationsperiode  $90^\circ$  außer Phase sein.

## 4 Analyse des Basisexperimentes

### 4.1 Klima des Basisexperimentes

Das globale Klima des Basisexperimentes (STO) ist ausführlich in Mikolajewicz (1991) beschrieben. Im folgenden wird lediglich eine kurze Beschreibung des für diese Arbeit relevanten Teils des Klimas des Nordatlantiks gegeben.

Die zonal integrierte meridionale Stromfunktion im Atlantik ist neben den windgetriebenen Ekmanzellen an der Oberfläche und dem Einstrom antarktischen Tiefenwassers von etwa 6 Sverdrup durch eine thermohalin getriebene Zelle mit einem Maximum von ca. 22 Sverdrup gekennzeichnet (Abb. 10). Die in den oberen Schichten in den Atlantik strömenden Wasser sinken im Nordatlantik ab und fließen als Nordatlantisches Tiefenwasser in Tiefen von ca. 2 bis 3 km südlich und mit einer Stärke von etwa 17 Sverdrup in den Südlichen Ozean. Abschätzungen der Stärke dieser Zirkulation aus Beobachtungen schwanken zwischen ca. 15 (Roemmich, 1980) und 20 Sverdrup (Gordon und Piola, 1983). Die Produktionsgebiete nordatlantischen Tiefenwassers liegen im Modell vorwiegend in der Irmingersee, wogegen in der Realität diese Regionen hauptsächlich in der Norwegen-, Grönland- und Labradorsee zu finden sind (z.B. Killworth, 1983).

Die mit der globalen thermohalinen Zirkulation verbundenen Wärmetransporte zeigt Abb. 11. Die Ozeane nehmen insbesondere in den äquatorialen Auftriebsgebieten Wärme aus der Atmosphäre auf, die dann polwärts transportiert und hauptsächlich in den Gebieten westlicher Randströme und starker Tiefenwasserbildung wieder an die Atmosphäre abgegeben wird. Der größte meridionale Wärmetransport findet durch den Atlantik statt und ist im Gegensatz zum Pazifik und Indik ausschließlich nordwärts gerichtet. Der Mittelwert dieses Wärmetransports beträgt bei 30° nördlicher Breite etwa 0,65 PW, was am unteren Rand der Schätzung aus Beobachtungsdaten liegt (vgl. z.B. Hsiung, 1985).

Aus einem Initialisierungslauf mit Relaxationsrandbedingungen für die Meeresoberflächentemperaturen und die Oberflächensalzgehalte wurde eine Frischwasserflußklimatologie ermittelt, die in allen hier beschriebenen Experimenten anstatt der

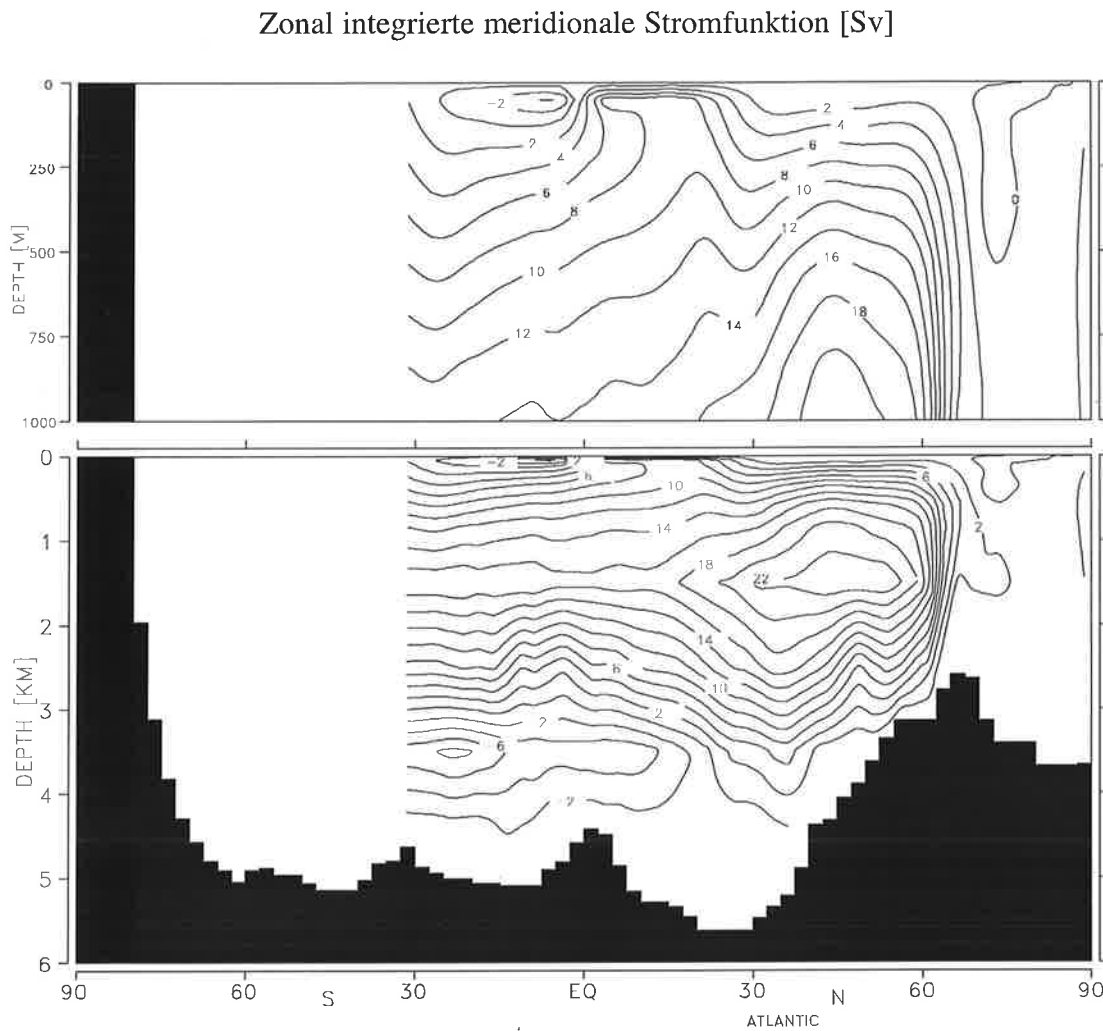


Abb. 10 Zeitlich gemittelte und zonal integrierte meridionale Stromfunktion im Atlantik im STO-Experiment in Sverdrup. Südlich von  $30^\circ$  südlicher Breite ist diese Größe aufgrund des Fehlens meridionaler Berandungen nicht definiert.

Relaxationsrandbedingung für Salz verwendet wurde (Abb. 7). Deutlich erkennbar sind die starken Niederschläge der innertropischen Konvergenzzone sowie die starken Verdunstungsgebiete der Subtropen. In den hohen Breiten überwiegen im Modell mit Ausnahme der Norwegensee die Niederschläge. In diesem Gebiet ist dagegen ein ausgeprägtes Verdunstungsmaximum erkennbar. Ursache dieses Maximums sind der Golfstrom und der Nordatlantische Strom, die im Modell zu schwach entwickelt sind. Die damit verbundene zu geringe Advektion salzreichen Nordatlantikwassers in die Nor-

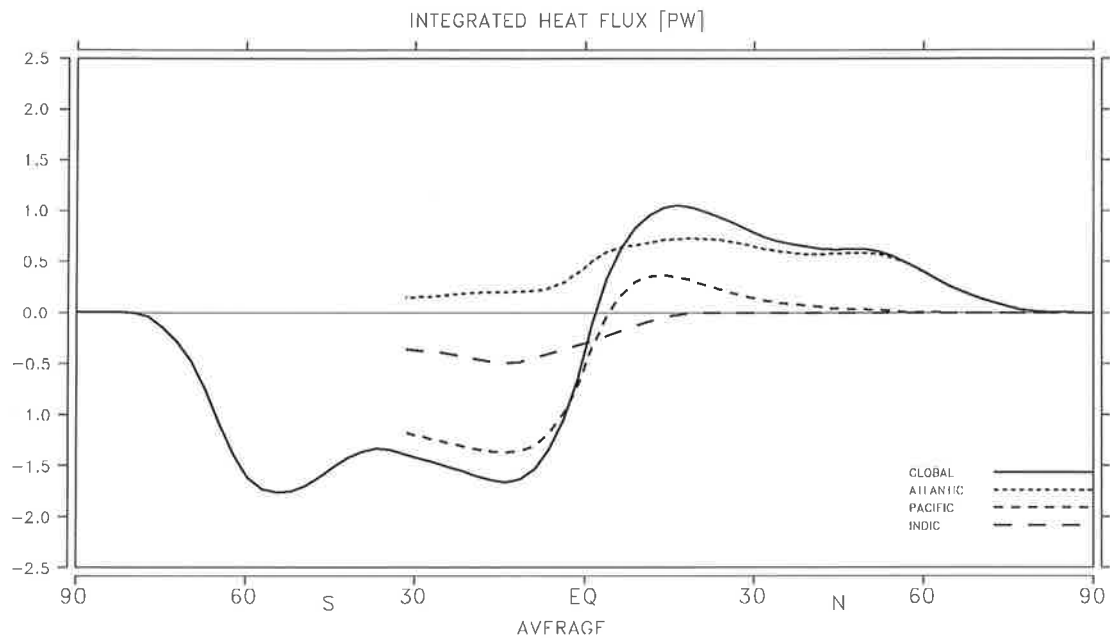
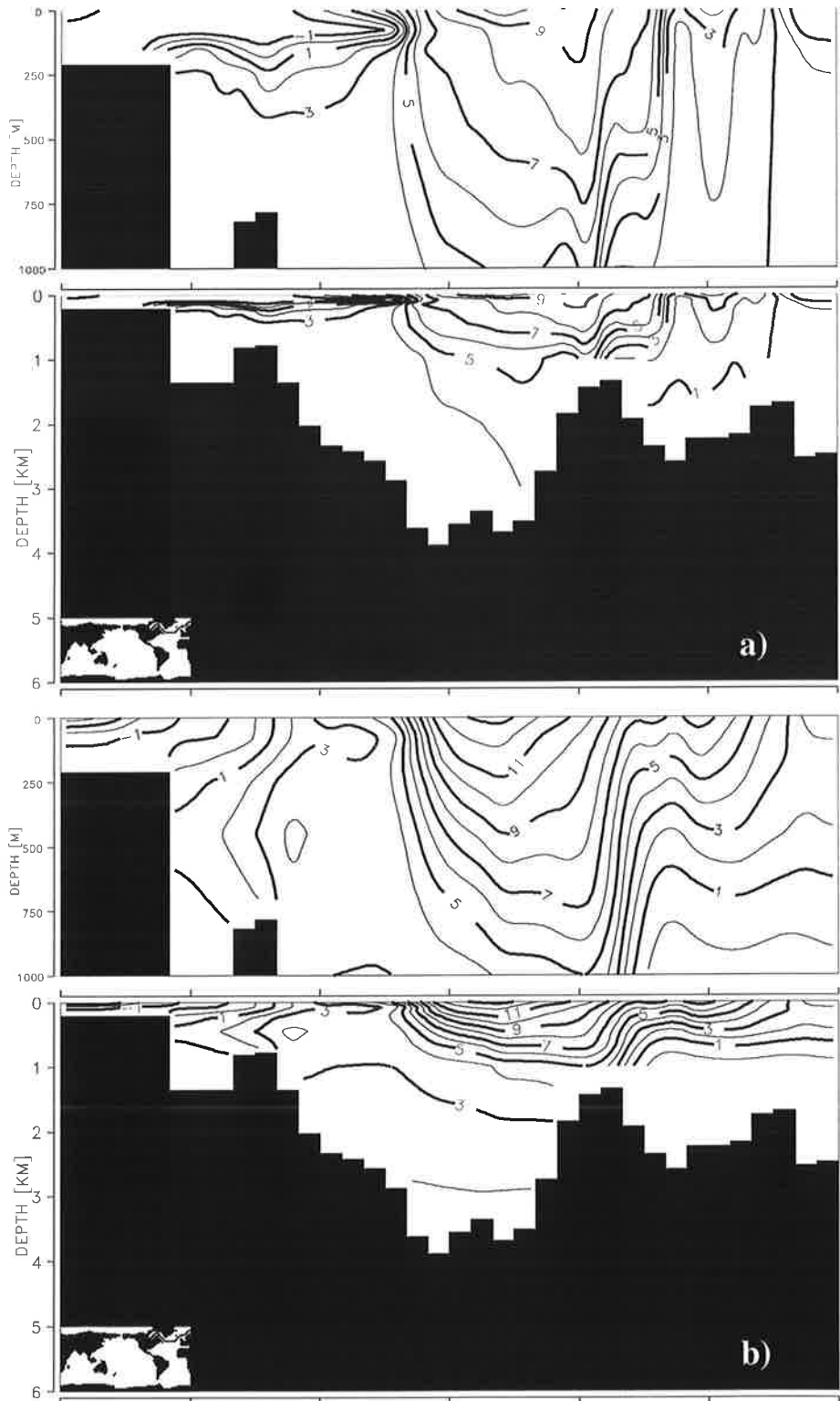


Abb. 11 Mittlerer meridionaler Wärmetransport des Atlantiks (punktiert), des Pazifiks (kurz gestrichelt) und des Indiks (lang gestrichelt) sowie aller Ozeane zusammen (durchgezogen) in Petawatt.

wegensee führt bei dieser Art von Randbedingungen zu einer Überschätzung der Verdunstung. Dieses Verhalten ist typisch für grobauflösende Ozeanzirkulationsmodelle.

Die hydrographischen Verhältnisse im Modell entlang eines Vertikalschnittes von der Labradorsee durch den Nordatlantik bis zur Norwegensee im Vergleich zu Beobachtungen (Levitus, 1982) sind in Abb. 12 und Abb. 13 dargestellt. Der Verlauf entspricht in etwa dem Advektionsweg der im nächsten Abschnitt beschriebenen Anomalien. Der Schnitt beginnt im Westen in der Hudson Bay, verläuft weiter durch die Labradorsee und den Nordatlantik und endet in der Norwegensee. Die Details seines Verlaufs sind im Anhang dargestellt (Anhang 9.2). Zum Vergleich der Modell- mit den Beobachtungsdaten wurden letztere auf das Modellgitter interpoliert und in gleicher Weise wie die Modelldaten dargestellt. In der Labradorsee befindet sich eine Zunge kalten und relativ salzarmen Oberflächenwassers. Mit der Tiefe nimmt der Salzgehalt stark zu, jedoch im Modell stärker als in den Beobachtungen. Als Folge dessen ist die potentielle Dichte in der tiefen Labradorsee im Modell größer als in den Daten von Levitus. Während sich in



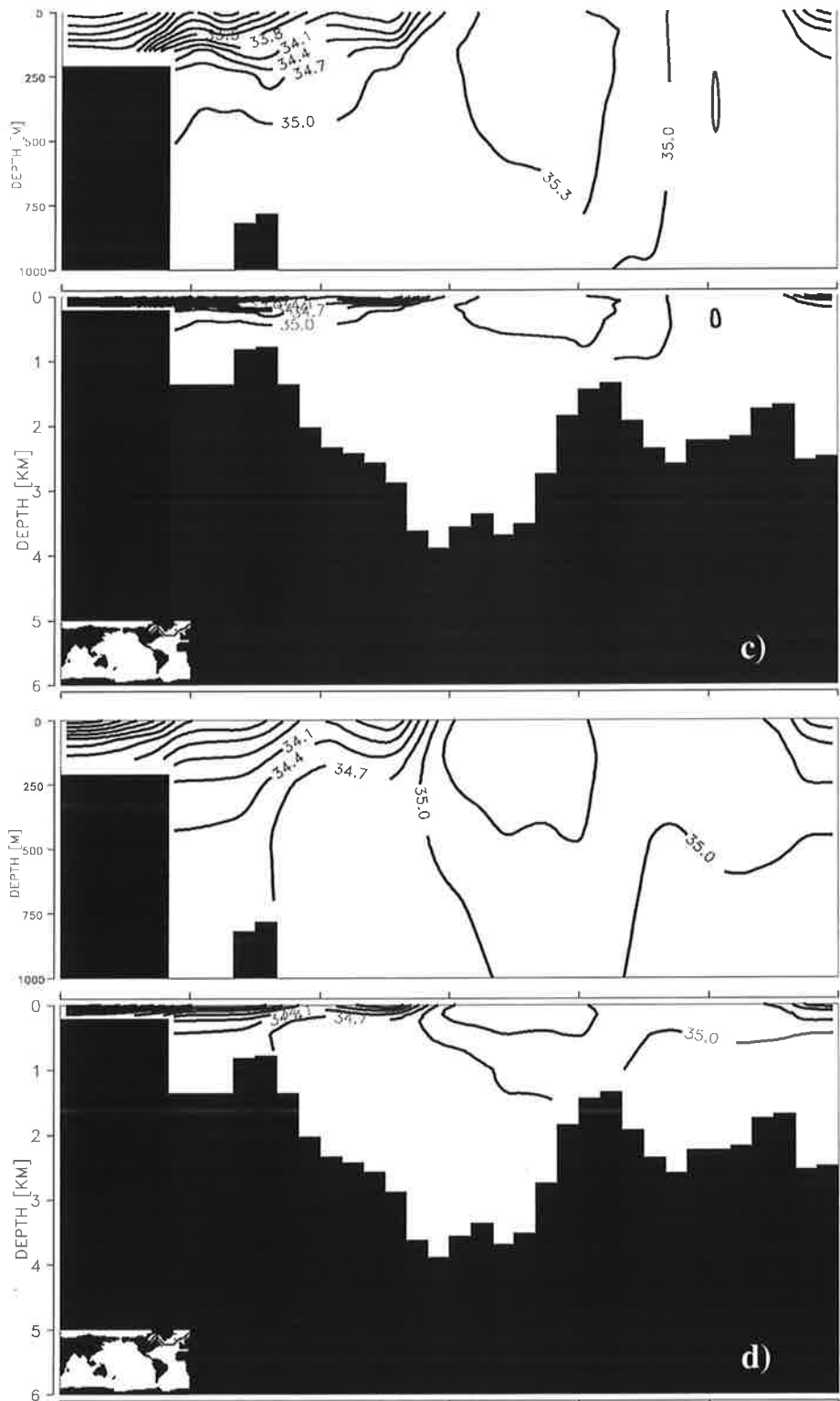


Abb. 12 Temperatur und Salzgehalt nach Levitus und im Modell auf einem Schnitt aus der Labradorsee durch den Nordatlantik. Dargestellt sind die klimatologischen Mittelwerte der Temperatur in °C aus dem LSG-Modell (a) und aus den auf das Modellgitter interpolierten Daten nach Levitus (1982) (b) sowie die klimatologischen Mittelwerte des Salzgehaltes in psu aus dem LSG-Modell (c) und den Levitus-Daten (d). Der Verlauf des Schnittes ist in der kleinen Karte in der linken unteren Ecke jedes Bildes dargestellt.

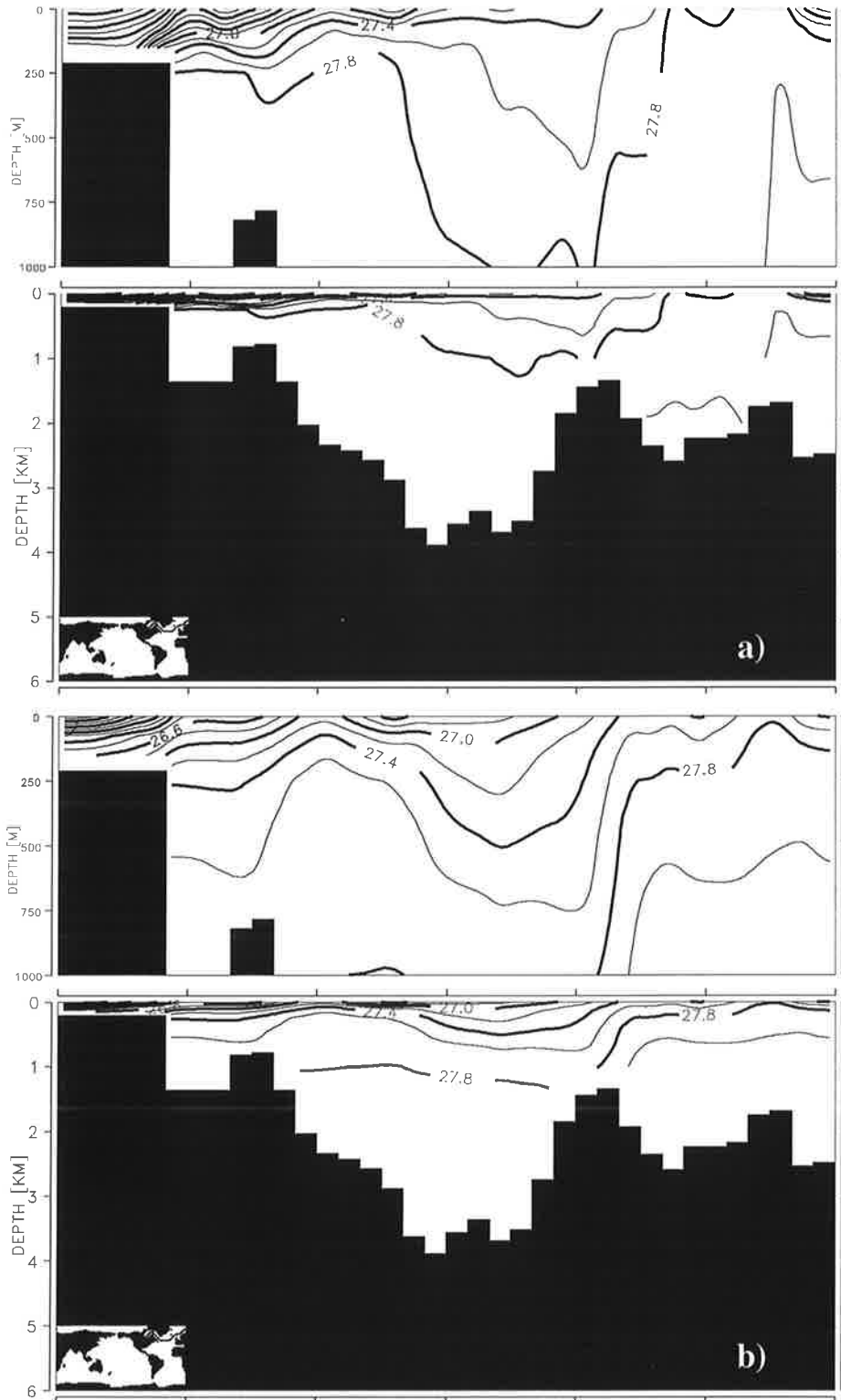


Abb. 13 Klimatologische Mittelwerte der potentielle Dichte in  $\sigma_T$  im Modell (a) und nach Levitus (b) auf einem Schnitt aus der Labradorsee durch den Nordatlantik. Der Verlauf des Schnittes ist in der kleinen Karte in der linken unteren Ecke jedes Bildes dargestellt.



den Beobachtungen in der Labradorsee unterhalb der Halokline Wasser mit einer potentiellen Dichte  $\sigma_T$  von etwa 27,6 bis 27,8 befindet, beträgt die potentielle Dichte im Modell an dieser Stelle etwas mehr als 27,8. Ansatzweise ist im Modell das in den Beobachtungen auftretende Aufwölben der Isopyknen in der Labradorsee zu erkennen. Im Vergleich zum Nordatlantik ist der vertikale Gradient der potentiellen Dichte in den obersten Schichten der Labradorsee relativ stark. Am östlichen Ende des Schnittes ist im Vergleich mit den Beobachtungen eine zu schwache Advektion salzreichen Wassers in die Norwegensee zu erkennen. Im wesentlichen besteht jedoch eine recht gute Übereinstimmung zwischen den modellierten und den beobachteten Temperatur-, Salzgehalts- und Dichtefeldern.

## 4.2 Die Ergebnisse der POP Analyse

Zur Untersuchung der im STO-Experiment auftretenden Variabilität wurde für die Felder der Salzgehalte der oberen Schichten des Nordatlantiks zwischen  $95^\circ$  westlicher und  $25^\circ$  östlicher Länge sowie nördlich von  $30^\circ$  nördlicher Breite eine POP-Analyse durchgeführt. Die Analyse wurde auf die Zweijahresmittel der Salzgehalte angewandt, eine weitere zeitliche Filterung der Daten wurde nicht vorgenommen.

Neben der bereits von Mikolajewicz (1991) und Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990) beschriebenen Variabilität auf der Zeitskala von Jahrhunderten liefert die Analyse einen dominanten Mode im Zeitbereich von Dekaden (Abb. 14). Die charakteristische Zeit dieses Modes beträgt etwa 10 bis 40 Jahre. Der Imaginärteil des Modes (Abb. 14a) beschreibt die Entwicklung positiver Salzgehaltsanomalien in den oberen Schichten des Südwestteiles der Labradorsee. Anschließend breiten sich diese Anomalien über die gesamte Labradorsee und den nördlichen Nordatlantik aus (Abb. 14b, Realteil). Die Entstehung und Ausbreitung negativer Salzgehaltsanomalien ist analog. Da das Verhältnis zwischen der aus dem Eigenwert geschätzten Oszillationsperiode (ca. 40 Jahre) und der Abklingzeit (ca. 20 Jahre) nur etwa 0,5 beträgt, kann im allgemeinen nur die Akkumulation entweder einer positiven oder einer negativen Salzgehaltsanomalie in der Labradorsee und die nachfolgende Ausbreitung der Anomalien sowie ihre Advektion in den Nordatlantik beobachtet werden. Dieser Mode erklärt bis zu 80% der totalen Varianz der

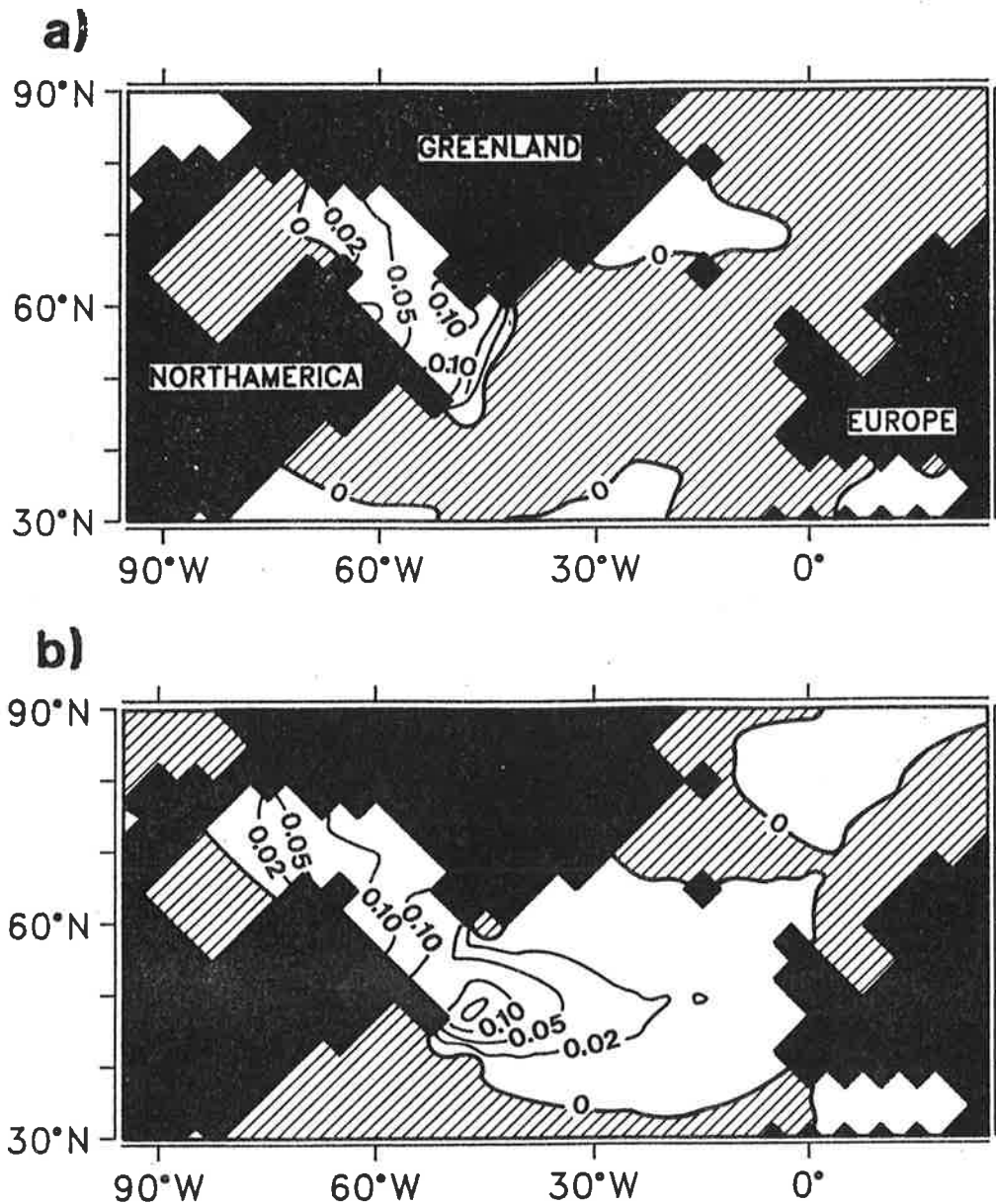


Abb. 14 Muster (a) des Imaginär- und (b) des Realteils des dominanten POP im Dekadenbereich im Nordatlantik. Dargestellt sind die Felder der Salzgehalte in der zweiten Modellschicht (75 Meter Tiefe). Das POP wurde so normiert, daß die hier gezeigten Muster die Einheit psu besitzen. Der Isolinienabstand ist nichtlinear. Die Werte der einzelnen Isolinien betragen 0,02, 0,05, 0,10 und 0,15 psu. Gebiete mit negativen Salzgehaltsanomalien sind schattiert. Die Modelltopographie ist in schwarz dargestellt und repräsentiert von links beginnend Nordamerika, Grönland, Island und Europa.

Salzgehaltsfelder der oberen Schichten der Labradorsee und noch ungefähr 30% im Bereich des nördlichen Nordatlantiks (Abb. 15).

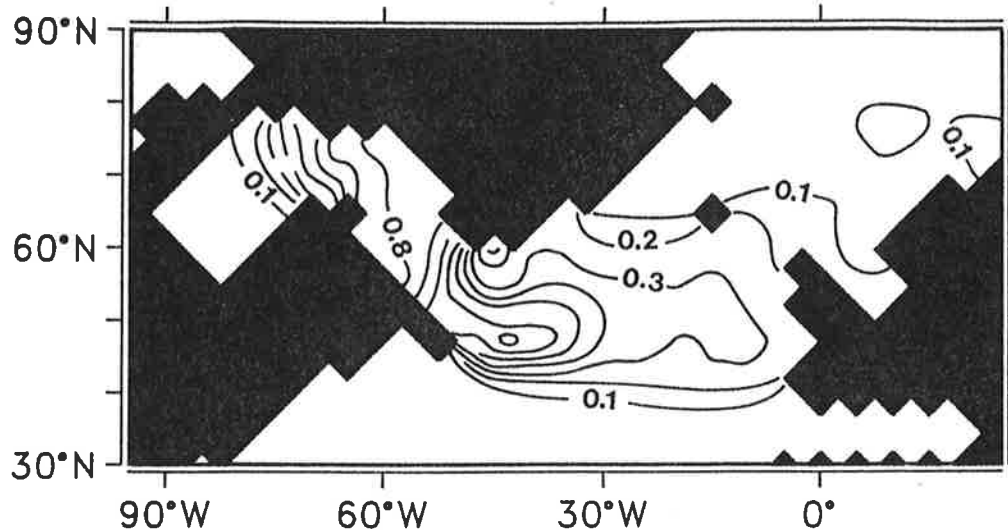


Abb. 15 Erklärte lokale Varianz des dominanten POP im Dekadenbereich im Nordatlantik.

Die Zeitserien der POP-Koeffizienten sind in einem Bereich von etwa 10 bis 100 Jahren hoch kohärent (Abb. 16c). In der Nähe der aus dem Eigenwert geschätzten Oszillationsperiode von ca. 40 Jahren sind beide Zeitreihen ungefähr  $90^\circ$  außer Phase. Bei Perioden von etwa 50 Jahren beträgt die Phasenverschiebung noch etwa  $60^\circ$ , bei Perioden von ca. 20 Jahren jedoch ungefähr  $120^\circ$ . Das Phasenspektrum beider Zeitreihen beschreibt somit eine nahezu konstante, frequenzunabhängige Verschiebung beider Zeitreihen von rund sieben bis zehn Jahren (Abb. 16b). Die Varianzspektren beider Koeffizientenzeitreihen verfügen über beträchtliche Energie in einem relativ großen Zeitbereich von etwa 20 bis 100 Jahren (Abb. 16a). Obwohl der Betrag des komplexen Eigenwertes etwa 0,9 beträgt, sind in den Varianzspektren beider Zeitreihen keine ausgeprägten und eng begrenzten Maxima zu erkennen, wie sie entsprechend der Theorie (vgl. z.B. von Storch et al., 1991 und Xu, 1993) bei einem komplexen Eigenwert für eine von weißem Rauschen angetriebene Oszillation zu erwarten wären. Stattdessen ist mit zunehmenden Perioden zunächst ein Anstieg der Energie im jeweiligen Frequenzbereich und für Perioden ab etwa 20 Jahren ein nahezu konstantes Varianzspektrum, ähnlich dem stochastischer Klimamodelle mit linearem Rückkopplungsterm zu beobachten (Abb. 16a). Die Ursache dieses Verhaltens liegt im Verhältnis von Real- und Imaginärteil des Eigen-

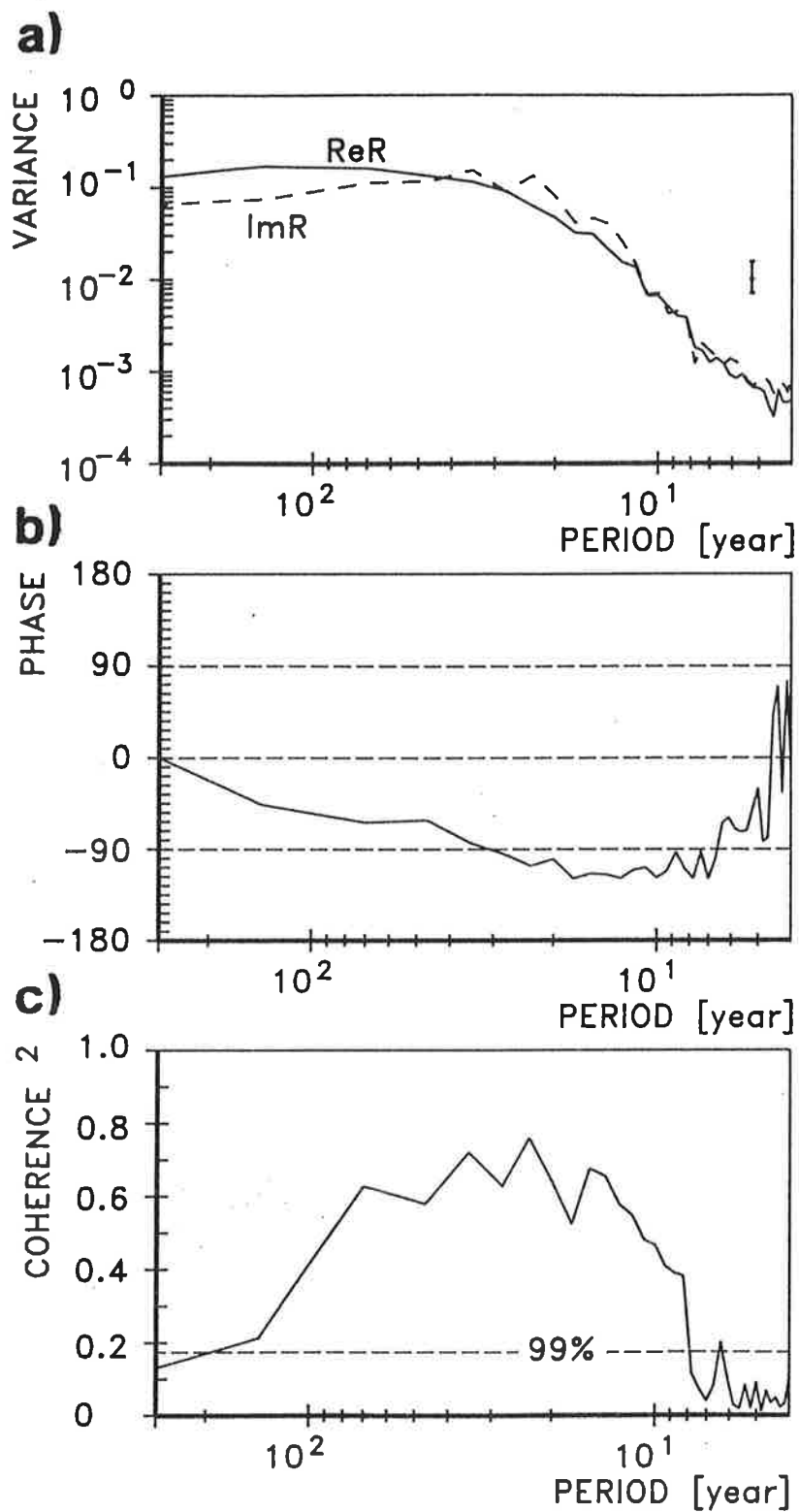


Abb. 16 Spektren der POP-Koeffizientenzeitreihe. (a) Varianzspektren des imaginären (gestrichelt) und des realen Teils der POP-Koeffizientenzeitreihe (durchgezogen). Die Markierung im rechten Teil des Bildes kennzeichnet das 95% Konfidenzintervall. (b) Phasen- und (c) Kohärenzspektrum der POP-Koeffizienten.

wertes begründet: Die Autospektren  $\Gamma_z$  der POP-Koeffizientenzeitreihen sind eine Funktion des Eigenwertes  $\alpha$  und des Autospektrums  $\Gamma_n$  des Rauschens (von Storch et al., 1993):

$$\Gamma_z(\omega) = \frac{\Gamma_n(\omega)}{|e^{i\omega} - \alpha|^2} \quad (11)$$

Unter der Voraussetzung, daß das Spektrum des Rauschens nahezu weiß ist, besitzen die Spektren der Koeffizientenzeitreihen ein Maximum an der Stelle  $\omega = 2\pi T^{-1}$ . Die Breite dieses Maximums ist vom Betrag des Eigenwertes abhängig. Je kleiner er ist, desto breiter ist das Maximum. Für den Fall eines reellen Eigenwertes ( $\alpha_{Im} \rightarrow 0$ ) degeneriert die Entwicklungsgleichung der POP-Koeffizienten (6) zu der eines univariaten autoregressiven Prozesses erster Ordnung (AR(1)-Prozeß) und die Gleichung (11) kann in die Form

$$\Gamma_z(\omega) = \frac{\Gamma_n(\omega)}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos(\omega)} \quad (12)$$

gebracht werden. Dieses Spektrum besitzt keine Maxima, sondern beschreibt in Abhängigkeit vom Betrag des Eigenwertes  $\alpha$  rotes oder weißes Rauschen. Im vorliegenden Fall ist der Realteil des Eigenwertes mit  $\alpha_{Re} = 0,87$  wesentlich größer als dessen Imaginärteil mit  $\alpha_{Im} = 0,26$ , wodurch das Maximum des Autospektrums gegenüber den benachbarten Frequenzen deutlich geringer ausgeprägt ist und das Spektrum des Prozesses sich dem eines reellen POPs (12) bzw. dem eines univariaten AR(1)-Prozesses annähert. Da der Betrag des Eigenwertes nahezu eins ist, ist dieses Spektrum rot. Im kontinuierlichen Fall geht (12) in

$$\Gamma_z(\omega) = \frac{\Gamma_n(\omega)}{\omega^2 + \lambda^2} \quad (13)$$

mit  $\alpha = (1 - \lambda)$  über. Die Spektren der Koeffizientenzeitreihen des in diesem Abschnitt beschriebenen POPs haben damit eine formale Ähnlichkeit mit den Spektren stochastischer Klimamodelle mit einfachem linearen Rückkopplungsterm  $\lambda$  (vgl. Hasselmann, 1976). Auf diese Ähnlichkeit wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Die hier mit Hilfe der POP-Technik beschriebene Reaktion des Ozeans auf den stochastischen Antrieb ist weder normalverteilt noch linear. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der realen Komponente der Zeitreihe der POP-Koeffizienten zeigt eine klare Asymmetrie, wogegen die Verteilung der imaginären Komponente symmetrisch ist (Abb. 17). Die Entstehung von Salzgehaltsanomalien, die hauptsächlich durch den Imaginärteil des POPs beschrieben wird (Abb. 14a), ist somit im wesentlichen ein Gaußprozeß, wogegen die Ausbreitung und Wanderung der Anomalien (Realteil) deutlich nichtlinear sind. Die Häufigkeitsverteilung des Realteils der POP-Koeffizienten impliziert zudem höhere Wahrscheinlichkeiten für große positive Salzgehaltsanomalien als für große negative Anomalien in den oberen Schichten des Nordatlantiks.

Die mittlere Trajektorie des Systems, die Dämpfung und die Winkelgeschwindigkeit im Phasenraum (im folgenden kurz Winkelgeschwindigkeit genannt) hängen ebenfalls stark nichtlinear vom augenblicklichen Zustand des Systems ab (Abb. 18 bis Abb. 21). Abb. 18 zeigt die mittlere Trajektorie, d.h. die Richtung der typischen Entwicklung des Systems im Phasenraum. Deutlich zu erkennen ist eine zyklonale Rotation vom Imaginär- zum Real-, zum negativen Imaginär- und negativen Realteil, die zusätzlich von einer starken Dämpfung überlagert ist. Die Länge der Vektoren ist auf  $\sqrt{(u^2 + v^2)} r^{-2}$  normiert, so daß ihr Betrag der Summe aus mittlerer Winkelgeschwindigkeit und Dämpfung des Systems im jeweiligen Punkt entspricht. Im ersten Quadranten (positive Salzgehaltsanomalien) ist ein ausgeprägtes Maximum dieser Summe zu erkennen. Zerlegt man die Summe aus Winkelgeschwindigkeit und Dämpfung in ihre beiden Komponenten, so wird deutlich, daß vor allem die Winkelgeschwindigkeit des Systems, das heißt, die Geschwindigkeit zwischen den Zuständen  $\vec{p}_2, \vec{p}_1, -\vec{p}_2$  und  $-\vec{p}_1$ , durch ein ausgeprägtes Maximum im ersten Quadranten gekennzeichnet ist. Bei der Dämpfung fällt dieses Maximum geringer aus (Abb. 19). Somit hängen die Oszillationsperiode (Winkelgeschwindigkeit im Phasenraum) und in einem geringeren Maß auch die Abklingzeit der Störungen vom momentanen Zustand des Systems, also von der Stärke der augenblicklichen Salzgehaltsanomalien selbst ab. Dieses stellt eine starke Nichtlinearität des Prozesses dar. Nach dem Entstehen relativ großer positiver Salzanomalien in der Labradorsee ( $\vec{p}_2$ ) gelangt das System im Mittel wesentlich schneller in den Zustand  $\vec{p}_1$  als nach der Entstehung großer negativer Salzgehaltsanomalien ( $-\vec{p}_2$ ) in den Zustand

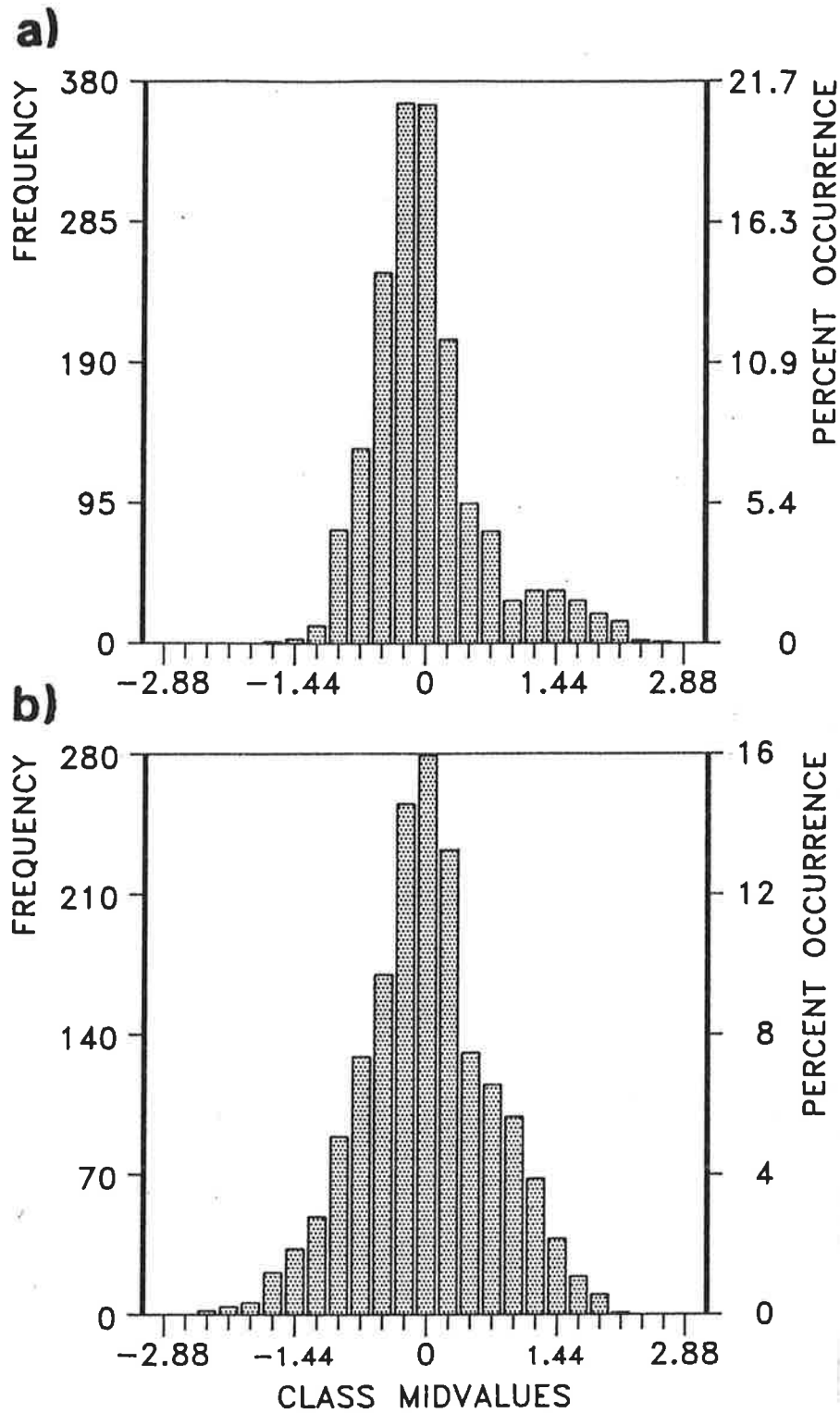


Abb. 17 Geschätzte Häufigkeitsverteilung der Amplituden (a) des realen Teils und (b) des imaginären Teils der POP-Koeffizientenzeitreihe. Die Ordinate auf der linken Seite gibt die absolute, die auf der rechten Seite die prozentuale Häufigkeit an. Die Phase des POPs wurde so definiert, daß das dritte Moment der Verteilung, die Schiefe oder Asymmetrie, des imaginären Teils der POP-Koeffizientenzeitreihe minimiert wurde. Sie beträgt  $10^{-5}$ . Die Schiefe des realen Teils dagegen beträgt 1,08.

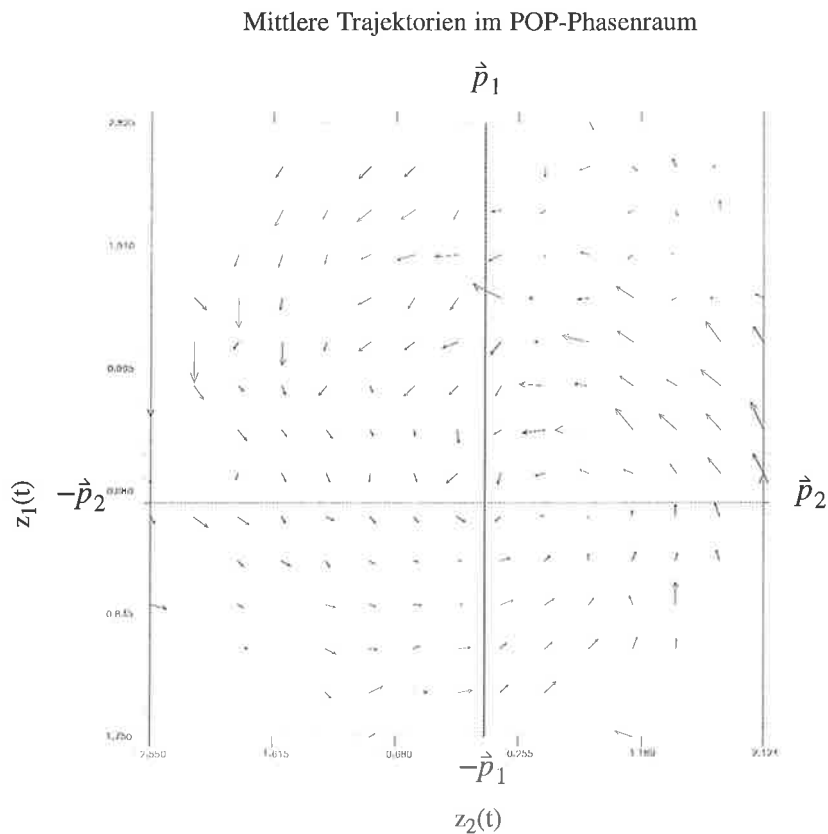


Abb. 18 Mittlere Trajektorien der POP-Koeffizienten im Phasenraum im STO-Experiment. Auf der Abszisse ist der imaginäre Teil, auf der Ordinate der reale Teil der POP-Koeffizientenzeitreihe abgebildet. Die Pfeile sind derart skaliert, daß ihre Länge die mittlere Winkelgeschwindigkeit und Dämpfung im jeweiligen Punkt repräsentiert. Da die Muster die Einheiten besitzen, sind die Koeffizientenzeitreihen dimensionslos.

$-\vec{p}_1$ . Weiterhin sind Zusammenhänge zwischen der Amplitude der Störungen und der Winkelgeschwindigkeit sowie der Dämpfung zu erkennen. Die Geschwindigkeit zwischen den einzelnen Zuständen ist bei kleineren Anomalien im allgemeinen geringer, als bei größeren Anomalien. Bei der Interpretation von Abb. 18 und Abb. 19 ist jedoch zu beachten, daß mit zunehmender Entfernung vom Koordinatenursprung im allgemeinen immer weniger Realisierungen in die Berechnung der mittleren Trajektorie, der Winkelgeschwindigkeit und der Dämpfung eingehen (vgl. Abb. 17).



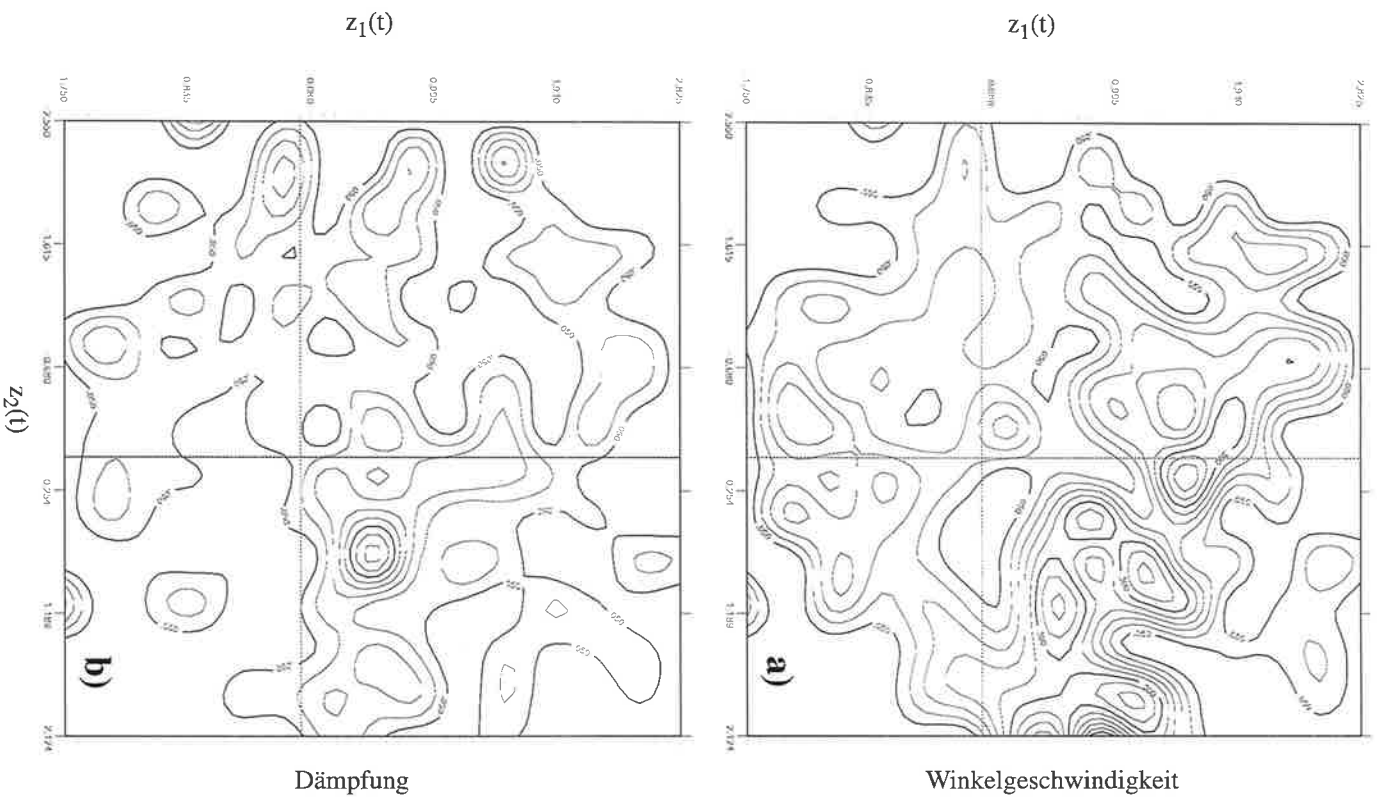


Abb. 19 (a) Winkelgeschwindigkeit und (b) Dämpfung des POP in [1/(2Jahre)] im STO- Experiment.

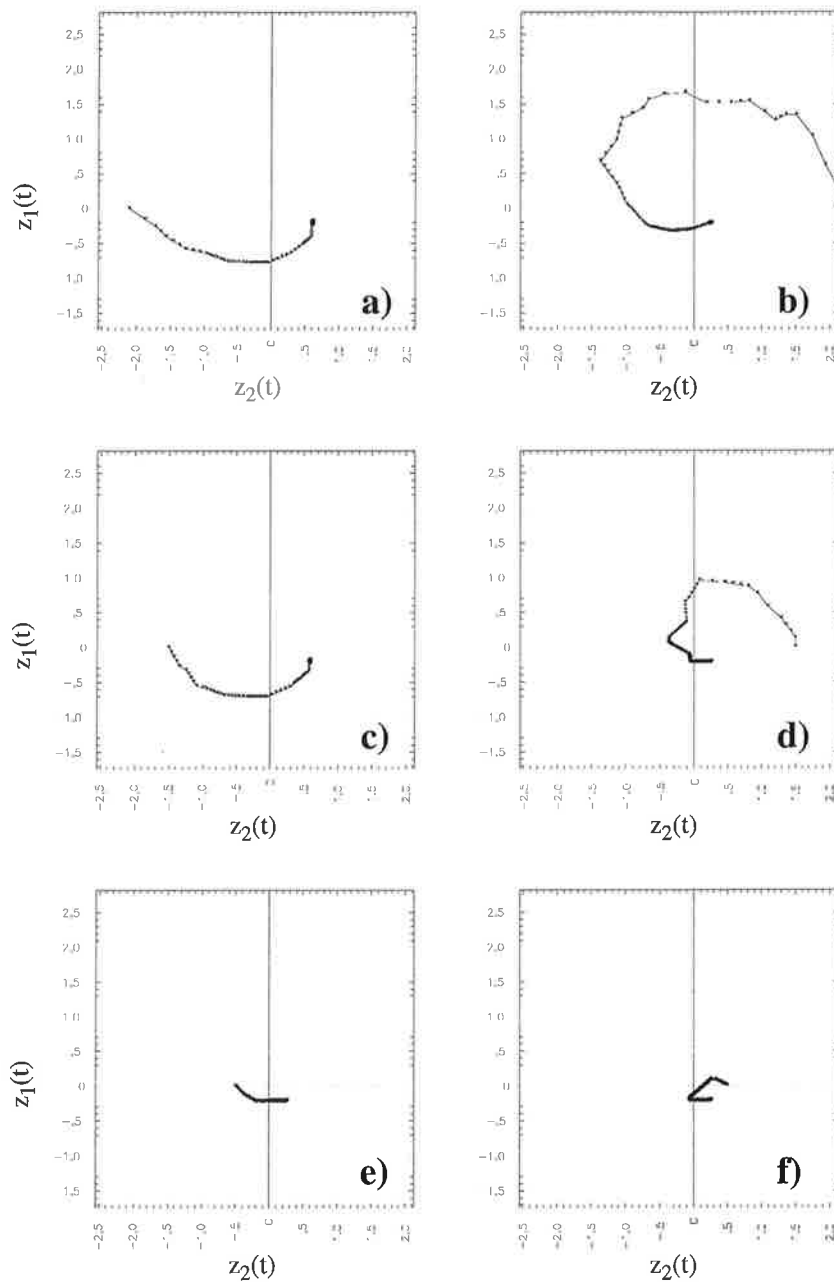


Abb. 20 Typische Trajektorien im Phasenraum. Das System wurde um jeweils plus (b,d,f) bzw. minus (a,c,e) 2,1mal (a,b), 1,5mal (b,c) und 0,5mal (e,f) dem Imaginärteil aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt. Der Realteil der Auslenkung betrug jeweils Null. Das System wurde entlang der mittleren Trajektorien (vgl. Abb. 18) mit einem Zeitschritt von einem viertel Jahr über jeweils 40 Jahre integriert.

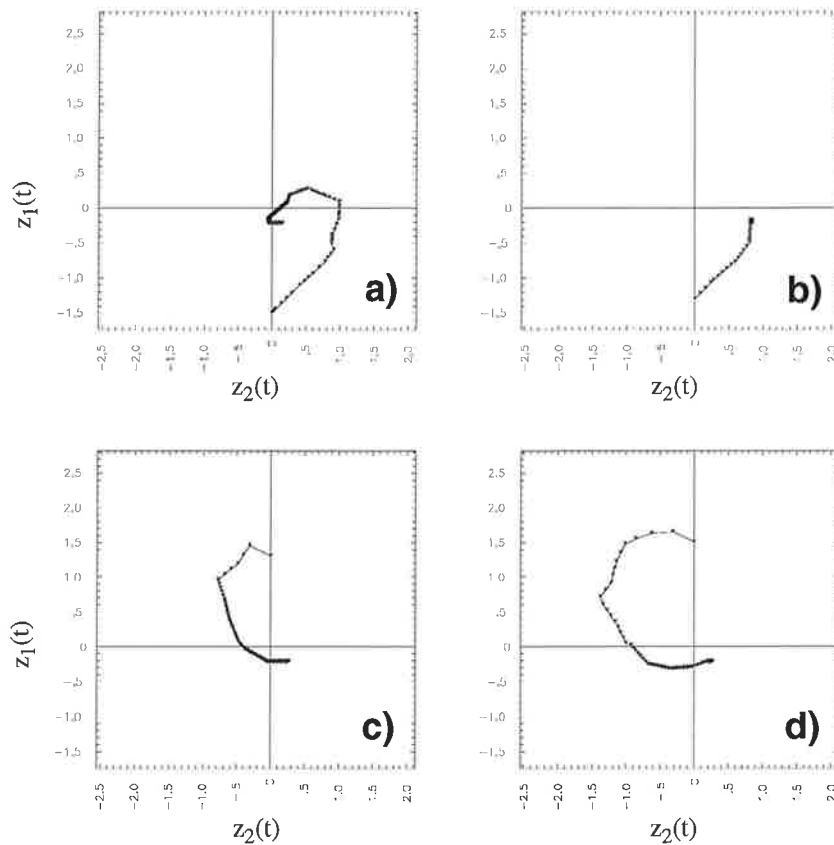


Abb. 21 Typische Trajektorien im Phasenraum. Das System wurde um jeweils plus (c,d) bzw. minus (a,b) 1,5mal (a,c) und 1,3mal (b,d) dem Realteil aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt. Der Imaginärteil der Auslenkung betrug jeweils Null. Das System wurde entlang der mittleren Trajektorien (vgl. Abb. 18) mit einem Zeitschritt von einem viertel Jahr über jeweils 40 Jahre integriert.

Nimmt man an, daß sich das System stets entlang der mittleren Trajektorien und mit der dem jeweiligen Zustand entsprechenden mittleren Winkelgeschwindigkeit und Dämpfung bewegt, kann man in Abhängigkeit vom Anfangszustand "typische Trajektorien" berechnen und Aussagen über die "typische" Entwicklung des Systems treffen. In Abb. 20 und Abb. 21 sind solche typischen Trajektorien für verschiedene Anfangszustände (Auslenkung in Richtung des Imaginär- ( $\pm \vec{p}_2$ ) bzw. in Richtung des Realteils ( $\pm \vec{p}_1$ )) dargestellt. Bei Auslenkungen in Richtung des negativen Imaginärteils vollführt das System stets eine Bewegung zum negativen Realteil und endet in einem stark gedämpften Zustand von ( $\vec{p}_2$ ). Diese typische Entwicklung ist unabhängig von der Amplitude der Auslenkung (Abb. 20a, c, e). Bei entgegengesetzten Auslenkungen und

entsprechend großen Amplituden erfolgt dagegen eine Bewegung vom Imaginär- über den Real- bis hin zum negativen Imaginär- und Realteil (Abb. 20b, d, f). Dabei sind die Winkelgeschwindigkeiten zu Beginn deutlich erhöht. Betrachtet man das Verhalten des Systems bei verschiedenen Auslenkungen um den Realteil, so zeigt sich, daß nur für sehr große negative Auslenkungen eine Entwicklung des Systems über den Zustand ( $\vec{p}_2$ ) hinaus erfolgt, ansonsten lediglich eine Fortsetzung der Entwicklung wie bei Auslenkungen in Richtung von ( $-\vec{p}_2$ ) zu erkennen ist (Abb. 21a, b). Bei Auslenkungen in Richtung des positiven Realteils erfolgt unter zunächst erhöhter Winkelgeschwindigkeit eine Entwicklung des Systems bis zum negativen Realteil (Abb. 21c, d). Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß im Modell nach der Entstehung einer negativen Salzgehaltsanomalie in der Labradorsee typischerweise nur die Advektion der Anomalie in den Nordatlantik zu beobachten sein wird, wogegen nach hinreichend großen positiven Anomalien in der Labradorsee die Entwicklung nachfolgender negativer Salzgehaltsanomalien erwartet werden kann. Es fällt weiterhin auf, daß der Endpunkt der Entwicklung nicht im Koordinatenursprung des durch die POP-Koeffizientenzeitreihen aufgespannten Phasenraumes liegt, sondern leicht in den 4. Quadranten verschoben ist. In diesem Quadranten liegt auch der Modalwert der zweidimensionalen Häufigkeitsverteilung der POP-Koeffizienten.

Das hier beschriebene Verhalten des Modes interner ozeanischer Variabilität stellt eine starke Nichtlinearität dar, deren Ursache im unterschiedlichen Einfluß positiver und negativer Salzgehaltsanomalien auf die Stabilitäts- und Konvektionsverhältnisse in der Labradorsee und im nördlichen Nordatlantik liegt und eingehend in Kapitel 5.2 anhand einer Reihe von Sensitivitätsexperimenten untersucht wird.

### 4.3 Der Mechanismus des Modes

Aufgrund der formalen Ähnlichkeit der Autospektren der POP-Koeffizienten mit denen stochastischer Klimamodelle mit linearem Rückkopplungsterm erscheint es naheliegend, zur Erklärung der im STO-Experiment beobachteten Variabilität im wesentlichen einen solchen Prozeß zu betrachten. Zur Ableitung einer solchen Erklärung sei zunächst die Erhaltungsgleichung für Salz im LSG-Modell betrachtet:

$$\frac{\partial}{\partial t} S + \vec{u} \bullet \nabla S = K \nabla^2 S + q_S \quad (14)$$

Dabei stehen  $S$  für den Salzgehalt,  $\frac{\partial S}{\partial t}$  für die zeitliche Ableitung des Salzgehaltes,  $\vec{u}$  für das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld und  $K$  für den Diffusionskoeffizienten. Der Quellterm  $q_S$  ist nur in der Oberflächenschicht von Null verschieden. Explizite vertikale Diffusion ist im LSG vernachlässigt, und für den horizontalen Diffusionskoeffizienten wird ein Wert von  $200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  verwendet. Die Gleichung (14) reduziert sich damit auf

$$\frac{\partial}{\partial t} S + \vec{u}_h \bullet \nabla_h S + w \frac{\partial S}{\partial z} = K_h \nabla_h^2 S + q_S, \quad (15)$$

wobei  $\nabla_h$  für den horizontalen Nabla-Operator steht. In dieser Gleichung sind zwei prinzipielle Rückkopplungsmechanismen vorhanden, die den Einfluß der Frischwasserflüsse und somit die lokale Varianz der Salzgehalte begrenzen. Diese Terme beschreiben zum einen horizontale Diffusion und zum anderen horizontale und vertikale Advektion.

Die Frage, welcher der Terme für die Dämpfung der Anomalien in der Labradorsee entscheidend ist, kann mit einer Skalenanalyse von (15) beantwortet werden. Schreibt man eine Variable  $x$  als Produkt der charakteristischen Größe  $\mathbf{X}$  der Variablen und einer dimensionslosen Größe  $(x)^*$ , so ergibt sich aus (15):

$$\frac{\mathbf{S}}{\mathbf{T}} \left( \frac{\partial S}{\partial t} \right)^* + \frac{\mathbf{U}\mathbf{S}}{\mathbf{L}} (\vec{u}_h \bullet \nabla_h S)^* + \frac{\mathbf{W}\mathbf{S}}{\mathbf{H}} \left( w \frac{\partial S}{\partial z} \right)^* = \frac{\mathbf{K}_h \mathbf{S}}{\mathbf{L}^2} (K_h \nabla_h^2 S)^* + \mathbf{Q}_S (q_S)^*. \quad (16)$$

Mit  $\mathbf{U} = \mathbf{L}\mathbf{T}^{-1}$  und  $\mathbf{W} = \mathbf{H}\mathbf{T}^{-1}$  sowie  $\mathbf{Q}_S = \mathbf{f}_W \mathbf{S}\mathbf{H}^{-1}$ , wobei  $\mathbf{f}_W$  die charakteristische Größe des Nettofrischwasserflusses darstellt, folgt:

$$\left( \frac{\partial S}{\partial t} \right)^* + (\vec{u}_h \bullet \nabla_h S)^* + \left( w \frac{\partial S}{\partial z} \right)^* = \frac{\mathbf{K}_h}{\mathbf{U}\mathbf{L}} (K_h \nabla_h^2 S)^* + \frac{\mathbf{f}_W \mathbf{L}}{\mathbf{U}\mathbf{H}} (q_S)^*. \quad (17)$$

Das Verhältnis von Advektion zu Diffusion bzw. von advektiven Termen zu diffusivem Term beträgt somit

$$\tau_{a,d} = \mathbf{U}\mathbf{L}\mathbf{K}_h^{-1}. \quad (18)$$

Mit den für die Labradorsee charakteristischen Größen  $U = 10^{-2} \text{ ms}^{-1}$ ,  $L = 2,5 \times 10^6 \text{ m}$  (sowohl Länge der Labradorsee als auch die räumliche Skala des stochastischen Antriebs ( $25^\circ$ )) und  $K_h = 2 \times 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  ergibt sich  $\tau_{a,d} = 1,25 \times 10^2$ . Die advektiven Terme sind im Vergleich zum diffusiven Term für die die Labradorsee betreffenden Überlegungen damit etwa zwei Größenordnungen größer und somit entscheidend. Die nach der Skalenanalyse für die Labradorsee relevante Salzgleichung lautet demnach:

$$\frac{\partial}{\partial t} S + \vec{u} \bullet \nabla S = q_S. \quad (19)$$

Die Linearisierung von Gleichung (19) um den klimatologischen Zustand und Subtraktion dieses Zustands liefert eine Gleichung für die Störungen  $S'$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} S' + \vec{\bar{u}} \bullet \nabla S' + \vec{u}' \bullet \nabla \bar{S} = q'_S. \quad (20)$$

Unter der Annahme, daß die Tiefe der durchmischten Schicht  $H$  zeitlich konstant ist, besteht  $q'_S$  aus den Termen  $\bar{f}_W S' H^{-1}$  und  $f'_W \bar{S} H^{-1}$ . Im folgenden wird hiervon nur der Term  $f'_W \bar{S} H^{-1}$  berücksichtigt, da er mit den für die Labradorsee typischen Größen  $\bar{f}_W = 50 \text{ mm/Monat}$ ,  $f'_W \sim 30 \text{ mm/Monat}$ ,  $\bar{S} = 34 \text{ psu}$  und  $S' \sim 0,3 \text{ psu}$  wesentlich größer als der Term  $\bar{f}_W S' H^{-1}$  ist. Aus den in Abschnitt 5.2 beschriebenen Sensitivitätsexperimenten wird hervorgehen, daß für Salzgehaltsanomalien unterhalb eines bestimmten Schwellenwertes die Änderungen im Geschwindigkeitsfeld ( $u'$ ) gering sind. Der durch die Störungen des Geschwindigkeitsfeldes und den mittleren Salzgehaltsgradienten gegebene Term kann deshalb im allgemeinen (für relativ kleine  $S'$ ) gegenüber dem Term  $\vec{\bar{u}} \bullet \nabla S'$  vernachlässigt werden. Lediglich für stärkere positive Anomalien, die eine verstärkte Tiefenkonvektion in der Labradorsee anfachen, wird der Fehler, den man durch die Vernachlässigung dieses Terms macht, größer. Im folgenden wird jedoch zunächst davon ausgegangen, daß dieser Term gegenüber dem durch das mittlere Geschwindigkeitsfeld und den Gradienten der Salzgehaltsanomalien gegebenen Term hinreichend klein ist. Durch diese Annahme kann die Gleichung (20) in die Form eines einfachen stochastischen Klimamodells mit linearem Rückkopplungsterm gebracht werden.

Entsprechend der Idee der formalen Ähnlichkeit der Spektren der POP-Koeffizientenzeitreihen mit denen stochastischer Klimamodelle mit linearem Rückkopplungsterm wird in der Gleichung (20) der Term  $\bar{u} \cdot \nabla S'$  durch eine einfache lineare Rückkopplung  $\lambda S'$  bzw.  $S' \tau^{-1}$  ersetzt. Die Größe  $\tau$  kann dabei als eine Austausch- oder Residenzzeit ("flushing time") der oberen gut durchmischten Schicht in der Labradorsee aufgefaßt werden. Die Abschätzung der Größenordnung einer solchen Zeit erhält man aus dem Verhältnis des Volumens ( $V$ ) ebenjener gut durchmischten Schicht und dem mittleren Ausstrom ( $A$ ) in diesem Bereich ( $VA^{-1}$ ).

Ein Problem bei der Abschätzung der Austauschzeit besteht darin, daß die sowohl Volumen als auch Ausstrom definierende Tiefe der durchmischten Schicht zeitlich nicht konstant ist, wodurch der Rückkopplungsterm ebenfalls implizit zeitabhängig wird. Aufgrund der groben Auflösung des Modells wird dieser Effekt jedoch vernachlässigt. Größere Änderungen in der Tiefe der durchmischten Schicht werden nur durch größere positive, die Konvektion anfachende Salzgehaltsanomalien hervorgerufen. Wegen der groben vertikalen Auflösung des Modells bedeutet eine Änderung im "convective adjustment" um nur eine Schicht jedoch sofort eine Änderung der Austauschzeit etwa um einen Faktor zwei.

Durch die Approximation der Advektionsterme in (20) durch einen zeitunabhängigen linearen Rückkopplungsterm erhält man eine relativ gute Approximation für den Bereich kleiner Salzgehaltsanomalien. Im Bereich größerer positiver Salzgehaltsanomalien verschlechtert sich die Approximation durch das Anfachen der Tiefenkonvektion und die damit verbundenen Änderungen im Geschwindigkeitsfeld und der Tiefe der durchmischten Schicht. Das durch die Approximation der Advektionsterme durch eine lineare Rückkopplung mit zeitlich konstantem Rückkopplungsterm erhaltene Modell spiegelt demnach die Verhältnisse der Labradorsee nur stark vereinfacht wieder und liefert nur eine grobe, für den linearen Bereich des POP-Modes gültige Näherung der im Modell ablaufenden Prozesse. Durch die Approximation der Zeitunabhängigkeit des Rückkopplungstermes erhält man die Möglichkeit, die Salzgehaltsanomalien des STO-Experimentes mit Hilfe des einfachen Rückkoppelungsmodells ausschließlich unter Zuhilfenahme des Antriebs dieses Experimentes, der zeitlich weißen Frischwasserflüsse,

und ohne jede weitere Kenntnis der augenblicklichen dynamischen Situation im LSG zu berechnen.

Das einfache, aus Gleichung (20) hervorgehende, lineare Rückkopplungsmodell lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t} S' + \lambda S' = q'_S(t) \quad (1)$$

Unter Berücksichtigung der oben beschriebenen Approximationen läßt sich dieses Modell analytisch lösen und die Lösung lautet dann:

$$S'(t) = \int_0^t dt' q'_S(t') e^{-\lambda(t-t')} \quad (2)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Tiefe der durchmischten Schicht  $H$  zeitlich konstant ist, läßt sich diese Gleichung mit  $q'_S(t) = -f'_W(t) \bar{S} H^{-1}$  in eine Frischwassermenge pro Flächeneinheit konvertieren:

$$F'_W(t) = -\frac{H}{\bar{S}} S'(t) = \int_0^t dt' f'_W(t') \exp\left(-\frac{(t-t')}{\tau}\right) \quad (3)$$

Dabei stellen die  $f'_W(t)$  die stochastische Komponente der Frischwasserflüsse bzw. den Antrieb des STO-Experimentes dar. Das Integral auf der rechten Seite von (23) ist ein Maß für die zum Zeitpunkt  $t$  anomal oder extra gespeicherte Frischwassermenge pro Flächeneinheit  $F'_W$  in der Labradorsee. Diese Größe wird im folgenden als "integrierter Frischwasserfluß" bezeichnet. Unter den oben getroffenen Annahmen ist sie direkt proportional zu den während des STO-Experiments beobachteten Salzgehaltsanomalien, die dann direkt aus  $F'_W$  berechnet werden können. Multipliziert man diese Größe mit der Fläche der jeweiligen Gitterbox, erhält man direkt die zu diesem Zeitpunkt anomal gespeicherte Frischwassermenge  $F'_M$ .

Im diskreten Fall wird aus (23) ein einfacher AR(1)-Prozeß

$$F'_W(t) = F'_W(t - \Delta t) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right) + f'_W(t) \Delta t, \quad (4)$$



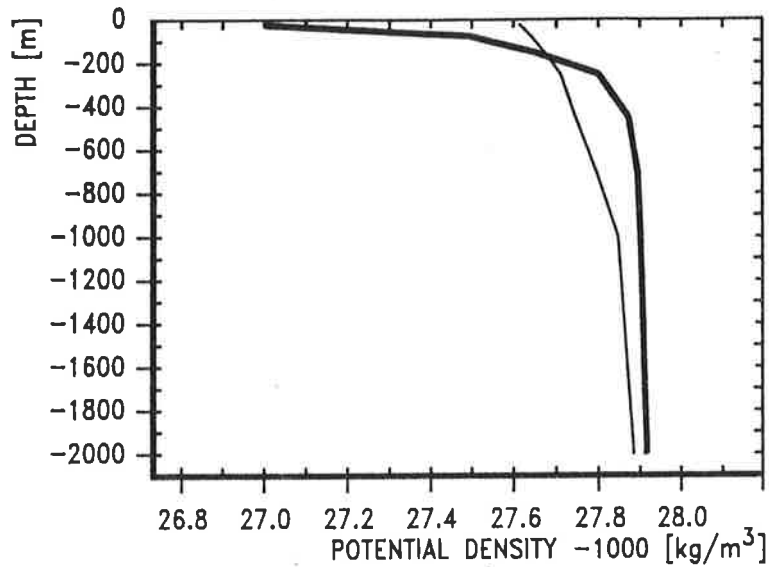


Abb. 22 Mittlere potentielle Dichteverteilung in  $\sigma_T$  für Winterbedingungen in der Labradorsee (dick) und im nördlichen Nordatlantik (dünn).

der die anomal gespeicherte Frischwassermenge pro Flächeneinheit in der Labradorsee als Summe der zum selben Zeitpunkt auftretenden Frischwasserflußanomalie und der bereits vorher im Becken gespeicherten und allmählich durch Advektion gedämpften Frischwassermenge pro Flächeneinheit beschreibt.

Wenn das hier beschriebene Modell Gültigkeit hat und die Verhältnisse in der Labradorsee im Modell annähernd widerspiegelt, dann ist die im Verlauf des STO-Experiments beobachtete Variabilität in diesem Becken zum Großteil als Folge einer ungestörten Integration der zeitlich weißen Komponente der Frischwasserflüsse zu verstehen. Eine solcher Integrationsprozeß kann überall dort relativ ungestört ablaufen, wo der Einfluß aller anderen auf die Salzgehalte wirkenden Faktoren verschwindet oder zumindest klein ist. Diese Voraussetzung ist in der Labradorsee durch ihre engen topographischen Begrenzungen, ihre Zirkulations- und Schichtungsverhältnisse gegeben.

Der Rückkopplungsterm in (24), der die lokale Varianz der Salzgehalte begrenzt, ist durch die mittlere Verweildauer  $\tau$  eines Partikels in der oberen gut durchmischten Schicht gegeben. Dieser Parameter läßt sich als Verhältnis von Volumen zu Ausstrom mit

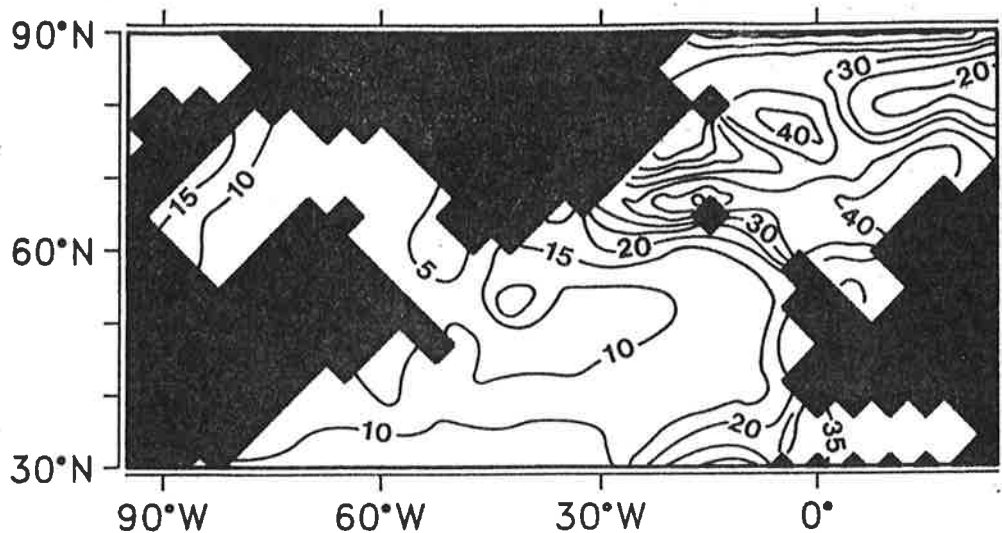


Abb. 23 Dekorrelationszeiten des Salzgehaltfeldes in 75 Meter Tiefe im STO-Experiment in Jahren. Die Dekorrelationszeit ist definiert als die Zeit, die verstreichen soll, damit eine Beobachtung vor und nach dieser Zeit unabhängig voneinander sein sollen, oder anders ausgedrückt, bei wie vielen im Abstand von  $\Delta t$  aufeinanderfolgenden Werten die Zeitreihe praktisch einen konstanten Wert behält.

Hilfe einiger a priori Informationen schätzen: Die Oberfläche der Labradorsee im Modell beträgt etwa  $2,5 \times 10^{12} \text{ m}^2$ . Aus der vertikalen Dichteverteilung (Abb. 22) ergibt sich, daß eine Schicht von ungefähr 350 Meter Tiefe in den Frischwasserintegrationsprozeß eingeschlossen ist. Das charakteristische Volumen der oberen Schichten der Labradorsee beträgt demnach etwa  $8,75 \times 10^{14} \text{ m}^3$ . Der mittlere Nettoausstrom für diese Schicht beträgt etwa 2,8 Sverdrup. Eine grobe Schätzung des Parameters  $\tau$  als Verhältnis von Volumen und Ausstrom beträgt somit rund 10 Jahre. Aus statistischer Sicht ist dieser Zeitmaßstab durch die aus dem STO-Experiment geschätzten Dekorrelationszeiten<sup>1</sup> der Salzgehaltfelder der oberen Schichten gegeben. Sie betragen im Mittel ungefähr 10 Jahre für die Labradorsee und die Gebiete des nördlichen Nordatlantiks, durch die die Anomalien transportiert werden. Sie sind somit in guter Übereinstimmung mit der aus den topographischen und hydrographischen Charakteristika der Labradorsee geschätzten Austauschzeit (Abb. 23).

1. Die Dekorrelationszeiten  $\epsilon$  wurden mit Hilfe der Formel  $\epsilon(N) = 1 + 2 \sum_{k=1}^{N-1} \frac{N-k}{k} \rho_k$  unter der Annahme symmetrischer Autokorrelationsfunktionen  $\rho_k$  geschätzt. (vgl. z.B. Taubenheim, 1969).

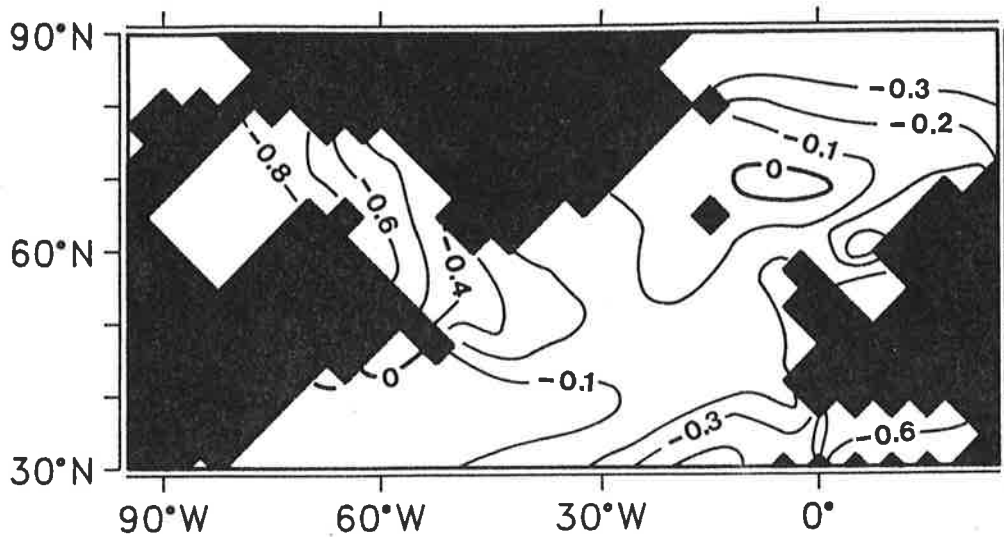


Abb. 24 Punktweise Korrelation zwischen den Salzgehaltsanomalien in 75 Meter Tiefe im STO-Experiment und der Vektorzeitserie des "integrierten Frischwasserflusses" unter Verwendung von Gleichung (24) und einer Zeitkonstanten  $\tau$  von 10 Jahren.

Unter Verwendung des so geschätzten Rückkopplungsterms und der Frischwasserflußanomalien des STO-Experimentes wurde mit Hilfe von (24) eine Vektorzeitserie der integrierten Frischwasserflüsse berechnet. Die Punkt zu Punkt Korrelationen zwischen dieser Vektorzeitserie und den Salzgehaltsanomalien der oberen Schichten im STO-Experiment sind maximal in den relativ geschlossenen Becken. Insbesondere in der Labradorsee sind, trotz der oben erwähnten Approximationen bei der Berechnung der integrierten Frischwasserflüsse, die Korrelationen maximal und betragen im Mittel etwa 0,6 bis 0,7 (Abb. 24). Das einfache lineare Rückkopplungsmodell (21) beschreibt somit einen Großteil der im STO-Experiment in der Labradorsee beobachteten Variabilität, was darauf hindeutet, daß diese Variabilität hauptsächlich als einfacher Integrationseffekt der zeitlich weißen Frischwasserflußanomalien zu verstehen ist. Daß dieses zutrifft und dieser Effekt beim Auftreten größerer positiver Salzgehaltsanomalien durch das Anfachen der Tiefenkonvektion von interner Variabilität überlagert wird, wird in den nächsten Abschnitten gezeigt werden.

## 5 Sensitivitätsexperimente

### 5.1 Stochastischer und klimatologischer Antrieb der Labradorsee

#### 5.1.1 Experimentbeschreibung

Um diese Erklärung der im Modell auf den Zeitskalen von Dekaden beobachteten Variabilität zu stützen, wurden zunächst zwei komplementäre Sensitivitätsexperimente durchgeführt (Anhang 9.1). Im ersten Experiment wurde derselbe zeitlich weiße und räumlich kohärente Antrieb der Frischwasserflüsse wie im bereits beschriebenen STO-Experiment verwendet. Im Gegensatz zu diesem Experiment erfolgte der Antrieb jedoch nicht global, sondern wurde lokal auf die Labradorsee beschränkt. In allen übrigen Regionen wurden stattdessen lediglich die klimatologischen Frischwasserflüsse ohne zusätzlichen stochastischen Antrieb verwendet. Dieses Experiment wird im weiteren mit STL-Experiment (stochastischer Antrieb der Labradorsee bezeichnet).

Im zweiten, zu STL komplementären Experiment, wurden für die Labradorsee lediglich die klimatologischen Werte der Frischwasserflüsse ohne zeitlich variablen Anteil verwendet, während für alle übrigen Regionen diesen klimatologischen Flüssen wieder dieselbe stochastische Komponente wie im STO-Experiment überlagert wurde. Dieses Experiment wird im folgenden als komplementäres oder STW-Experiment (stochastischer Antrieb des Weltozeans) bezeichnet.

Das STL-Experiment kann als eine nächste, höhere Stufe des relativ einfachen Rückkoppelungsmodells (21) aufgefaßt werden. Im Gegensatz zu (21) ist im STL-Experiment die Advektion nicht mehr durch einen zeitunabhängigen Rückkopplungsterm approximiert, sondern voll explizit aufgelöst. Außerdem werden bei der Integration der Frischwasserflüsse Variationen in der Stärke der Tiefenkonvektion und die damit zusammenhängenden Änderungen im Ein- und Ausstromprofil sowie Veränderungen des charakteristischen Volumens der obersten gut durchmischten Schicht und damit der Residenzzeit berücksichtigt. In diesem Experiment sollten damit alle Gesichtspunkte der im STO-Experiment beobachteten Variabilität zu finden sein.

Im komplementären STW-Experiment fehlt der für die Anregung des Mechanismus entscheidende Antrieb in der Labradorsee. Es wird erwartet, daß in diesem Experiment keine dem STO- oder STL-Experiment vergleichbare Variabilität in dieser Region auftritt.

Bei beiden Sensitivitätsexperimenten (STL und STW) wurde das Modell über einen Zeitraum von 500 Jahre integriert. Diese Zeitspanne ist ausreichend, um die Entwicklung oder Nichtentwicklung von Variabilität im Zeitbereich von Dekaden dokumentieren zu können.

## 5.1.2 Ergebnisse

Zum Vergleich der Ergebnisse der beiden Sensitivitätsstudien mit denen des STO-Experiments wurden die Felder der Salzgehaltsanomalien in 75 Meter Tiefe aus beiden Sensitivitätsexperimenten auf das in Abschnitt 4.2 beschriebene POP des STO-Experiments projiziert<sup>1</sup> (Abb. 25c, d). Die so erhaltenen Zeitserien stellen einen guten Indikator dafür dar, ob der durch das POP beschriebene Mechanismus in den jeweiligen Experimenten angeregt wurde. Zum Vergleich sind in Abb. 25a und Abb. 25b noch einmal der zeitliche Verlauf des über die Labradorsee gemittelten Salzgehalts in 75 Meter Tiefe und der Verlauf der Koeffizientenzeitreihe des in Abschnitt 4.2 beschriebenen POPs für die jeweils ersten 500 Jahre des STO-Experiments dargestellt. Der mittlere Salzgehalt der Labradorsee ist durch ausgeprägte Fluktuationen auf der Zeitskala von Dekaden gekennzeichnet, die in recht gutem Umfang durch die POP-Koeffizienten wiedergegeben werden.

Die in beiden Sensitivitätsexperimenten durch die Projektion auf das STO-POP erhaltenen Zeitserien verhalten sich deutlich verschieden. Während sie im STW-Experiment keine ausgeprägten Amplituden und Variationen im Dekadenbereich besitzen, ist ihr Verhalten im STL-Experiment dem der Koeffizienten des POP-Modes im

---

1. Dazu wurde die Funktion  $\|\dot{y}(t) - z_1(t)^* \dot{p}_1 - z_2(t)^* \dot{p}_2\|^2 = \text{Min}$  nach den freien Parametern  $z_1^*, z_2^*$  abgeleitet. Die  $\dot{y}(t)$  stellen die raum- und zeitabhängigen Daten der Sensitivitätsexperimente und  $\dot{p}_1, \dot{p}_2$  die Muster des POP des STO-Experiments dar. Es ergeben sich zwei Gleichungen für die neuen Koeffizientenzeitreihen  $z_1^*, z_2^*$ , die die Entwicklung des POPs aus dem STO-Experiment im jeweiligen Sensitivitätsexperiment beschreiben.

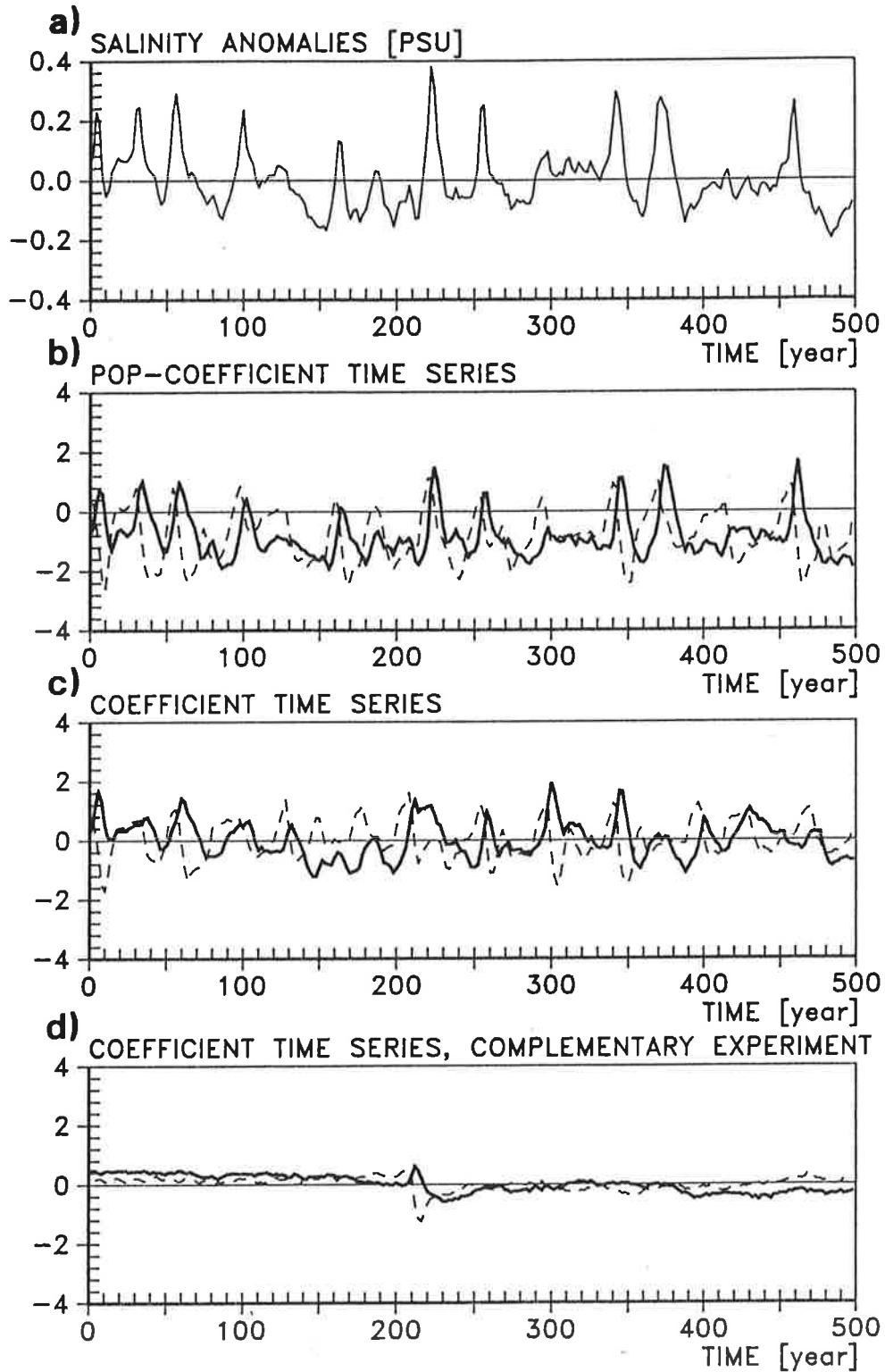


Abb. 25 (a) Zeitreihe der über die Labradorsee gemittelten Salzgehaltsanomalien in 75 Meter Tiefe für die ersten 500 Jahre des STO-Experiments in psu. Ein klimatologischer Mittelwert von 34,15 psu wurde subtrahiert. (b) Realer (durchgezogen) und imaginärer Teil (gestrichelt) der POP-Koeffizientenzeitreihe des Modes im Dekadenbereich für die ersten 500 Jahre des STO-Experiments. Die Zeitreihen sind dimensionslos. (c) Koeffizientenzeitreihen, entstanden durch die Projektion der Salzgehaltsanomaliefelder des STL-Experiments und (d) durch die Projektion der Salzgehaltsanomaliefelder des STW-Experiments auf die Muster des POP-Mode im STO-Experiment.

STO-Experiment vergleichbar (Abb. 25c,d). Neben den Amplituden wird auch die spektrale Charakteristik (Varianz-, Phasen- und Kohärenzspektrum) der POP-Koeffizienten in vollem Umfang durch die projizierten Zeitreihen wiedergegeben (vgl. Abb. 26 und Abb. 16).

Es läßt sich somit schlußfolgern, daß im Experiment, in dem lediglich die Labradorsee mit zeitlich weißen Frischwasserflüssen angetrieben wurde, der durch das POP im STO-Experiment beschriebene Mechanismus angeregt wurde, während er im dazu komplementären Experiment nicht wirksam wurde. Die Ergebnisse dieser beiden Experimente unterstreichen die Bedeutung des lokalen Frischwasserflußantriebs der Labradorsee als Quelle für Variabilität im Dekadenbereich im LSG-Modell und zeigen, daß diese Variabilität im wesentlichen als Folge einer zeitlichen Integration der stochastischen Komponente der Frischwasserflüsse verstanden werden kann.

### 5.1.3 Beschreibung der Variabilität im STL-Experiment

Bisher wurde der dominante Mode der Variabilität im Dekadenbereich im LSG-Modell nur anhand der Analyse von Salzgehaltsanomalien in 75 Meter Tiefe beschrieben. In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen dieser Fluktuationen auf weitere ozeanische Größen anhand des STL-Experimentes dargestellt.

Abb. 27a, b zeigen für 700 Meter Tiefe jeweils die Differenz eines Mittels aus einzelnen Jahren mit großen positiven Salzgehaltsanomalien und des klimatologischen Mittelwerts (a) sowie eines Mittels aus einzelnen Jahren mit großen negativen Salzgehaltsanomalien und des klimatologischen Mittelwerts (b) in der Labradorsee. Als Index für die Größe der Salzgehaltsanomalien und den aktuellen Zustand des Systems wurden die durch die Projektion auf das POP im STO-Experiment erhaltenen Zeitserien verwendet. Die unterschiedlichen Einflüsse positiver und negativer Oberflächensalzgehaltsanomalien auf den tiefen Ozean sind deutlich zu erkennen. Im Falle starker positiver Salzgehaltsanomalien in den oberen Schichten der Labradorsee wird die Stabilität der Schichtung verringert. Die Folge ist eine intensivierete Tiefenkonvektion, mit der verstärkt Wasser aus den oberen Schichten der Labradorsee in die Tiefe transportiert wird. Aufgrund des mittleren vertikalen Temperatur- und Salzgehaltsgradienten (vgl. Abb. 12) sind diese Wassermassen im Vergleich mit den tieferen Schichten kälter und noch

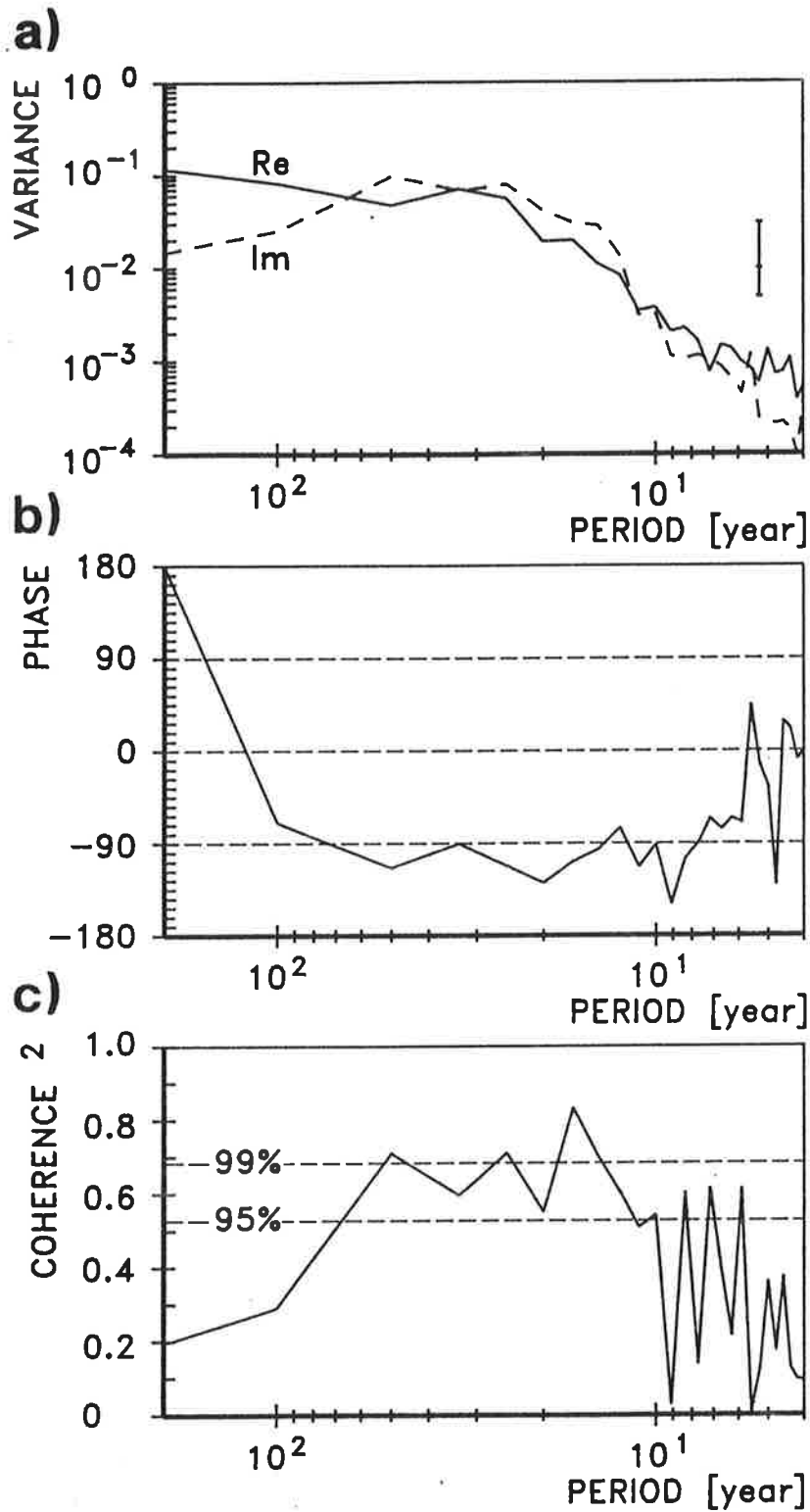


Abb. 26 Spektren der durch die Projektion der Salzgehaltsanomaliefelder des STL-Experiments auf die Muster des POP-Mode im STO-Experiment erhaltenen Zeitserien. (a) Varianzspektren der imaginären (gestrichelt) und der realen Komponente der Zeitreihe (durchgezogen). Die Markierung im rechten Teil des Bildes kennzeichnet das 95% Konfidenzintervall. (b) Phasen- und (c) Kohärenzspektrum der Komponenten dieser Zeitreihe.



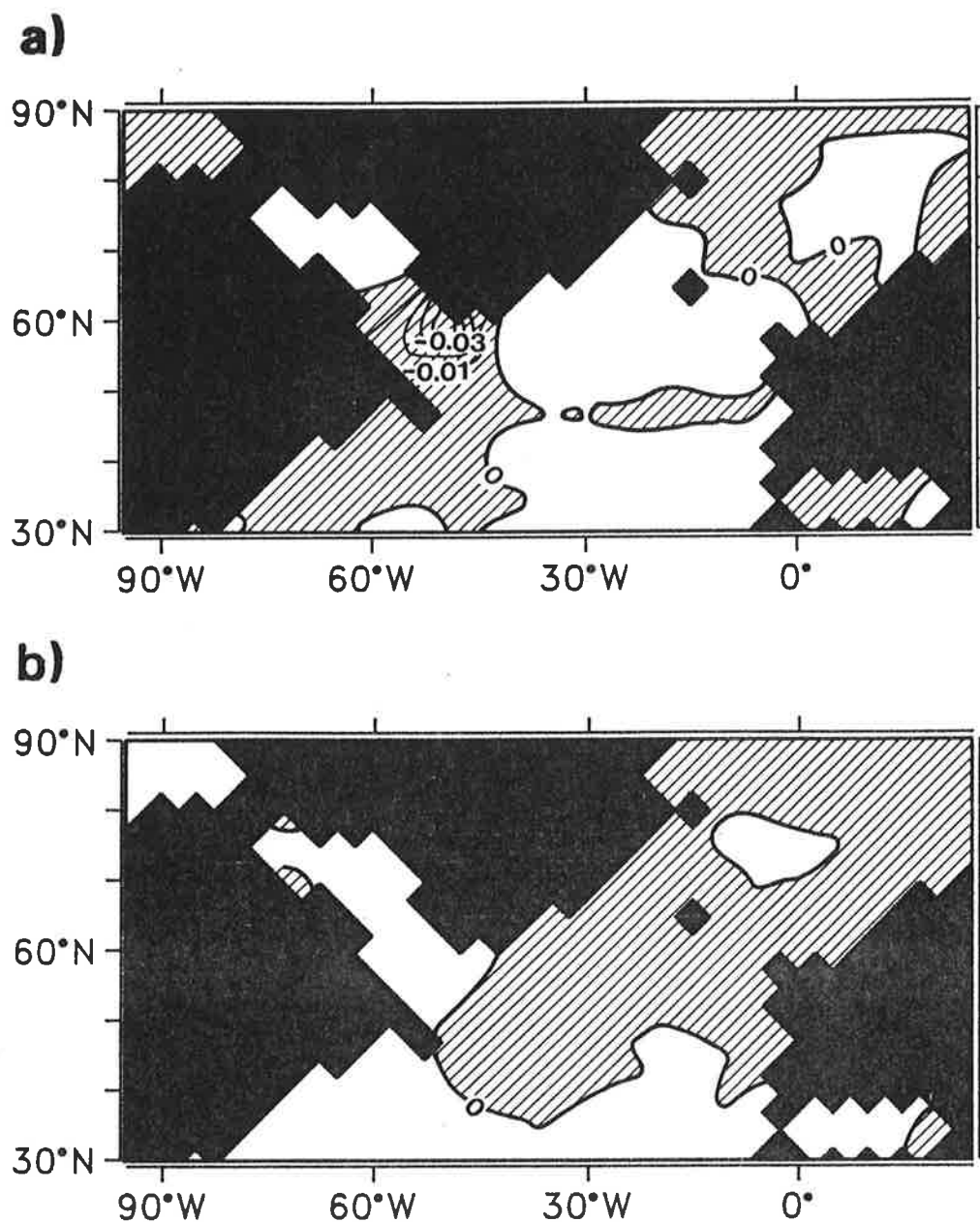


Abb. 27 Salzgehaltsanomalien in 700 Metern in psu im STL-Experiment. (a) Differenz zwischen einem Mittel aus einzelnen Jahren mit hohen Amplituden der durch die Projektion der Salzgehaltsanomaliefelder des STL-Experiments auf die Muster des POP-Mode des STO-Experiments erhaltenen Zeitserien und dem klimatologischen Mittelwert. (b) Differenz zwischen einem Mittel aus einzelnen Jahren mit niedrigen Amplituden dieser Zeitserien und dem klimatologischen Mittelwert.

immer relativ salzarm. Während oberhalb der Halokline somit positive Salzgehaltsanomalien vorherrschen, sind unterhalb der Halokline ab etwa 450 Meter Tiefe negative Temperatur- und Salzgehaltsanomalien zu erkennen (Abb. 27a, Abb. 28a). In 700 Meter

Tiefe beträgt das Maximum der Salzgehaltsanomalie etwa  $-0,05$  psu, das der Temperaturanomalie etwa  $-0,4$  K. Ähnlich starke negative Anomalien in den Oberflächensalzgehalten besitzen aufgrund ihres vergleichsweise geringeren Einflusses auf die Tiefenwasserbildung einen kleineren Effekt auf den Salzgehalt und die Temperatur der unteren Schichten. Zwar sind unterhalb der Halokline schwache, positive Salzgehaltsanomalien und eine leichte Erwärmung der tiefen Labradorsee zu finden, jedoch betragen diese Anomalien z.B. in 700 Meter Tiefe nur etwa  $0,05$  Kelvin (Abb. 28b) und weniger als  $0,01$  psu (Abb. 27b) und sind verglichen mit dem entgegengesetzten Zustand des Modes relativ gering. Ähnliche Nichtlinearitäten waren bereits bei der Analyse der POP-Koeffizienten in Abschnitt 4.2. aufgefallen.

Anhand einiger integraler Größen läßt sich die Bedeutung dieses Modes ozeanischer Variabilität für den gesamten Nordatlantik erkennen: Der über das Gebiet des Nordatlantiks integrierte Wärmefluß zwischen Ozean und Atmosphäre ist durch beträchtliche Fluktuationen im Zeitbereich von Dekaden gekennzeichnet (Abb. 29a). Ebenso zeigt das Maximum der zonal integrierten meridionalen Stromfunktion im Atlantik, das ein Maß für die Menge des im Nordatlantik gebildeten Tiefenwassers im Modell ist, starke Variationen in diesem Zeitbereich (Abb. 29b). Diese Zeitreihe stellt einen Index dafür dar, ob die erzeugten Salzgehaltsanomalien in der Labradorsee in der Lage sind, die thermohaline Zirkulation wesentlich zu beeinflussen oder nicht. Die Differenz der zonal integrierten meridionalen Stromfunktion im Atlantik zwischen einem Mittel aus einzelnen Jahren mit niedrigen und einzelnen Jahren mit hohen Werten dieses Index zeigt Abb. 30. Im Falle starker positiver Anomalien in den Salzgehalten der oberen Schichten ist das Maximum der meridionalen Stromfunktion und damit die Bildungsrate von Nordatlantischem Tiefenwasser um etwa 4 Sverdrup größer als im Falle starker negativer Oberflächensalzgehaltsanomalien in der Labradorsee. Die Lage des Maximums ändert sich dabei kaum. Gleichzeitig ist der meridionale Wärmetransport des Nordatlantiks um etwa  $0,06$  PW oder etwa 10% verstärkt. Die Auslenkung des Meeresspiegels nördlich von etwa  $30^{\circ}$  nördlicher Breite sinkt um etwa 0 bis 2 cm, in der Labradorsee um etwa 2 bis 6 cm (Abb. 31). Die Meeresoberflächentemperaturen und die Eisbedeckung zeigen aufgrund der gewählten Formulierungen der oberen Randbedingungen verrauschte Muster. In der zweiten Modellschicht (75 Meter) ist eine positive Temperaturanomalie von etwa

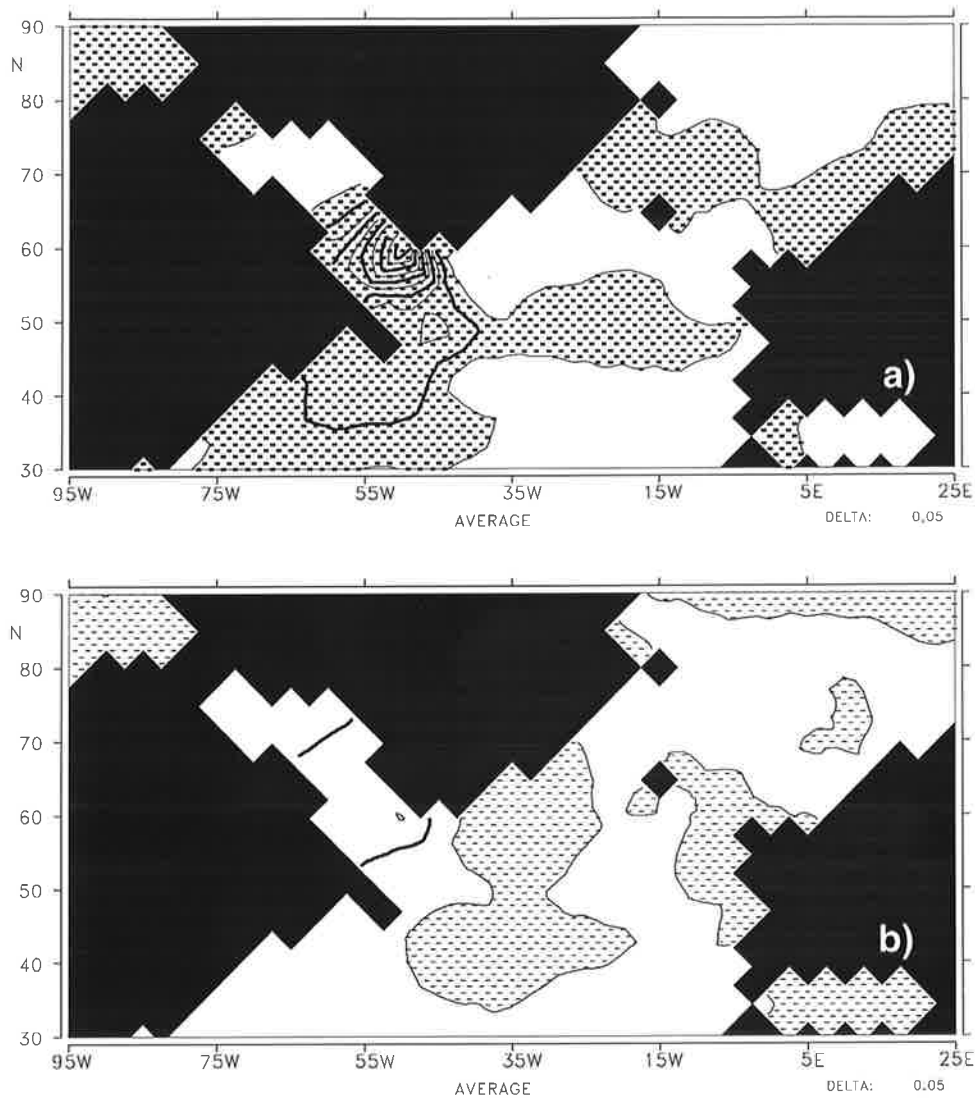


Abb. 28 Temperaturanomalien in 700 Metern in K im STL-Experiment. (a) Differenz zwischen einem Mittel aus einzelnen Jahren mit hohen Amplituden der durch die Projektion der Salzgehaltsanomaliefelder des STL-Experiments auf die Muster des POP-Mode des STO-Experiments erhaltenen Zeitserien und dem klimatologischen Mittelwert. (b) Differenz zwischen einem Mittel aus einzelnen Jahren mit niedrigen Amplituden dieser Zeitserien und dem klimatologischen Mittelwert.

2 bis 3 Kelvin in der Labradorsee zu finden. Dagegen treten in 700 Meter Tiefe negative Temperaturanomalien von etwa einem halben Kelvin auf. Diese Temperaturanomalien erstrecken sich bis auf eine Tiefe von etwa 3 km. In den oberen Schichten der Labrador-

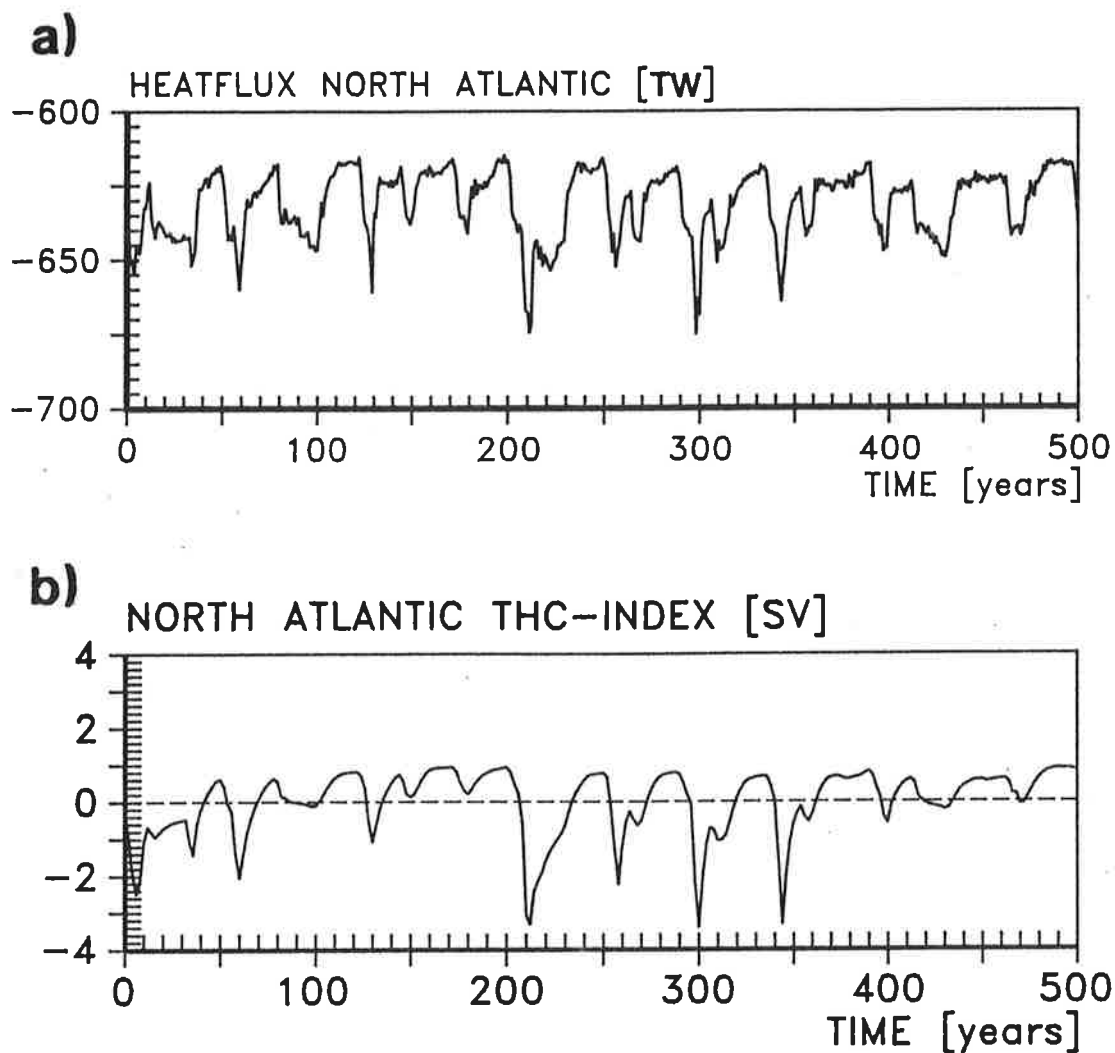


Abb. 29 Zeitserien (a) des über den Nordatlantik integrierten Wärmeaustauschs zwischen Ozean und Atmosphäre in TW und (b) eines thermohalinen Zirkulationsindex in Sverdrup im STL-Experiment. Der thermohaline Index beschreibt das Maximum der zonal integrierten meridionalen Stromfunktion im Atlantik und ist analog dem von Delworth et al. (1993) verwendeten. Dargestellt sind die Anomalien relativ zum klimatologischen Mittelwert von  $-23,3$  Sverdrup. Die thermohaline Zirkulation ist am stärksten bei negativen Anomalien.

see führt eine Einstromanomalie von etwa  $0,5 \text{ cm s}^{-1}$  zu einer ausgeprägten Konvergenz, im tiefen Ozean ist dagegen ein verstärkter Ausstrom zu sehen (nicht abgebildet).

Diese Variationen treten im komplementären Experiment nicht auf und wurden lediglich durch den Antrieb der Labradorsee mit einer den klimatologischen Frischwasserflüssen überlagerten stochastischen Komponente angeregt. Beide Experimente unter-

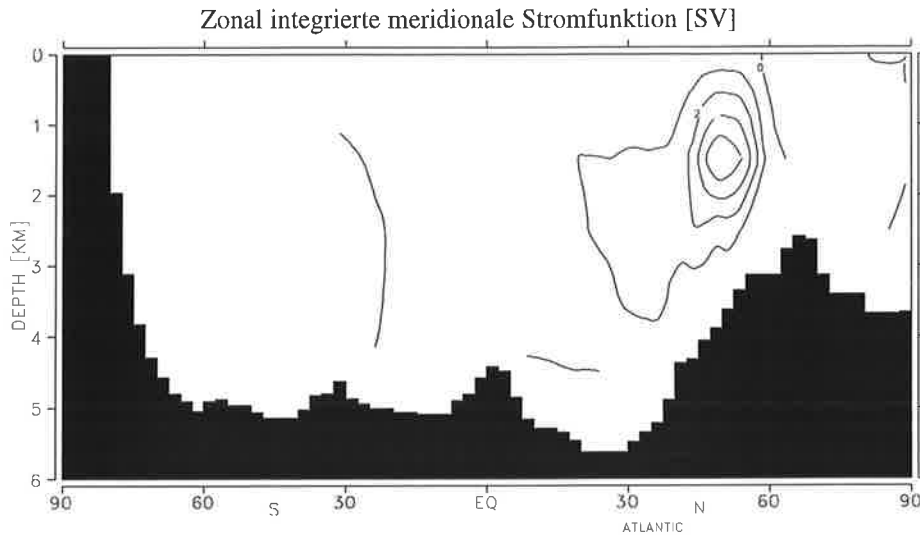


Abb. 30 Zonal integrierte meridionale Stromfunktion im Atlantik im STL-Experiment. Differenz in Sverdrup zwischen einem Mittel aus einzelnen Jahren mit niedrigem und einem Mittel aus einzelnen Jahren mit hohem thermohalinen Zirkulationsindex. Das entspricht einer Differenz zwischen Jahren mit hohem und Jahren mit niedrigem Maximum der meridionalen Stromfunktion im Atlantik.

streichen somit die Bedeutung des lokalen Frischwasserflußantriebes der Labradorsee für die im gesamten nördlichen Nordatlantik auftretende Variabilität im Dekadenbereich.

## 5.2 Die Ausbreitung der Anomalien; Ihr Einfluß auf die nordatlantische Zirkulation und die Tiefenkonvektion.

Um die Unterschiede im Verhalten von positiven und negativen in der Labradorsee entstandenen Salzgehaltsanomalien und die Nichtlinearitäten, wie sie in den Verteilungen der POP-Koeffizienten und im Verhalten des STL-Experimentes erkennbar waren, eingehender zu untersuchen, wurde ein Reihe von Sensitivitätsexperimenten mit gleichen Rand-, jedoch unterschiedlichen Anfangsbedingungen durchgeführt (Anhang 9.1). Wie aus den Häufigkeitsverteilungen der POP Koeffizientenzeitreihen (Abb. 17) ersichtlich, bestehen keine Unterschiede in der Häufigkeit der Anregung positiver und negativer Oberflächensalzgehaltsanomalien in der Labradorsee (Abb. 17b), wohl aber in deren Ausbreitung (Abb. 17a). Deshalb wurden in den im folgenden beschriebenen Sen-

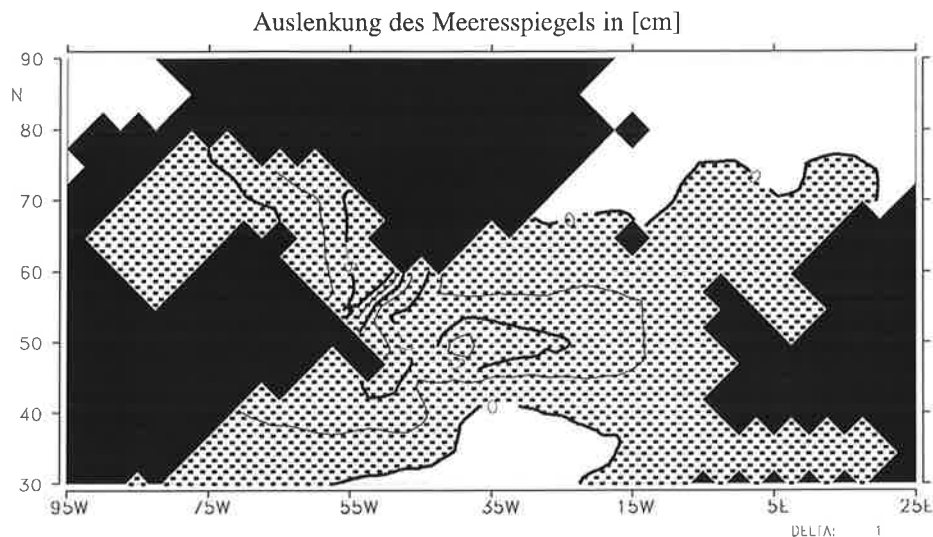


Abb. 31 Auslenkung der Meeresoberfläche im Atlantik im STL-Experiment. Differenz in cm zwischen einem Mittel aus einzelnen Jahren mit niedrigem und einem Mittel aus einzelnen Jahren mit hohem thermohalinen Zirkulationsindex. Das entspricht einer Differenz zwischen Jahren mit hohem und Jahren mit niedrigem Betrag des Maximums der meridionalen Stromfunktion im Atlantik.

sitivitätsexperimenten negative und positive Oberflächensalzgehaltsanomalien unterschiedlicher Stärke direkt in die oberste Schicht der Labradorsee induziert und ihre nachfolgende Entwicklung unter klimatologischem Antrieb über jeweils 40 Jahre untersucht. Die räumlichen Muster dieser Anomalien entsprachen dem imaginären Teil des im STO-Experiment identifizierten POPs. Dieser Antrieb stellt eine einmalige Auslenkung des Systems aus seinem Gleichgewichtszustand dar und sollte den beschriebenen Mode im Zeitbereich von Dekaden anregen können. Gemäß den bisher getroffenen Aussagen sollten die durch relativ kleine Auslenkungen um die Gleichgewichtslage induzierten Salzgehaltsanomalien lediglich mit der mittleren Strömung aus der Labradorsee advehiert werden und nach einer gewissen Zeit praktisch ausgedämpft sein. Die durch hinreichend große Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage induzierten positiven Oberflächensalzgehaltsanomalien sollten jedoch die Tiefenkonvektion anfachen und zu einer komplexeren Reaktion des Modells führen.

Die Experimente werden im folgenden entsprechend des Vorzeichens und der Stärke der in die Labradorsee induzierten Oberflächensalzgehaltsanomalien mit N1, N2 und N3 für negative Anomalien und mit P1, P2 und P3 für positive Anomalien, deren Stärke etwa ein-, zwei- bzw. dreimal der Standardabweichung des POP-Modes im STO-Experiment entspricht, bezeichnet. Im NG-Experiment entspricht das in die Labradorsee induzierte Salzdefizit den aus den Beobachtungen entnommenen Schätzungen für die GSA im Labrador Strom (Dickson et al., 1988). PG ist das zu NG komplementäre Experiment (s. Anhang 9.1).

### 5.2.1 Negative Salzgehaltsanomalien

Die typische Entwicklung einer so induzierten negativen Salzgehaltsanomalie ist in Abb. 32 zu sehen. Nach etwa 4 Jahren hat sich die Anomalie über große Teile der Labradorsee und des nördlichen Nordatlantiks ausgebreitet. Das so entstandene Muster besitzt Ähnlichkeiten mit dem Realteil des im STO-Experiment identifizierten Modes. Nach etwa 6 Jahren befinden sich die Maxima dieser Anomalie in der Labradorsee und vor der Westküste Europas (Abb. 32b). Teile der Salzgehaltsanomalie passieren den Färöer-Shetland Kanal und erreichen so die südlichen Ausläufer des Europäischen Nordmeeres. Nach etwa 10 bis 15 Jahren sind die größten Teile der induzierten Störung ausgelöscht (Abb. 32c), jedoch befinden sich noch immer negative Salzgehaltsanomalien vor der europäischen Westküste.

Der Einfluß einer solch induzierten Störung auf den tiefen Ozean ist, verglichen mit induzierten positiven Störungen ähnlicher Amplitude (vgl. Abschnitt 5.2.2) eher gering (Abb. 33). Lediglich sehr große induzierte negative Salzgehaltsanomalien (NG) in der Labradorsee können den Verlust an potentieller Energie durch Konvektion im gesamten Nordatlantik nach etwa 6 Jahren um etwa 4% verringern, verglichen mit dem klimatologischen Mittelwert. Der konvektiv bedingte Verlust an potentieller Energie stellt ein Maß für die Effektivität der Tiefenwassersbildung im Modell dar. Kleinere negative Störungen (N1, N2, N3), wie sie im allgemeinen während der stochastisch angetriebenen Experimente STO und STL im LSG Modell auftraten, haben nur sehr geringe Auswirkungen auf diese Größe.

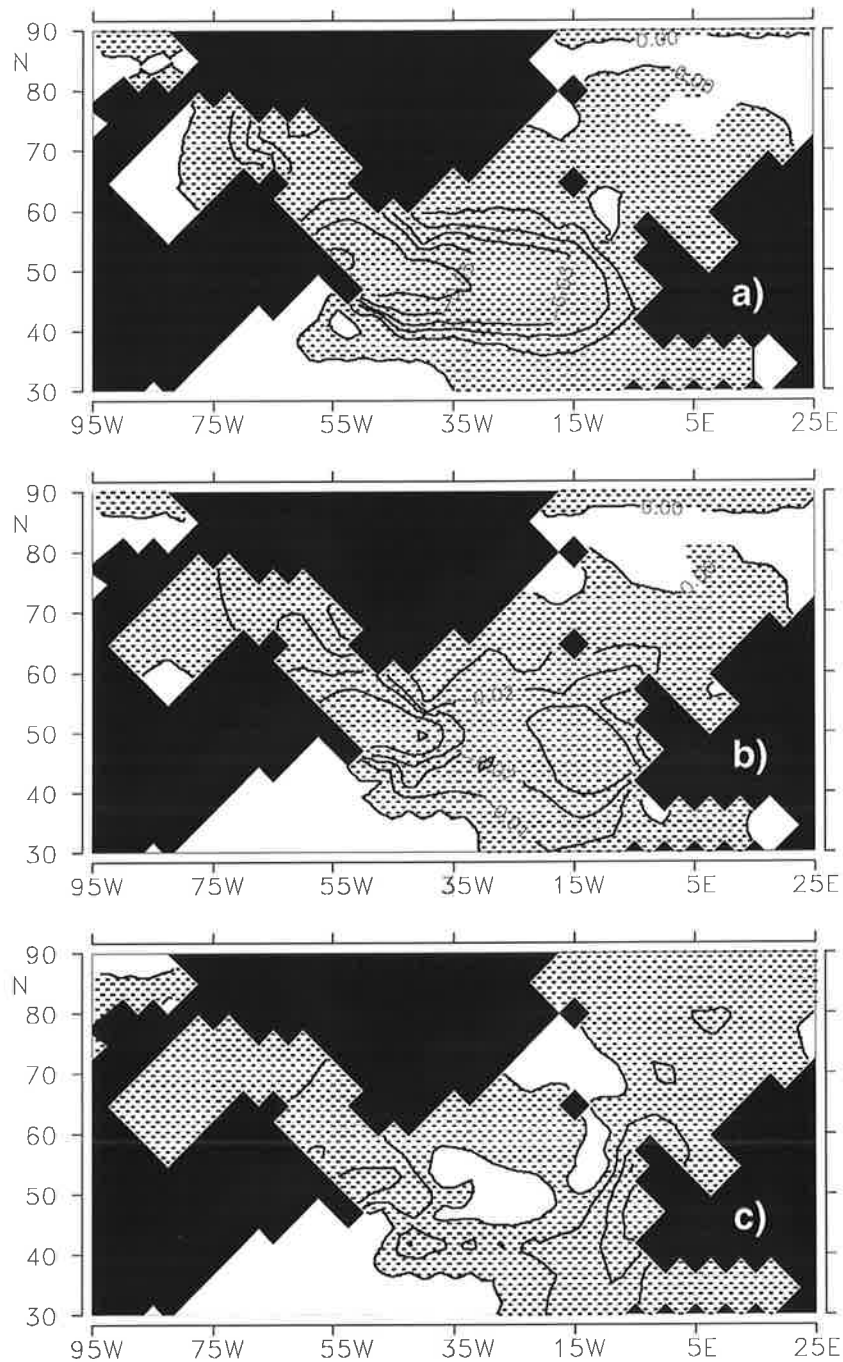


Abb. 32 Entwicklung einer negativen Initialanomalie in 75 Meter Tiefe mit einem induzierten Salzdefizit von  $72 \times 10^{12} \text{ kg}$  in der Labradorsee nach (a) 4, (b) 6 und (c) 10 Jahren. Dargestellt sind Anomalien zum klimatologischen Mittelwert in psu. Flächen mit negativen Anomalien sind schattiert. Der Isolinienabstand ist nichtlinear. Die einzelnen Isolinien sind -0,5, -0,2, -0,1, -0,05, -0,02, -0,01, 0,00, 0,01, 0,02, 0,05, 0,1, 0,2 und 0,5psu.



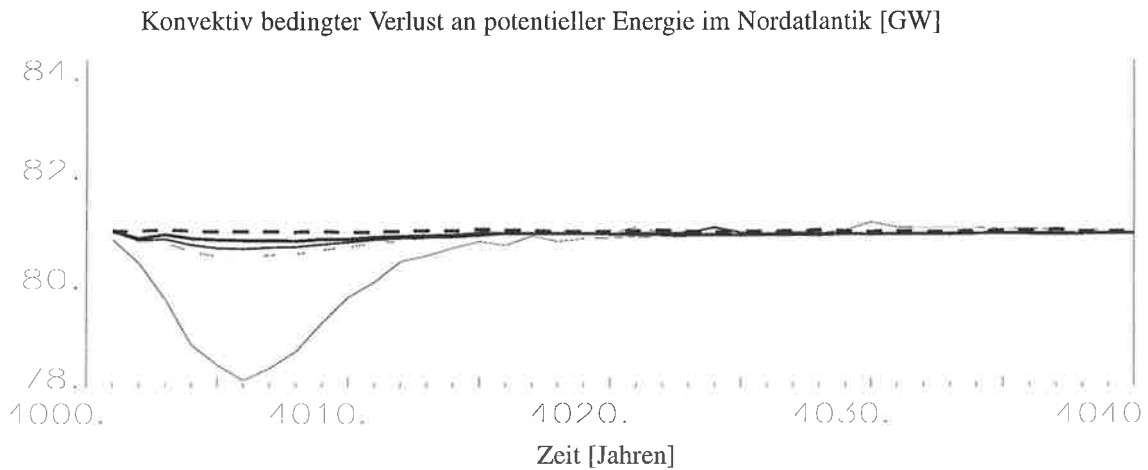


Abb. 33 Konvektiv bedingter Verlust an potentieller Energie in Gigawatt, integriert über den gesamten Nordatlantik für die Experimente N1 (sehr dick ausgezogen), N2 (dick ausgezogen), N3 (dünn gestrichelt) sowie NG (dünn ausgezogen) und einem Referenzlauf (dick gestrichelt).

Die Ausbreitung der in die Labradorsee induzierten Anomalien an der Oberfläche und in der Tiefe läßt sich entlang eines Schnittes von der Labradorsee durch den Nordatlantik in das Europäische Nordmeer verfolgen (Abb. 34, NG-Experiment). Die in die Labradorsee injizierte negative Salzgehaltsanomalie breitet sich in den oberen ca. 250 Metern ostwärts aus. Durch diese Anomalie wird die Stabilität der Schichtung vergrößert und der konvektiv bedingte Transport von Oberflächenwasser in tiefere Schichten reduziert. Der Rückgang des Anteils des, verglichen mit den tieferen Wassermassen, relativ salzarmen Oberflächenwassers (Abb. 12) führt unterhalb von etwa 250 Metern zur Bildung schwacher positiver Salzgehaltsanomalien. Diese Anomalien besitzen demzufolge ihre größten Amplituden in den Regionen, durch die sowohl die induzierten Salzgehaltsanomalien transportiert werden, in denen jedoch im ungestörten Fall auch die Bildung von Tiefen- oder Zwischenwassern erfolgt.

Die mit einer induzierten negativen Oberflächensalzgehaltsanomalie verbundenen Störungen im Geschwindigkeitsfeld sind ebenfalls gering (Abb. 35). Nach etwa vier Jahren sind über den gesamten Querschnitt der Labradorsee gemittelt nur sehr kleine

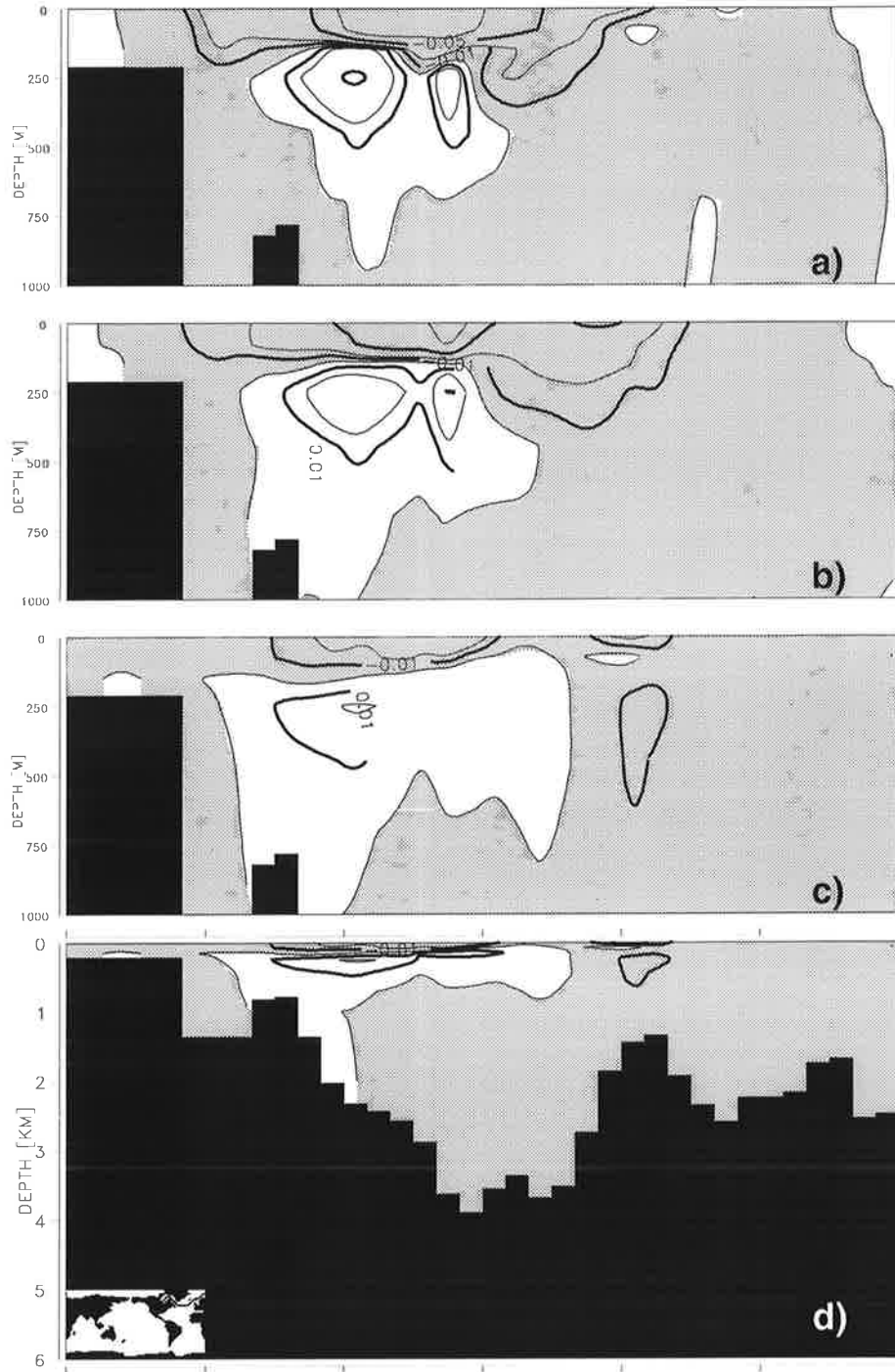


Abb. 34 Entwicklung einer in die Labradorsee injizierten negativen Salzgehaltsanomalie von  $72 \times 10^{12}$  kg in den oberen 1000 m entlang eines Vertikalschnittes aus der nördlichen Nordatlantik nach (a) 4, (b) 6 und (c) 10 Jahren. Dargestellt sind die Anomalien zum klimatologischen Mittelwert in psu. (d) zeigt die Anomalien nach 10 Jahren für den tiefen Ozean. Der Verlauf des Schnittes ist in der Karte in der linken unteren Ecke von (d) dargestellt. Die Isolinienabstände sind nichtlinear. Die Werte der einzelnen Isolinien betragen -0,5, -0,2, -0,1, -0,05, -0,02, -0,01, 0,00, 0,01, 0,02, 0,05, 0,1, 0,2 und 0,5psu.

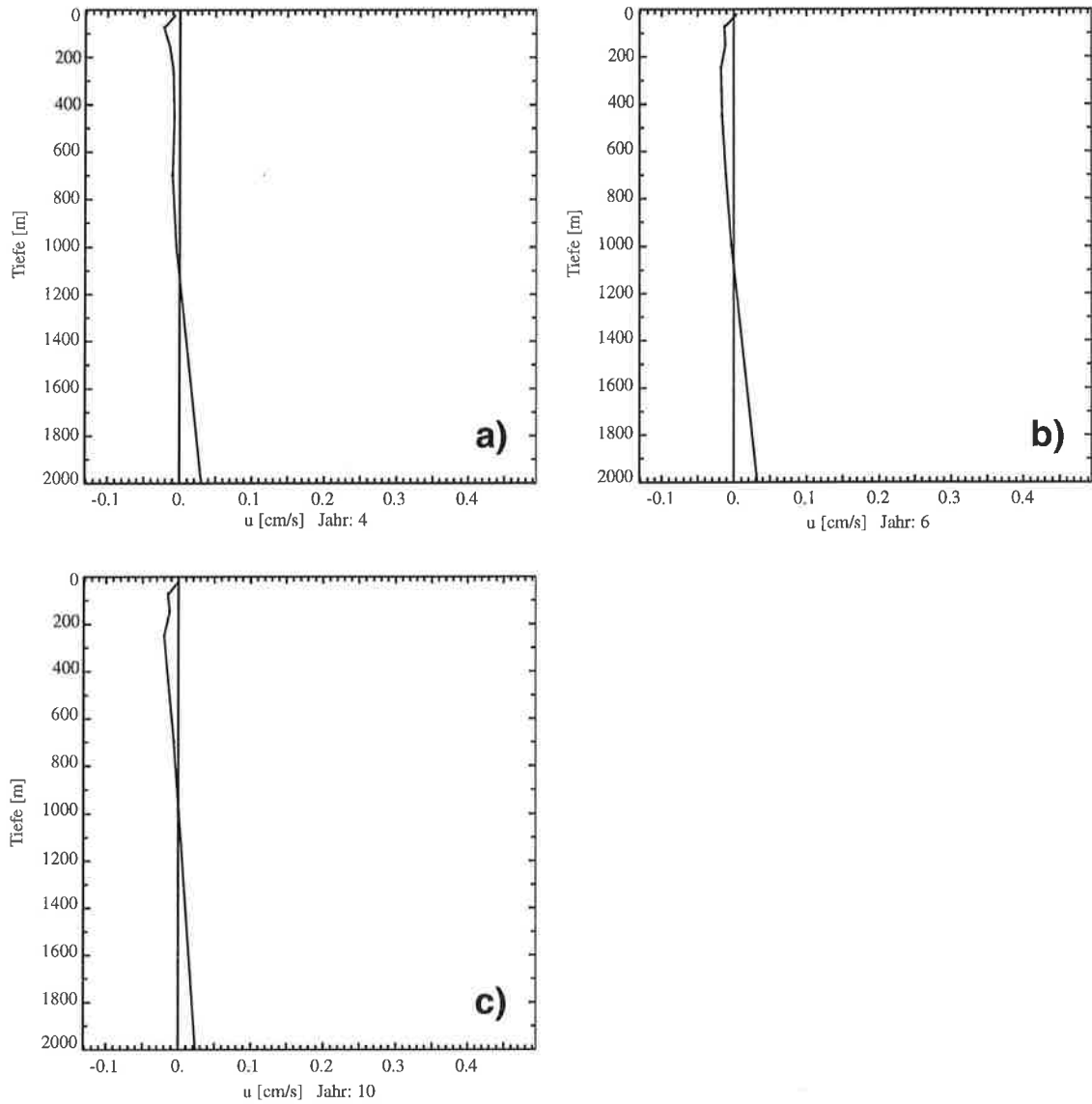


Abb. 35 Vertikales Geschwindigkeitsprofil gemittelt über die südwestliche Labradorsee in  $\text{cm s}^{-1}$ . Dargestellt sind die Anomalien des NG-Experiments bezüglich eines Referenzlaufs nach (a) 4, (b) 6 und (c) 10 Jahren. Das im NG-Experiment in die Labradorsee induzierte Salzdefizit betrug  $72 \times 10^{12}$  kg.

Geschwindigkeitsanomalien zu sehen, die oberhalb von etwa 1000 Metern in die Labradorsee hinein und darunter aus der Labradorsee heraus gerichtet sind. Diese Geschwindigkeitsanomalien sind generell kleiner als  $0,03 \text{ cm s}^{-1}$ . Lediglich bei sehr großen induzierten negativen Salzgehaltsanomalien, die mehr als das Dreifache der Standardab-

weichung der durch das POP im STO-Experiment beschriebenen Variationen darstellen, erhält man nach dem ersten Jahr Geschwindigkeitsanomalien von etwa  $0,45 \text{ cms}^{-1}$  in 25 Meter Tiefe und etwa  $0,09 \text{ cms}^{-1}$  in 75 Meter Tiefe, die aus der Labradorsee heraus gerichtet sind und durch einen Einstrom zwischen etwa 150 und 450 Meter Tiefe balanciert werden. Bereits nach zwei Jahren erhält man jedoch ein Bild vergleichbar mit Abb. 35.

Zum Vergleich der mit verschiedenen starken induzierten Salzgehaltsanomalien getriebenen Sensitivitätsexperimente untereinander und mit der im STO-Experiment beobachteten Variabilität wurden die Salzgehaltsanomaliefelder in 75 Meter Tiefe aus den einzelnen Sensitivitätsexperimenten mit induzierten negativen Störungen auf die Muster des in Abschnitt 4.2 beschriebenen POP aus dem STO-Experiment projiziert (Abb. 36). Es ist erkennbar, daß die so abgeleiteten Zeitserien ein einheitliches Verhalten nahezu unabhängig von der Größe der induzierten Störung zeigen. Der sofort nach der Induktion der Salzgehaltsanomalien einsetzende rapide Abfall der Amplituden der Imaginärteile der Zeitreihen beschreibt die Advektion der Anomalien aus der Labradorsee in den Nordatlantik. Die jeweils zugehörigen Realteile der Zeitreihen erreichen ihre Maxima etwa zwei bis drei Jahre später, nachdem die größten Teile der Salzgehaltsanomalien in den Nordatlantik transportiert wurden. Nach ungefähr sechs bis zehn Jahren sind die Amplituden sämtlicher Zeitreihen nahezu abgeklungen. Zu diesem Zeitpunkt werden jedoch noch stärkere Anomalien im östlichen Nordatlantik beobachtet (z. B. Abb. 32). Da die Muster des dominanten Modes im Zeitbereich von Dekaden im STO-Experiment hauptsächlich Varianz in der Labradorsee und im westlichen Nordatlantik erklären, geht diese Information bei der Projektion der anfänglich erzeugten Salzgehaltsanomalien auf den im STO-Experiments identifizierten Mode verloren. Im östlichen Nordatlantik werden die Störungen nach etwa 10 bis 15 Jahren ausgedämpft. Ähnlich dem in Abschnitt 4.2 anhand der typischen Trajektorien des POP im STO-Experiment beschriebenen Verhaltens (vgl. Abb. 20a, c, e) wird in diesen Sensitivitätsexperimenten nur die Entwicklung des Systems von  $-\vec{p}_2$  nach  $-\vec{p}_1$  bis in einen stark gedämpften Zustand von  $\vec{p}_2$  beobachtet (Abb. 36).

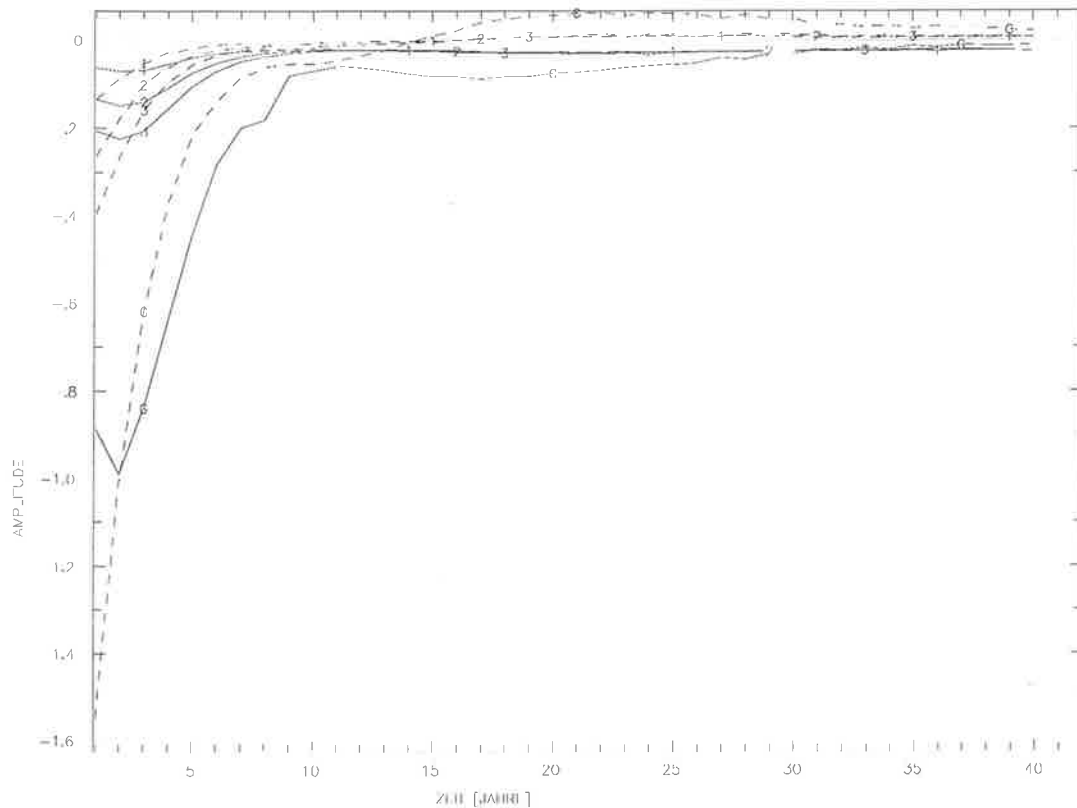


Abb. 36 Zeitreihen, entstanden durch die Projektion der Salzgehaltsanomaliefelder aus Experimenten mit induzierten negativen Salzgehaltsanomalien verschiedener Stärke in der Labradorsee auf die Muster des POP-Mode, wie er im STO-Experiment identifiziert wurde. Dargestellt sind die zeitliche Entwicklung der Initialstörungen aus dem (1) N1-, (2) N2-, (3) N3- und (G) NG-Experiment. Die realen Komponenten der Zeitserien sind durchgezogen, die imaginären Komponenten gestrichelt dargestellt. Die Zeitreihen sind dimensionslos.

### 5.2.2 Vergleich des Verhaltens negativer, in die Labradorsee induzierter Salzgehaltsanomalien mit der GSA

Alle Experimente, in denen negative Salzgehaltsanomalien in die Labradorsee injiziert wurden, zeigen abgesehen von der Amplitude der Störung ein ziemlich einheitliches Verhalten (Abb. 36). Es war deshalb möglich, die Amplitude der Störungen soweit zu erhöhen, bis das in der Labradorsee erzeugte Salzdefizit  $72 \times 10^{12}$  kg betrug (NG). Dieser Wert entspricht der geschätzten Amplitude der sogenannten Großen Salzgehaltsanomalie (GSA) im Labrador Strom, die in den siebziger Jahren unseres Jahrhunderts beobachtet wurde (Dickson et al., 1988). Es ist jedoch zu beachten, daß dieser Wert auf

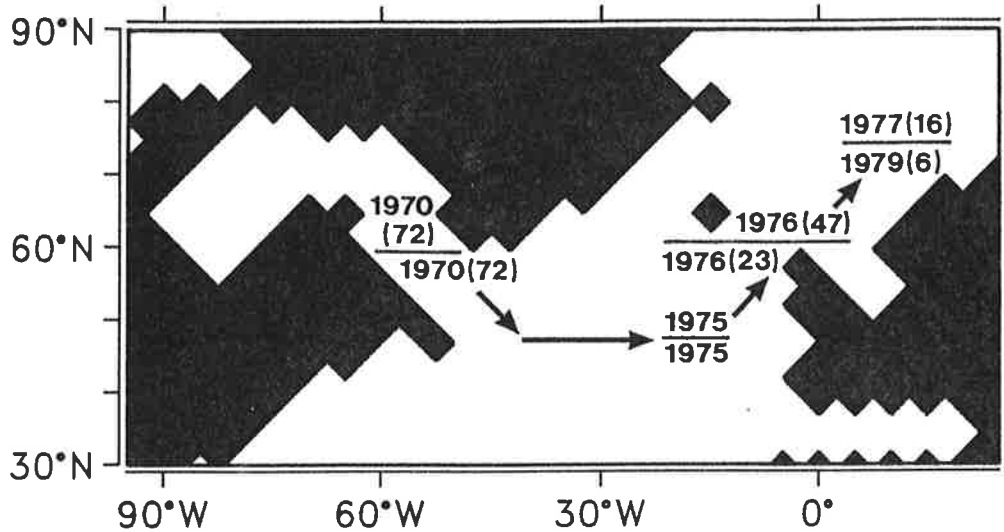


Abb. 37 Beobachtete geschätzte Salzdefizite in  $10^{12}$  kg für die Große Salzgehaltsanomalie Mitte der 70er Jahre dieses Jahrhunderts im Nordatlantik und Zeitpunkt ihres Auftretens nach Dickson et al. (1988) (obere Werte) und Salzdefizite und Zeitpunkt des Auftretens aus einem Modellexperiment mit einer induzierten negativen Salzgehaltsanomalie von  $72 \times 10^{12}$  kg in der Labradorsee (untere Werte).

Salzgehaltsanomalien in der Größenordnung von 0,6 bis 1,0 psu beruht, wogegen die Amplitude eines typischen Ereignisses im STO-Experiment nur etwa 0,2 psu beträgt.

Um einen Vergleich zwischen der beobachteten GSA im Nordatlantik und der Ausbreitung der im Modell in der Labradorsee entstehenden Anomalien zu erhalten, wurde für das NG-Experiment das Salzdefizit geschätzt, welches die westeuropäische Küste erreicht und später durch den Färöer-Shetland Kanal in die Grönland-Island-Norwegensee und die Barentssee gelangt. Um eine gewisse Vergleichbarkeit mit den von Dickson et al. (1988) für die Beobachtungen geschätzten Werten zu erreichen, wurden dabei lediglich die obersten 1000 Meter betrachtet, was aber nahezu die gesamte Anomalie erfaßte (vgl. z. B. Abb. 34). Der Vergleich dieser Werte mit denen von Dickson et al. (1988, ihre Abb. 13) ist in Abb. 37 dargestellt. Etwa sechs Jahre nach der Initialisierung der negativen Oberflächensalzgehaltsanomalie in der Labradorsee wird ein maximales Salzdefizit von etwa  $23 \times 10^{12}$  kg im östlichen Nordatlantik erreicht. Im Gegensatz dazu schätzten Dickson et al., daß die Störung nach etwa sechs Jahren den Färöer-Shetland Kanal erreichte und etwa  $47 \times 10^{12}$  kg den Kanal passierten. Jenseits des Färöer-Shet-

land Kanals konnte im Modell noch ein Salzdefizit von etwa  $6 \times 10^{12}$  kg nach etwa 9 Jahren nachgewiesen werden, was wesentlich geringer ist, als der von Dickson et al. (1988) abgeleitete Wert von ca.  $16 \times 10^{12}$  kg auf dem Weg zur Barentssee nach etwa 8 oder 9 Jahren.

Es gibt somit einige Gemeinsamkeiten, aber auch einige Unterschiede zwischen der im nördlichen Nordatlantik beobachteten Großen Salzgehaltsanomalie und den Anomalien in diesem Sensitivitätsexperiment. Insbesondere zeigen sich gute Übereinstimmungen in der Zeitskala bzw. der Ausbreitungsgeschwindigkeit und in dem von den Anomalien verfolgten Weg. Weiterhin ist das nach etwa 4 Integrationsjahren erhaltene Muster (Abb. 32a) mit dem von Levitus (1989b) für das frühe Stadium der Großen Salzgehaltsanomalie gefundenen vergleichbar (Abb. 4). Nach der Hypothese von Dickson et al. (1988) wurde die GSA entlang des subpolaren Wirbels advehiert und dabei möglicherweise durch lokale Frischwasserzufuhr auf ihrem langen Weg entlang der Küsten der Labradorsee verstärkt. Sowohl in Dickson et al.'s Hypothese, als auch in diesem Sensitivitätsexperiment wird jedoch der Großteil der Variabilität durch die Advektion der Anomalien beschrieben. Die Abschätzungen des mit der Anomalie verbundenen Salzdefizits differieren jedoch um einen Faktor zwei und mehr mit jenen von Dickson et al. (1988). Die Ursache dieses zu geringen Transports sind zum einen auf das für die Temperatur- und Salzadvektion im Modell verwendete numerisch recht diffusive Komponenten-"upwind" Schema, zum anderen auf den aufgrund der groben horizontalen Auflösung zu schwach entwickelten Nordatlantischen Strom im Modell zurückzuführen.

Im Zusammenhang mit diesen Ergebnissen ist interessant, daß in den Beobachtungsdaten der Labradorsee (Seal-Island-section) größere negative Salzgehaltsanomalien in den Jahren 1959 und 1983-84 zu finden sind, die mit größeren Eis anomalies verbunden waren. Keine dieser beiden Anomalien besaß Vorläufer in der Grönlandsee, wie es bei der GSA der Fall war. Mysak et al. (1990) vermuteten, daß diese Anomalien möglicherweise durch starke Nordwestwindanomalien über der Labradorsee verursacht wurden, die Eis vom Süden der Davisstraße nach Neufundland transportierten.

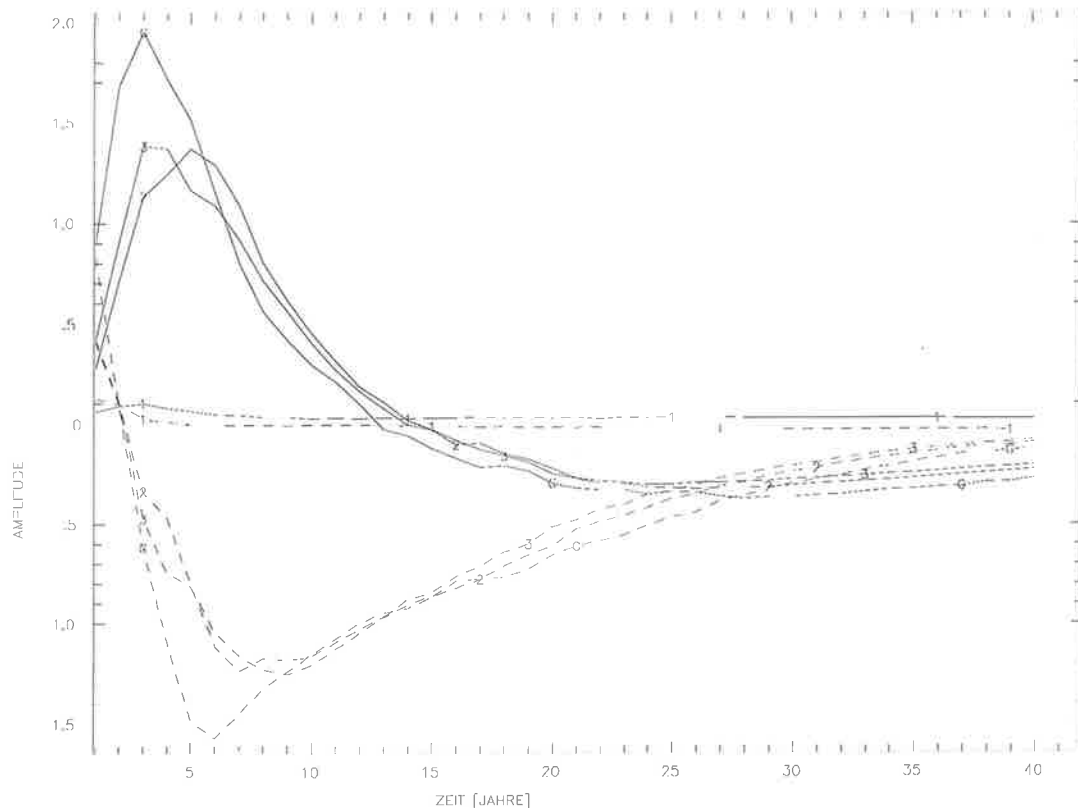


Abb. 38 Zeitreihen, entstanden durch die Projektion der Salzgehaltsanomaliefelder aus Experimenten mit induzierten positiven Salzgehaltsanomalien verschiedener Stärke in der Labradorsee auf die Muster des POP-Mode, wie er im STO-Experiment identifiziert wurde. Dargestellt sind die zeitliche Entwicklung von Initialstörungen aus dem ('1') N1-, ('2') N2-, ('3') N3- und ('G') NG-Experiment. Die realen Komponenten der Zeitserien sind durchgezogen, die imaginären Komponenten gestrichelt dargestellt.

### 5.2.3 Positive Salzgehaltsanomalien

Im Gegensatz zu den Experimenten, in denen negativen Salzgehaltsanomalien in die Labradorsee induziert wurden, entwickelt sich das System bei eingesetzten positiven Salzgehaltsanomalien nicht einheitlich, sondern in Abhängigkeit von der Amplitude der erzeugten Störungen (Abb. 38). Ist die Stärke der induzierten Anomalien gering, erfolgt eine ähnliche Entwicklung wie im Falle negativer induzierter Salzgehaltsanomalien (Kurve 1 in Abb. 38). Überschreitet die anfängliche Stärke der Anomalien jedoch einen gewissen Schwellenwert, der zwischen etwa einer und zwei Standardabweichungen des POP-Modes im STO-Experiment liegt, wird ein grundlegend geändertes Verhalten beob-



achtet. Zunächst breiten sich die Anomalien ebenfalls über die Labradorsee und den nördlichen Nordatlantik aus, was sich im Abklingen der Amplituden der Imaginärteile der jeweiligen Zeitreihen und dem synchronen Anwachsen der jeweils zugehörigen Realteile ausdrückt. Nach etwa drei bis fünf Jahren sind die größten Teile der Salzgehaltsanomalien in den Nordatlantik transportiert worden, und die Realteile der jeweiligen Zeitreihen erreichen ihr Maximum (Abb. 38, Kurven 2, 3 und G). Gleichzeitig setzt in der Labradorsee die Entwicklung negativer Salzgehaltsanomalien ein, die ihre größte Stärke in Abhängigkeit von der Größe der anfänglich erzeugten Anomalien nach etwa sechs bis neun Jahren erreichen. Diese, im Vergleich zu negativen induzierten Salzgehaltsanomalien, veränderte Entwicklung läßt sich in den stark negativen Werten der Imaginärteile der jeweiligen Zeitreihen zu diesem Zeitpunkt erkennen. Nach etwa 13 bis 15 Jahren erreichen auch diese Anomalien den Nordatlantik, die Amplituden der imaginären Teile der Zeitreihen nehmen ab und die jeweils zugehörigen Realteile sind durch negative Werte gekennzeichnet. Diese Entwicklung entspricht dem im Abschnitt 4.2 anhand typischer Trajektorien beschriebenen Verhalten des im Dekadenbereich dominanten POP im STO-Experiment (vgl. Abb. 20b, d, f).

Abb. 39 verdeutlicht diese Entwicklung anhand des P2-Experimentes (Anhang 9.1). Nach etwa vier Jahren befinden sich die Maxima der anfänglich erzeugten positiven Salzgehaltsanomalie im Nordatlantik und der nördlichen Labradorsee. Gleichzeitig hat sich in der südlichen Labradorsee eine negative Anomalie gebildet. Die Ausläufer der positiven Salzgehaltsanomalie erreichen nach etwa sechs Jahren die europäische Westküste. Teile dieser Anomalie passieren den Färöer-Shetland Kanal und erreichen so die südlichen Teile der Norwegensee. Gleichzeitig hat sich die negative Salzgehaltsanomalie über die nahezu gesamte Labradorsee ausgebreitet (Abb. 39c).

Im Vergleich zu den Experimenten in denen negative Salzgehaltsanomalien in die Labradorsee induziert wurden, ist der Einfluß der eingesetzten positiven Störungen auf die Tiefenkonvektion deutlich größer (Abb. 40). Während bei einer in der Größenordnung der GSA induzierten negativen Salzgehaltsanomalie der Verlust an potentieller Energie durch Konvektion im Nordatlantik um etwa 4% des klimatologischen Mittelwertes verringert ist, ist er im Falle in die Labradorsee injizierter positiver Salzgehaltsanomalien bereits im P2-Experiment um etwa 10% erhöht. Damit ist in diesem

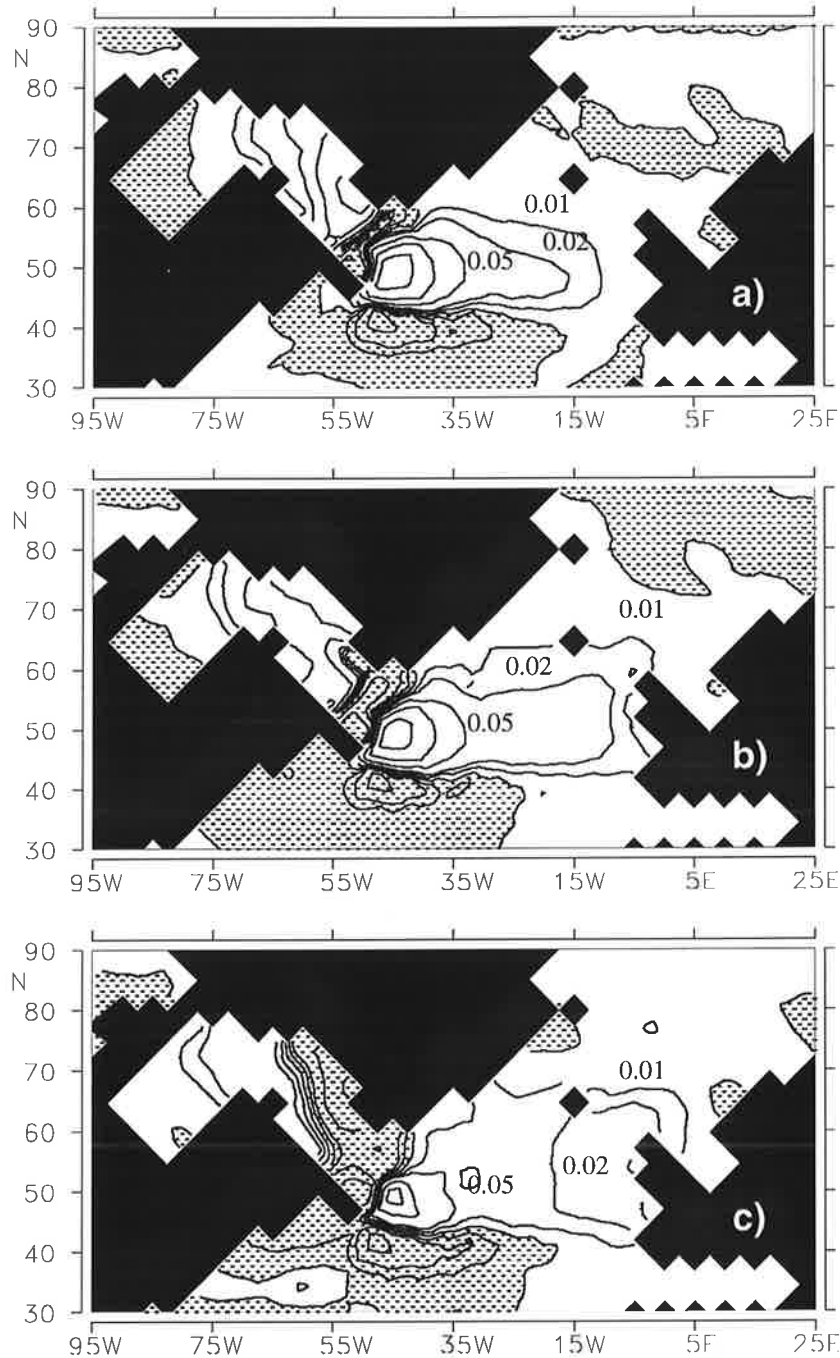


Abb. 39 Entwicklung einer positiven Initialanomalie in 75 Meter Tiefe im P2-Experiment nach (a) 4, (b) 6 und (c) 10 Jahren. Dargestellt sind Anomalien zum klimatologischen Mittelwert in psu. Flächen mit negativen Anomalien sind schattiert. Die Isolinienabstände sind nichtlinear. Die Werte der einzelnen Isolinien betragen -0,5, -0,2, -0,1, -0,05, -0,02, -0,01, 0,00, 0,01, 0,02, 0,05, 0,1, 0,2 und 0,5psu.

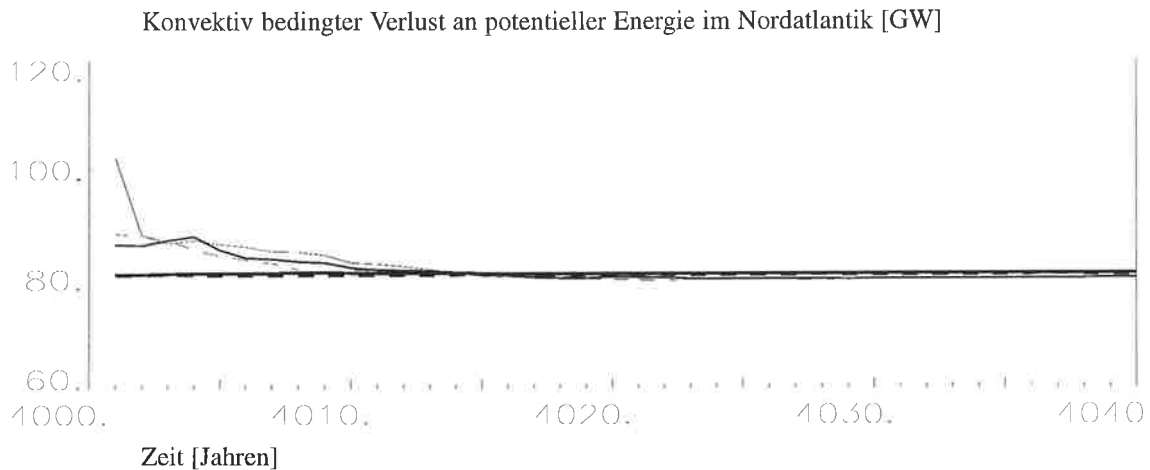


Abb. 40 Konvektiv bedingter Verlust an potentieller Energie in Gigawatt, integriert über den gesamten Nordatlantik für die Experimente P1 (sehr dick ausgezogen), P2 (dick ausgezogen), P3 (dünn gestrichelt) sowie PG (dünn ausgezogen) und einem Referenzlauf (dick gestrichelt).

Experiment trotz geringerer Auslenkung des Systems aus dem Gleichgewichtszustand die Abweichung vom klimatologischen Mittelwert bereits mehr als doppelt so groß. Bei einer der GSA vergleichbaren positiven Störung ist der konvektiv bedingte Verlust an potentieller Energie im Nordatlantik nach ca. einem Jahr um ungefähr 25% erhöht.

Der Vertikalschnitt von der Labradorsee durch den nördlichen Nordatlantik zum Europäischen Nordmeer verdeutlicht die Entwicklung der Anomalien in der Tiefe (Abb. 41). Unterhalb der sich in den oberen Schichten ostwärts ausbreitenden positiven Salzgehaltsanomalie befinden sich Gebiete mit anomal salzarmen Wasser. Durch die erhöhte konvektive Tätigkeit werden verstärkt oberflächennahe Wassermassen in tiefere Regionen gebracht. Der erhöhte Anteil der im Vergleich zu diesen Regionen salzärmeren Wassermassen (vgl. Abb. 12) führt unterhalb von etwa 250 Meter Tiefe zur Ausbildung negativer Salzgehaltsanomalien. Die sich an der Oberfläche der Labradorsee entwickelnde negative Salzgehaltsanomalie ist in dieser Darstellung nach etwa sechs Jahren zu erkennen und zunächst von den negativen Anomalien in den tieferen Schichten isoliert (Abb. 41b).

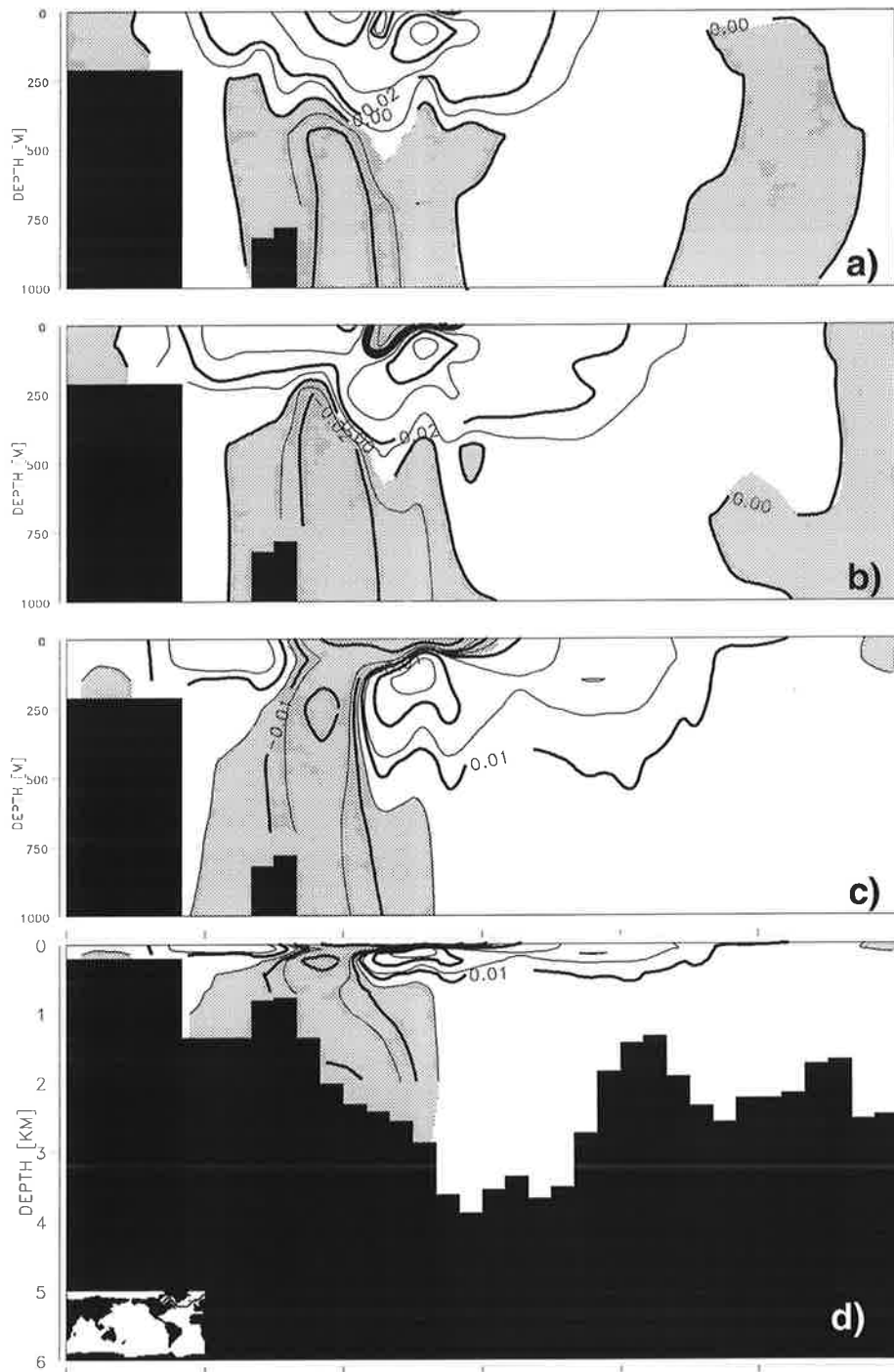


Abb. 41 Entwicklung einer positiven Initialanomalie in der Labradorsee im P2-Experiment in den oberen 1000 m entlang eines Vertikalschnittes aus der Labradorsee durch den nördlichen Nordatlantik nach (a) 4, (b) 6 und (c) 10 Jahren. Dargestellt sind die Anomalien zum klimatologischen Mittelwert in psu. (d) zeigt die Anomalie nach 10 Jahren für den tiefen Ozean. Der Verlauf des Schnittes ist in der Karte in der linken unteren Ecke von (d) dargestellt. Die Isolinienabstände sind nichtlinear. Die Werte der einzelnen Isolinien betragen  $-0,5$ ,  $-0,2$ ,  $-0,1$ ,  $-0,05$ ,  $-0,02$ ,  $-0,01$ ,  $0,00$ ,  $0,01$ ,  $0,02$ ,  $0,05$ ,  $0,1$ ,  $0,2$  und  $0,5$ psu.

## 5.2.4 Zur Entstehung der negativen Salzgehaltsanomalie nach einer induzierten positiven Störung

In allen Sensitivitätsexperimenten, in denen negativen Oberflächensalzgehaltsanomalien in die Labradorsee induziert wurden, sind die Änderungen des mittleren Geschwindigkeitsfeldes gering (vgl. Abb. 35). Im Gegensatz dazu werden der tiefe Ozean und das mittlere Strömungsfeld durch die Erzeugung hinreichend großer positiver Salzgehaltsanomalien stärker beeinflusst (Abb. 42). Ursache dafür ist der unterschiedliche Einfluß der Anomalien auf die Tiefenkonvektion. Während im P1-Experiment keine wesentliche Intensivierung der Tiefenkonvektion stattfindet, ist dieser Prozeß bereits im P2-Experiment deutlich verstärkt (vgl. Abb. 40). Der Schwellenwert des Salzgehaltes, der zu einer signifikanten Intensivierung der Tiefenwasserbildung überschritten werden muß, liegt demnach zwischen etwa einer und zwei Standardabweichungen des POP-Modes im STO-Experiment. Überschreiten die induzierten Salzgehaltsanomalien diesen Schwellenwert, kommt es außerdem zu stärkeren Änderungen im Geschwindigkeitsfeld. Abb. 42 zeigt diese Änderungen im Vergleich zu einem Kontrolllauf für das P2-Experiment. Die intensivierte Tiefenwasserbildung in der Labradorsee ist an einem verstärkten Ausstrom unterhalb von etwa 1000 Metern zu erkennen. Die damit verbundenen Geschwindigkeitsanomalien betragen etwa zwischen  $0,5$  und  $1,0 \text{ cms}^{-1}$  in den ersten vier Jahren nach dem Eintrag der positiven Salzgehaltsanomalie in die oberste Schicht der Labradorsee (Abb. 42). Balanciert werden diese Anomalien durch Geschwindigkeitsanomalien entgegengesetzten Vorzeichens von etwa  $0,3 \text{ cms}^{-1}$  oberhalb von etwa 1000 Metern, die in die Labradorsee gerichtet sind.

Bei der Ableitung der Erklärung für die im STO-Experiment im Zeitbereich von Dekaden auftretende Variabilität wurde in der linearisierten Form der Erhaltungsgleichung für Salz (20) der Term  $\vec{u}' \cdot \nabla \bar{S}$  vernachlässigt. Wie aus den Ergebnissen der Sensitivitätsexperimente hervorgeht, ist diese Approximation für größere positive Salzgehaltsanomalien nicht gültig. Die linearisierte Form der Gleichung (19) lautet demzufolge

$$\frac{\partial}{\partial t} S' + \bar{u} \cdot \nabla S' + \vec{u}' \cdot \nabla \bar{S} = q'_S. \quad (25)$$

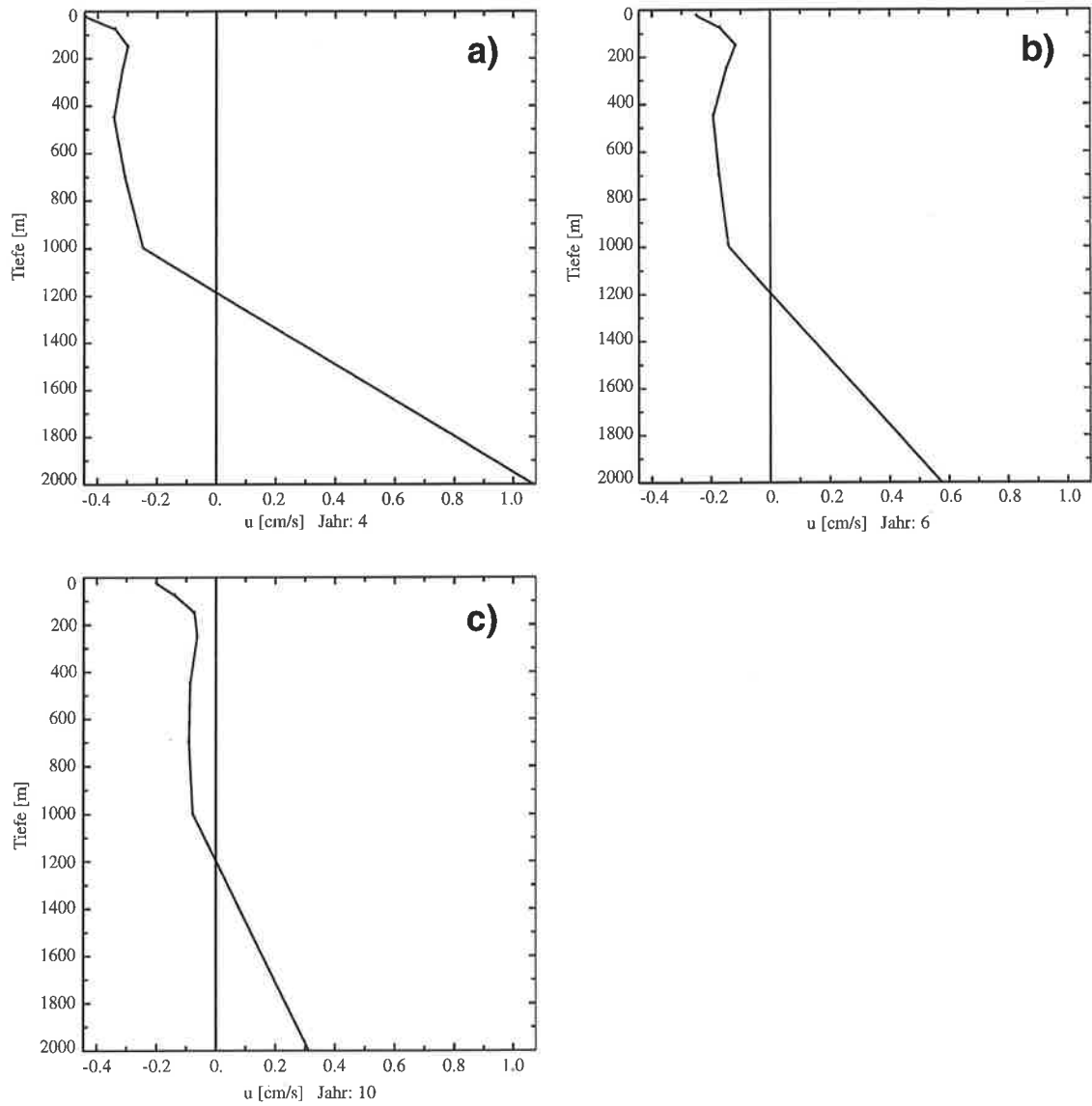


Abb. 42 Vertikales Geschwindigkeitsprofil gemittelt über die südwestliche Labradorsee in  $\text{cm s}^{-1}$ . Dargestellt sind die Anomalien des P2-Experiments bezüglich eines Referenzlaufs nach (a) 4, (b) 6 und (c) 10 Jahren.

Ebenfalls aus Gleichung (19) läßt sich eine Gleichung für den mittleren (stationären) Zustand ableiten

$$\bar{\vec{u}} \cdot \nabla \bar{S} = \bar{q}_S. \quad (26)$$

Abb. 43 zeigt ein maximal vereinfachtes rudimentäres Analog der physikalischen Verhältnisse der Labradorsee im Modell. Dreht man das Koordinatensystem derart, daß

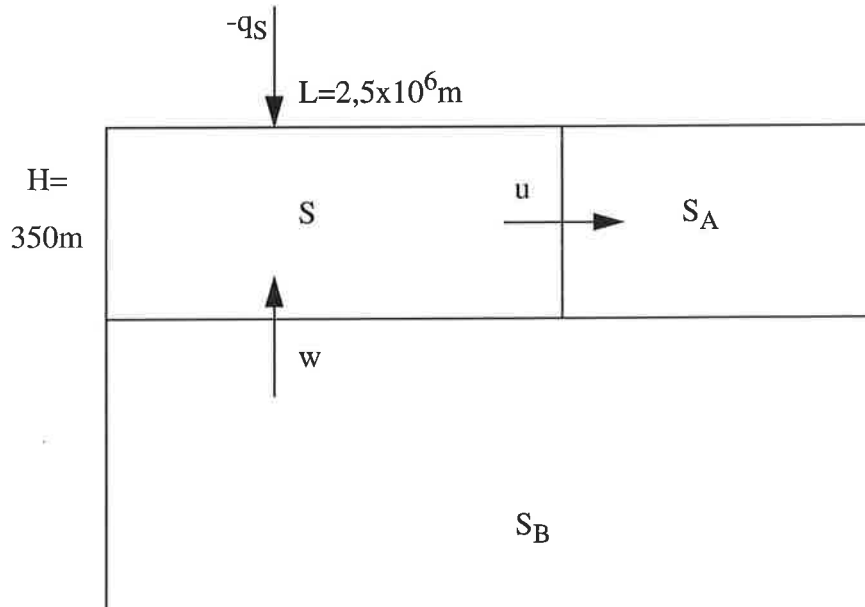


Abb. 43 Rudimentäres Analog der Hydrographie der Labradorsee im Modell.

die x-Achse in Richtung der Längsausdehnung der Labradorsee verläuft, so läßt sich (26) gemittelt über die Breite der Labradorsee in der Form

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} = \bar{q}_S \quad (27)$$

schreiben, wobei  $\bar{S}$  den mittleren Salzgehalt in der obersten gut durchmischten Schicht und  $\bar{u}$  bzw.  $\bar{w}$  die *mittleren* Geschwindigkeitskomponenten in x- bzw. z-Richtung darstellen. In Differenzenform lautet (27)

$$\bar{u} \frac{(\bar{S} - \bar{S}_A)}{L} + \bar{w} \frac{(\bar{S} - \bar{S}_B)}{H} = \bar{q}_S \quad (28)$$

Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung ( $\frac{d\rho}{dt} = 0$ ) ergibt sich:

$$\bar{w} = -\frac{\bar{u}H}{L} \quad (29)$$

und damit die stationäre Lösung zu

$$\bar{u} = \frac{\bar{q}_S}{(\bar{S}_B - \bar{S}_A)} L. \quad (30)$$

Im LSG-Modell ist im Mittel ein Nettofrischwasserfluß von etwa 50 mm/Monat (vgl. Abb. 7) in die Labradorsee gerichtet ( $\bar{q}_S < 0$ ) und der mittlere Salzgehalt im Atlantik ( $S_A$ ) größer als der in der tiefen Labradorsee ( $S_B$ ) (vgl. Abb. 12). Die über die gesamte Breite der Labradorsee gemittelte Geschwindigkeit der obersten Schichten ist demzufolge in den Nordatlantik gerichtet ( $\bar{u} > 0$ ).

Für die Störungen folgt unter Verwendung von (29) aus (25)

$$\frac{\Delta S'}{\Delta t} = -\frac{\bar{u}}{L} (S' - S'_A) - \frac{u'}{L} (\bar{S} - \bar{S}_A) + \frac{\bar{u}}{L} (S' - S'_B) + \frac{u'}{L} (\bar{S} - \bar{S}_B) + q'_S. \quad (31)$$

Unter der Annahme, daß die Reservoir Nordatlantik ( $S_A$ ) und tiefe Labradorsee ( $S_B$ ) hinreichend groß sind, um ihre Salzgehalte als konstant betrachten zu können ( $S'_A = S'_B = 0$ ), und unter Berücksichtigung, daß in diesen Sensitivitätsexperimenten nur der klimatologische Frischwasserfluß ( $q'_S = 0$ ) verwendet wurde, folgt unter Einbeziehung der stationären Lösung (30)

$$\frac{\Delta S'}{\Delta t} = -\bar{q}_S \frac{u'}{\bar{u}}. \quad (32)$$

Gleichung (32) stellt eine sehr vereinfachte Beschreibung der Verhältnisse in der Labradorsee im LSG-Modell dar und erlaubt eine Abschätzung des Vorzeichens und der Größenordnung der durch Geschwindigkeitsanomalien erzeugten Salzgehaltsanomalien. Ändert sich der Nettoausstrom der obersten Schichten der Labradorsee nicht ( $u' = 0$ ), werden durch den klimatologischen Nettofrischwasserfluß keine Salzgehaltsanomalien erzeugt. Ein verstärkter Nettoausstrom aus den obersten Schichten der Labradorsee ( $u' > 0$ ) führt zu einer Erhöhung des Salzgehaltes, da die einzelnen Wasserpartikel nun eine kürzere Zeit dem klimatologischen Frischwasserfluß der Labradorsee

---



( $(P - E) > 0$ ) ausgesetzt sind. Ein verringerter Ausstrom dagegen ( $u' < 0$ ) führt aufgrund der verlängerten Verweildauer der Wasserpartikel in der Labradorsee zur Entstehung einer negativen Oberflächensalzgehaltsanomalie.

Durch die Injektion negativer und schwacher positiver Salzgehaltsanomalien in die Labradorsee wurden nur geringe Änderungen im Geschwindigkeitsfeld erzeugt (Abb. 35). In diesem Fall findet lediglich eine advektive Dämpfung der Initialanomalien statt. Bei hinreichend großen positiven, in die Labradorsee induzierten Salzgehaltsanomalien kommt es dagegen zu einer Intensivierung der Tiefenkonvektion. Die in Verbindung damit entstehenden Geschwindigkeitsanomalien führen über mehrere Jahre zu einer Reduktion des Nettoausstroms in den oberen Schichten der Labradorsee und damit zur Entwicklung einer nachfolgenden negativen Salzgehaltsanomalie. Neben der advektiven Dämpfung der ursprünglich induzierten Anomalien kommt es zu einer zusätzlichen Dämpfung dieser Anomalien durch die Geschwindigkeitsanomalien und den klimatologischen Frischwasserfluß. Insgesamt erfolgt damit eine stärkere Dämpfung der ursprünglich induzierten positiven Salzgehaltsanomalien. Dieses Verhalten wird auch im STO-Experiment festgestellt: Die Beträge der Dämpfung und der Winkelgeschwindigkeit des analysierten POP-Modes im STO-Experiment sind abhängig von der Amplitude der Störungen, d.h. der Größe der Salzgehaltsanomalien in der Labradorsee. Die Maxima der Winkelgeschwindigkeit und der Dämpfung liegen im ersten Quadranten des POP-Phasenraums, d.h. im Bereich positiver in die Labradorsee injizierter Salzgehaltsanomalien (vgl. Abb. 19).

Im P2-Experiment beträgt die nach etwa vier Jahren in der Labradorsee auftretende Salzgehaltsanomalie ca. -0,10 psu (Abb. 39a). Unter Zugrundelage eines mittleren Salzgehaltes  $\bar{S}$  von etwa 34 psu, einer Tiefe der durchmischten Schicht  $H$  von ca. 350 m, eines mittleren klimatologischen Nettofrischwasserflusses ( $P-E$ ) von etwa 50 mm/Monat sowie eines aus dem P2-Experiment geschätzten Verhältnisses  $\frac{u'}{u}$  von rund 0,5 für die ersten vier Jahre des Experiments läßt sich anhand von Gleichung (32) die Größenordnung einer durch die Geschwindigkeitsanomalien erzeugten Salzgehaltsanomalie abschätzen. Diese beträgt etwa -0,12 psu nach etwa vier Jahren. Es kann somit geschlossen werden, daß die Reduktion des Nettoausstroms in den oberen Schichten der Labradorsee einen Effekt 1. Ordnung darstellt. Dieser Effekt führt durch die erhöhte

Austausch- oder Residenzzeit der Wasserpartikel bei einem in die Labradorsee gerichteten klimatologischen Nettofrischwasserfluß zur Entstehung negativer Anomalien in den Oberflächensalzgehalten der Labradorsee im Anschluß an hinreichend große positive Anomalien in dieser Region.

Es ist zu beachten, daß der durch Gleichung (32) beschriebene Effekt nicht isoliert auftritt und einige der bei der Ableitung von Gleichung (32) gemachten Approximationen für den dominanten Mode im Dekadenbereich im LSG-Modell in dieser Form nicht uneingeschränkt gültig sind. Durch die advektive Dämpfung der Anomalien und ihren Einfluß auf die Konvektion können die Salzgehalte der Reservoirs Nordatlantik und tiefe Labradorsee nicht notwendigerweise als konstant angesetzt werden. Weiterhin ist es fraglich, ob aufgrund der ausgeprägten Nichtlinearitäten des Modes die Vernachlässigung der nichtlinearen Terme bei der Linearisierung der Erhaltungsgleichung für Salz erlaubt ist. Die Gleichung (32) erlaubt somit nur eine grobe Abschätzung der Größenordnung und des Vorzeichens dieses Effektes.

## 6 Zusammenhang zwischen der Variabilität im Dekaden- und Jahrhundertbereich

Neben den in dieser Arbeit untersuchten Fluktuationen im Nordatlantik mit charakteristischen Zeitskalen von Dekaden ist das STO-Experiment vor allem durch ausgeprägte Variabilität auf den Zeitskalen von einigen Jahrhunderten geprägt. Ursache dieser längerperiodischen Variationen ist die Advektion von Salzgehaltsanomalien mit der mittleren thermohalinen Zirkulation des Atlantiks (Mikolajewicz und Maier-Reimer, 1990). Die typische Periode dieser Schwingung beträgt etwa 320 Jahre, was sich durch die Zeitskala der Erneuerung atlantischen Tiefenwassers erklären läßt. Je nach Phase dieser langperiodischen Eigenschwingung des Ozeans ist der Nordatlantik im Vergleich zum klimatologischen Mittelwert über einige hundert Jahre durch permanent zu hohe oder zu niedrige Salzgehalte charakterisiert. In der Phase "0°" dieser Oszillation sind die oberen Schichten des Atlantiks mit Ausnahme der Wedellsee durch allgemein zu niedrige Salzgehalte gekennzeichnet. Außerdem befindet sich relativ frisches Wasser im tiefen Atlantik nördlich von 30° nördlicher Breite. Dieses ist mit einer erhöhten Stabilität der Schichtung und einer Verringerung der konvektiven Aktivität im nördlichen Nordatlantik verbunden. In der Phase "±180°" dagegen sind im Atlantik nördlich von 30° nördlicher Breite die Salzgehalte generell zu hoch und die Stabilität der Schichtung ist verringert, wodurch die konvektive Aktivität im Nordatlantik verstärkt wird (Mikolajewicz, 1991).

Vor dem Hintergrund der in dieser Arbeit untersuchten Schwankungen im Dekadenbereich stellen diese langperiodischen Variationen im Ozeanklima Änderungen im Grundzustand des Ozeans dar. Diese Änderungen haben Auswirkungen auf das Verhalten und die Größe der Störungen im Dekadenbereich. Abb. 44 zeigt den Zusammenhang zwischen der Phase der langperiodischen Eigenschwingung und der Amplitude des Modes auf den Zeitskalen von Dekaden. Es ist zu erkennen, daß bei erhöhter Stabilität der Schichtung im Nordatlantik (Phasenlage der langperiodischen Schwingung um 0°) die Amplituden der Variationen im Dekadenbereich signifikant kleiner als bei verringerter Schichtungsstabilität (Phasen um 180°) sind. Der Erwartungswert der Amplitude des Modes im Dekadenbereich hängt somit von der momentanen Phase der langperiodischen

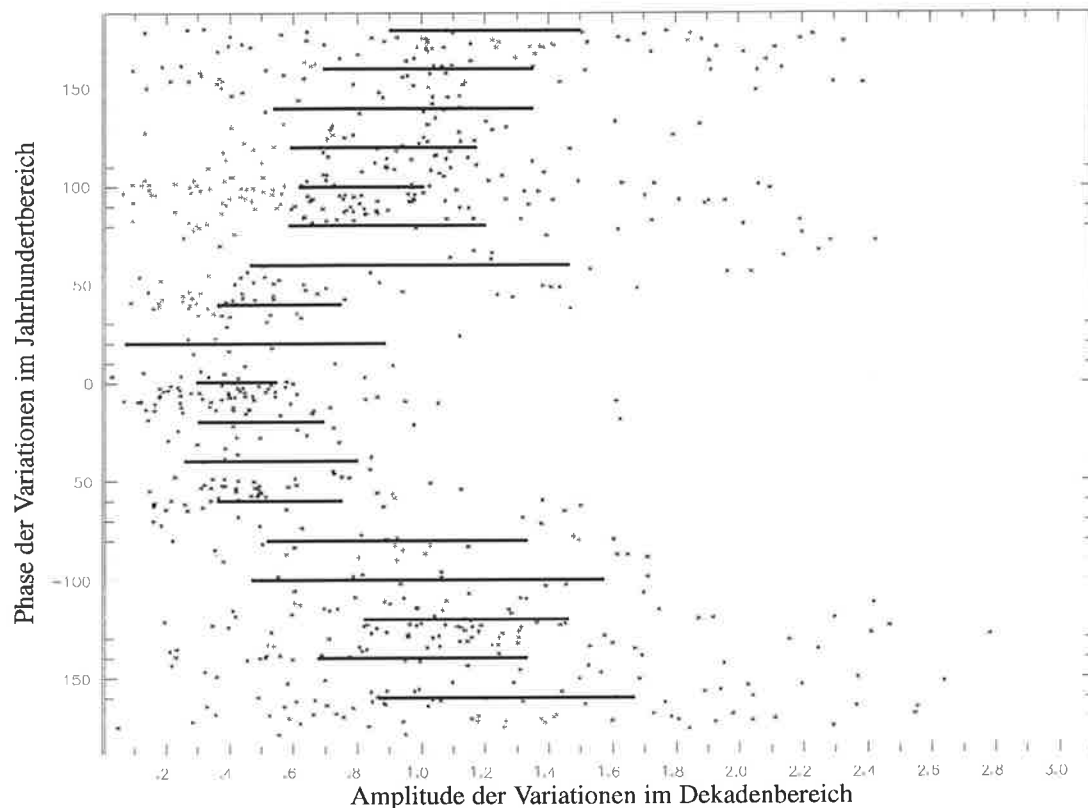


Abb. 44 Streudiagramm zwischen der Amplitude des POP-Modes im STO-Experiment (Abszisse) und der Phase der langperiodischen 320-Jahres Schwingung (Ordinate). Abgebildet sind die Fälle, in denen die Amplitude der 320 Jahres Schwingung einen Schwellenwert von 0,18 erreicht oder überschreitet. Dargestellt sind weiterhin die Mittelwerte der Amplitude des POP-Modes für jeweils 20° breite Phasenintervalle der langperiodischen Schwingung und das jeweils zugehörige 95%ige Konfidenzintervall (durchgezogene Linien).

Schwingung ab. Analoge Aussagen lassen sich für die Streuung der Amplituden um ihren Erwartungswert treffen. Auch die Streuung ist in Phasen mit erhöhter Stabilität der Schichtung signifikant kleiner, als in Phasen mit verringerter Stabilität (Abb. 45).

Dieses Verhalten läßt sich wie folgt erklären: Befindet sich die langperiodische Eigenschwingung des Ozeans bei ausreichender Amplitude in einer Phasenlage um "0°", so ist der gesamten Nordatlantik im Vergleich zur Klimatologie durch zu niedrige Salzgehalte gekennzeichnet. Die Stabilität der Schichtung ist erhöht und die Tiefenkonvektion verringert. Die Wechselwirkung der durch Frischwasserintegration in den oberen Schichten der Labradorsee entstandenen Salzgehaltsanomalien mit den tieferen Schichten ist dadurch verringert, und es besteht nur ein geringer Zusammenhang zwischen der

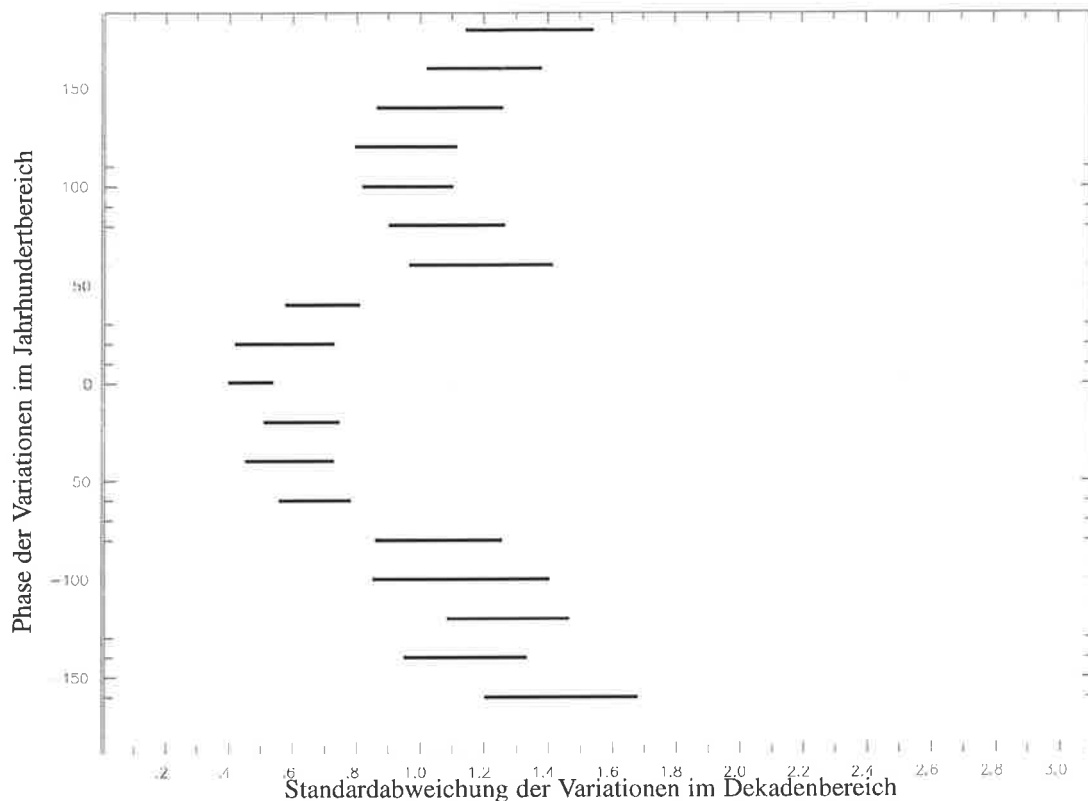


Abb. 45 Standardabweichung der Amplituden des POP-Modes im STO-Experiment in Abhängigkeit von der Phasenlage der 320 Jahre Schwingung. Die Standardabweichung wurde für jeweils  $20^{\circ}$  breite Phasenintervalle aus allen Fällen berechnet, in denen die Amplitude der 320 Jahre Schwingung den Wert 0,18 erreicht oder übersteigt. Dargestellt ist ferner das jeweils zugehörige 95%ige Konfidenzintervall.

Tiefenkonvektion und der Amplitude des POP-Modes im Dekadenbereich (Abb. 46a). Aufgrund der verringerten Effektivität der möglichen konvektiven Verstärkung der in der Labradorsee gebildeten Salzgehaltsanomalien sind die damit verbundenen höheren Amplituden der Variationen im Dekadenbereich in dieser Phasenlage kaum zu finden (Abb. 44). Entsprechend gering ausgeprägt ist auch die Streuung der Amplituden (Abb. 45).

Befindet sich die langperiodische Eigenschwingung jedoch in Phasenlagen um " $\pm 180^{\circ}$ ", so sind sowohl die oberen als auch die tieferen Schichten des Atlantiks nördlich von  $30^{\circ}$  nördlicher Breite im Vergleich zur Klimatologie durch zu hohe Salzgehalte gekennzeichnet. Die Schichtung ist im Vergleich zum klimatologischen Mittelwert labi-

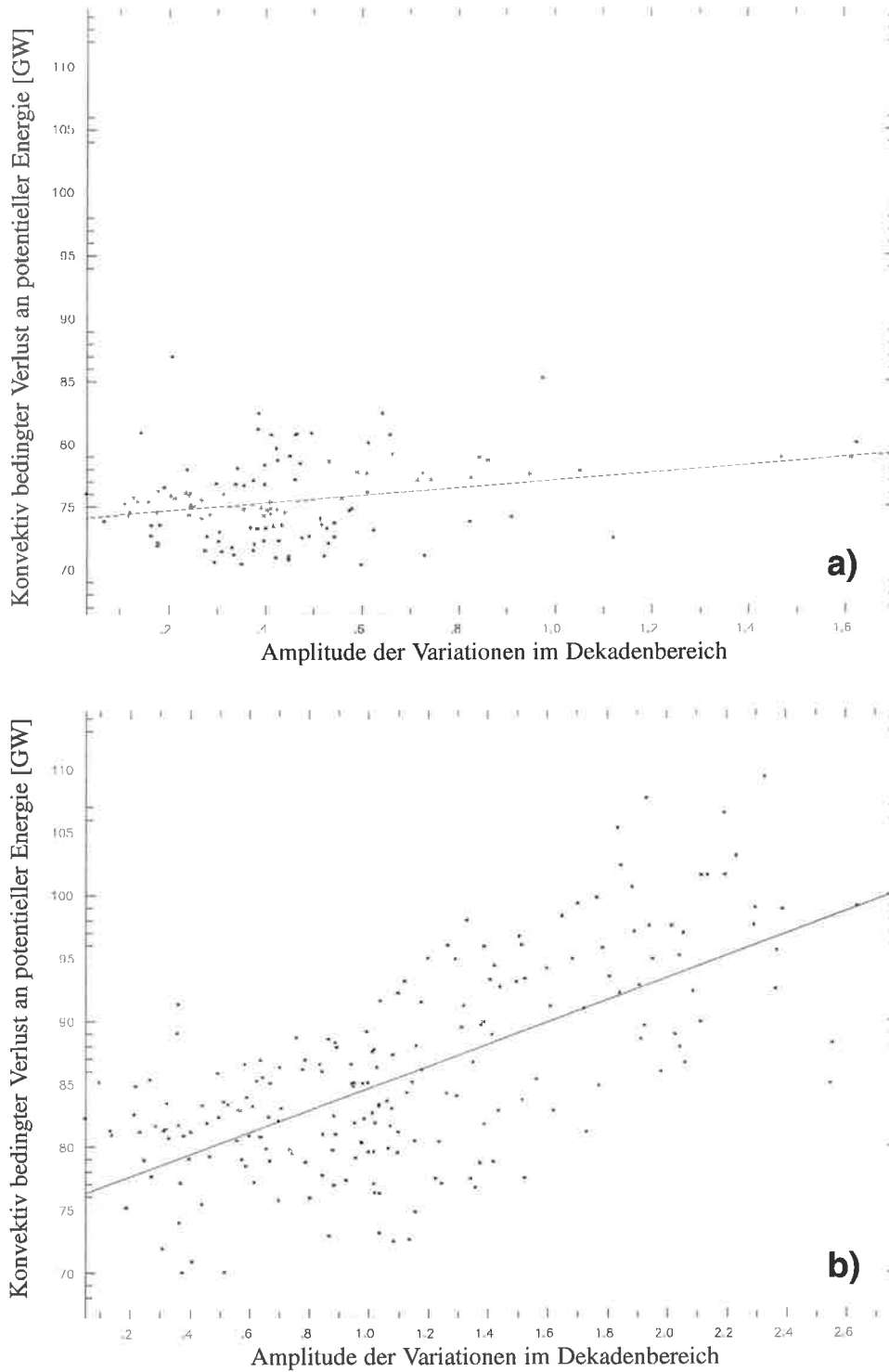


Abb. 46 Streudiagramm mit zugehöriger Regressionsgeraden zwischen der Amplitude des POP-Modes im STO-Experiment und der konvektiv bedingten Verlustrate an potentieller Energie im Nordatlantik in  $10^9$  Watt für Phasen der 320 Jahre Schwingung zwischen  $-40^\circ$  und  $+40^\circ$  (a) sowie für Phasen zwischen  $-140^\circ$  und  $+140^\circ$  (b). Diese Größe ist ein Maß für die Effektivität der Tiefenwasserbildung im Nordatlantik. Die Korrelation zwischen dieser Größe und der Amplitude des POP-Mode beträgt 0,26 (a) bzw. 0,67 (b), der Anstieg der Regressionsgeraden 3,0 (a) bzw. 8,8 (b) [ $10^9$ W].

lisiert und die Effektivität der Tiefenkonvektion verstärkt. Dadurch ist die Wechselwirkung der in den oberen Schichten der Labradorsee entstandenen Salzgehaltsanomalien mit den tieferen Schichten erleichtert. Im Gegensatz zu Phasen, die durch eine erhöhte Stabilität der Schichtung im Nordatlantik gekennzeichnet sind, besteht ein ausgeprägter Zusammenhang zwischen der Amplitude der in der Labradorsee gebildeten Salzgehaltsanomalien und dem konvektiv bedingten Verlust an potentieller Energie im gesamten nördlichen Nordatlantik (Abb. 46b). Entsprechend erhöht sind demzufolge die Amplituden und die Streuung der Amplituden der Variationen im Dekadenbereich (Abb. 44, Abb. 45).

## 7 Zusammenfassung und Diskussion

### 7.1 Zusammenfassung der Modellergebnisse

In einem mit gemischten Randbedingungen und der Klimatologie überlagerten zeitlich weißen und räumlich kohärenten Frischwasserflüssen angetriebenen globalen OGCM mit realistischer Topographie (LSG) kann ein Großteil der in den Salzgehaltsfeldern im Zeitbereich von Dekaden auftretenden Variabilität im Nordatlantik durch die Integration der zeitlich weißen Frischwasserflußanomalien in der Labradorsee und ihre advektive Dämpfung beschrieben werden. Dieser Mechanismus wurde mit Hilfe einer POP-Analyse der Salzgehalte in 75 Meter Tiefe identifiziert und ist durch eine charakteristische Zeit von etwa 10 bis 40 Jahren gekennzeichnet. Da die Labradorsee ein topographisch halb-geschlossenes Gebiet darstellt, welches nur begrenztem Austausch mit dem offenen Ozean unterliegt, kann die Integration der Frischwasserflüsse in diesem Gebiet relativ ungestört stattfinden. Die Varianz der Salzgehalte der obersten Schichten wird dabei durch Advektion der gespeicherten Frischwasseranomalien in den Nordatlantik begrenzt. Der Dämpfungsterm des Integrationsprozesses ist somit durch die mittlere Residenzzeit eines Wasserpartikels in den oberen Schichten der Labradorsee gegeben, die sich im Modell mit etwa 10 Jahren abschätzen läßt.

In einem Sensitivitätsexperiment, in dem der Antrieb mit den der Klimatologie überlagerten zeitlich weißen Frischwasserflüssen auf die Labradorsee beschränkt blieb, konnten sowohl die Entstehung als auch die Ausbreitung der Salzgehaltsanomalien rekonstruiert werden. In einem zweiten komplementären Experiment, in dem für die Labradorsee lediglich die klimatologischen Frischwasserflüsse verwendet wurden, während für alle übrigen Regionen diesen Flüssen wieder zeitlich weiße und räumlich kohärente Frischwasserflüsse überlagert wurden, konnte der beschriebene Mechanismus nicht angeregt und keine signifikante Variabilität auf den Zeitskalen von Dekaden im Nordatlantik erzeugt werden. Diese Experimente unterstreichen die Bedeutung des lokalen Frischwasserflußantriebs der Labradorsee als Quelle für Variabilität im Zeitbereich von Dekaden im LSG-Modell.



In weiteren Sensitivitätsexperimenten wurde das Verhalten des Modells auf Störungen des Anfangszustandes in den Oberflächensalzgehalten untersucht. Die Amplituden der Störungen waren variabel, die Muster entsprachen im wesentlichen dem des imaginären Teils des mit der POP-Analyse identifizierten Modes (Abb. 14a). Auch in diesen Experimenten wurde der beschriebene Mode angeregt. Mit ihrer Hilfe konnten die Details der Ausbreitung der Anomalien und die Nichtlinearitäten des Mechanismus näher untersucht werden. Während hinreichend kleine positive oder negative in die Labradorsee injizierte Salzgehaltsanomalien sich lediglich mit der mittleren Zirkulation ausbreiten und nach etwa 10 bis 15 Jahren ausgedämpft sind, verursachen starke positive Anfangsanomalien eine komplexere Reaktion: Die Anomalien beeinflussen durch die Anfachen der Tiefenkonvektion das Geschwindigkeitsfeld ausreichend stark, so daß sich durch die verlängerte Residenzzeit der Wasserpartikel in den obersten Schichten der Labradorsee, die im Mittel einem Niederschlagsüberschuß ausgesetzt sind, eine nachfolgende negative Salzgehaltsanomalie entwickeln kann. Der im Modell angeregte Mechanismus stellt eher einen "Entladungsprozeß", der nichtlinear von der modulierten Zirkulationsstruktur abhängt, als einen regulären linearen Oszillator dar.

Zwischen der im Modell ebenfalls angeregten Eigenschwingung mit einer Periode von etwa 320 Jahren (Mikolajewicz und Maier-Reimer, 1990) und dem hier beschriebenen Mechanismus mit charakteristischen Zeitskalen von einigen Dekaden besteht ein enger Zusammenhang. Die durch die langperiodische Schwingung erzeugten Schwankungen im Klima des Nordatlantiks stellen für die Variationen im Dekadenbereich Änderungen des Grundzustandes dar und modulieren über eine veränderte Stabilität der Schichtung die Erwartungswerte der Amplituden der Fluktuationen im Dekadenbereich und deren Variabilität.

Die im LSG-Modell in der Labradorsee und im Nordatlantik im Zeitbereich von Dekaden auftretenden und in dieser Arbeit beschriebenen Fluktuationen stellen einen internen Mode ozeanischer Variabilität dieses Modells dar, der sowohl durch eine einmalige Auslenkung des Systems aus seinem stationären Gleichgewichtszustand als auch durch eine der Klimatologie überlagerte stochastische Komponente der Frischwasserflüsse angeregt werden kann.

## 7.2 Diskussion

Es bestehen eine Reihe von Ähnlichkeiten zwischen dem im LSG-Modell angeregten Mode und der in der Realität beobachteten Variabilität im nordatlantischen Raum. Ob das im Modell identifizierte Phänomen jedoch in der Natur auftreten kann, ist mangels ausreichenden Beobachtungsmaterials nur schwer nachzuweisen. Ein Vergleich der Ausbreitung negativer Salzgehaltsanomalien im Modell mit der in den siebziger Jahren dieses Jahrhunderts in den Beobachtungen aufgetretenen GSA (Dickson et al., 1988) zeigt, daß sich die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Anomalien in guter Übereinstimmung befinden. Die Anomaliemuster im Modell nach 4 Jahren (Abb. 32a) sowie der Realteil des POP (Abb. 14b) zeigen ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den anhand der GSA gewonnenen Mustern (Levitus, 1989b, Abb. 4). Lazier (1980) zeigte, daß während der GSA die konvektiv durchmischte Schicht in der Labradorsee ungewöhnlich flach war. Zur selben Zeit wurde ein Anstieg der Salzgehalte in den Schichten von 400 bis 1200 Metern beobachtet, eine Struktur, die auch während typischer Ereignisse im STO- und STL-Experiment identifiziert werden kann (Abb. 34). Negative Anomalien in den Oberflächensalzgehalten führen in hohen Breiten zu einer Abnahme der Konvektion und erhöhen somit die Salzgehalte in Schichten unterhalb von etwa 250 bis 450 Metern. Ausreichend starke positive Salzgehaltsanomalien in den oberen Schichten (in der Größenordnung von etwa 0,2 psu) verstärken die Konvektion und bringen im Vergleich mit den unteren Schichten relativ kaltes und salzarmes Wasser in die Tiefe, so daß hier negative Salzgehaltsanomalien erzeugt werden. Beim Vergleich der Modellergebnisse mit der GSA ist jedoch auch zu beachten, daß der Transport entlang des Nordatlantischen Stromes und durch den Färöer-Shetland Kanal im Modell im Vergleich zur GSA um einen Faktor zwei zu gering ist. Dieses ist sowohl auf das für die Temperatur- und Salzadvektion im Modell verwendete numerisch recht diffusive Komponenten-"upwind" Schema, als auch auf den im Modell aufgrund der groben horizontalen Auflösung zu schwach entwickelten Nordatlantischen Strom zurückzuführen.

Ein Anzahl von Arbeiten unterstreicht die Bedeutung der Labradorsee für die globale thermohaline Zirkulation bzw. die Bedeutung des Frischwasserflußantriebs der Labradorsee: Mysak et al. (1990) berichten von zwei 1959 und 1983-84 in der Labra-

dorsee beobachteten negativen Salzgehaltsanomalien, die im Gegensatz zur GSA keine Vorläufer in der Grönland See besaßen. Andere Autoren (z.B. Clarke und Gascard, 1983; Telley und McCartney, 1982; Read und Gould, 1992) berichten über beträchtliche Variationen in den Charakteristiken von Labradorsee-Wasser (LSW) im Zeitbereich von Dekaden. LSW ist eine der Hauptwassermassen des Atlantiks, von der man annimmt, daß sie durch Konvektion in der zentralen Labradorsee gebildet wird. Die Ursache dieser Variabilität wird in einer Kombination von Änderungen in der Rate der Bildung dieser Wassermasse und Änderungen der Eigenschaften der Wassermassen, aus denen LSW gebildet wird, gesehen. Änderungen in der Charakteristik an der Quelle von LSW können im Nordatlantik mit einer Zirkulationszeit von ca. 18 bis 19 Jahren verfolgt werden (Read und Gould, 1992).

Es bestehen somit eine Reihe von Ähnlichkeiten zwischen der im Modell und der in der Realität auftretenden Variabilität im Zeitbereich von Dekaden im Nordatlantik. Jedoch kann nicht ohne weiteres davon ausgegangen werden, daß der im LSG-Modell angeregte Mode auch in der Realität wirksam ist. Insbesondere können einige dem Modell zugrunde liegenden Approximationen zu erheblichen Modifikationen des Mechanismus in der Realität oder auch in geänderten Modellversionen führen. So wurde z.B. in der in dieser Arbeit verwendeten Version des LSG-Modells die Advektion von Meereis vernachlässigt. Das Eis wird ausschließlich lokal gebildet und geschmolzen. Die Nettogefriereraten sind daher Null und es findet kein Export von Frischwasser mit dem Eis statt. Eine Niederschlagsanomalie über Eis erreicht die entsprechende Gitterzelle lediglich zeitverzögert beim Abschmelzen des Meereises. Da die Ergebnisse dieser Arbeit auf der Analyse von Jahres- und Zweijahresmitteln beruhen, hat die Meereisverteilung keinen Einfluß auf den Mechanismus des Modes. In der Realität oder einer geänderten Modellversion könnte eine solche Niederschlagsanomalie jedoch mit dem Meereis advehiert werden und der anomale Frischwassereintrag in den Ozean an einer völlig anderen Stelle erfolgen, was zu einer Modifikation des beschriebenen Modes führen würde.

Die Verwendung vereinfachter oberer Randbedingungen für Temperatur und Salz anstelle des vollständig gekoppelten Ozean-Atmosphäre-Meereis Systems hat einen entscheidenden Einfluß auf die Stabilität der Moden der thermohalinen Zirkulation (Miko-

lajewicz und Maier-Reimer, 1994). Da der hier beschriebene Mode im Zeitbereich von Dekaden in einer engen Wechselwirkung mit der globalen thermohalinen Zirkulation steht, liegt es nahe, daß Änderungen in der Formulierung der oberen Randbedingungen oder Verwendung des LSG-Modells in Klimasimulationen mit gekoppelten Ozean-Atmosphären Modellen eine Modifikation dieses Modes bewirken könnten. Ähnliche Auswirkungen dürften Änderungen im relativ einfach formulierten Konvektionsschema besitzen. Bei veränderter horizontaler oder vertikaler Auflösung des Modells kann davon ausgegangen werden, daß Änderungen der Tiefe der durchmischten Schicht in der Labradorsee oder ihrer Zirkulationsverhältnisse eintreten, was zu einer geänderten Residenzzeit der Wasserpartikel in der Labradorsee und somit zu einer veränderten charakteristischen Zeit des Modes führen würde.

Eine wichtige Frage ist das Verhalten des Modes gegenüber der Amplitude der der Klimatologie überlagerten stochastischen Frischwasserflußkomponente. Das Spektrum des Modes ist durch Gleichung (13) gegeben. Entsprechend kann bei einer Vergrößerung der Amplitude des Rauschens mit einer Erhöhung, bei einer Verringerung der Amplitude des Rauschens jedoch mit einer Erniedrigung der Amplitude (Varianz) des Modes gerechnet werden. Dieses wird anhand eines Experimentes bestätigt, in dem die Amplitude der stochastischen Komponente der Frischwasserflüsse im Vergleich zum STO-Experiment auf etwa ein Drittel reduziert wurde. Die POP-Koeffizientenzeitreihen des Modes besitzen im Vergleich zu denen des STO-Experimentes eine deutlich geringere Varianz. In einem Experiment, in dem die Amplitude des Rauschens auf den dreifachen Wert des STO-Experimentes gesetzt wurde, konnte das Modellklima nicht gehalten werden und die thermohaline Zirkulation des Atlantiks brach zusammen (Mikolajewicz, 1991). Diese Verhalten ist wahrscheinlich teilweise auf die erhöhte Sensitivität der Moden der thermohalinen Zirkulation bezüglich der Unsicherheiten in den Formulierungen der oberen Randbedingungen für Temperatur und Salz zurückzuführen. Mikolajewicz und Maier-Reimer (1994) führten eine Reihe von Sensitivitätsexperimenten mit einer modifizierten Randbedingung für die Temperatur durch und konnten die Sensitivität der Moden der thermohalinen Zirkulation gegenüber Variationen im Nettofrischwasserfluß deutlich reduzieren. Unter diesen geänderten Randbedingungen wurde das Modell mit der Klimatologie überlagerten zeitlich weißen Windschubspannungs-,

Nettofrischwasser- und Wärme­flußfeldern angetrieben, deren Muster und Amplituden aus einer zehnjährigen Simulation mit einem atmosphärischen Zirkulationsmodell (ECHAM3/T42) gewonnen wurden. Das atmosphärische Zirkulationsmodell wurde mit den beobachteten SST der Jahre 1980-1989 angetrieben (Arpe et al., 1993). Auch in diesem Experiment konnte der in der vorliegenden Arbeit beschriebene Mode ozeanischer Variabilität mit ungefähr der gleichen Amplitude wie im STO-Experiment angeregt werden.

Im Vergleich mit den Ergebnissen dieser zehnjährigen Simulation mit einem atmosphärischen Zirkulationsmodell (ECHAM3/T42), ist die Amplitude des stochastischen Antriebs im STO-Experiment zu gering (vgl. Abb. 8 und Abb. 9). Geht man in Ermangelung einer verlässlichen globalen Frischwasserflußklimatologie davon aus, daß die Abschätzungen aus dem atmosphärischen Zirkulationsmodell der Realität relativ nahe kommen, so könnte im Falle der Existenz des im STO-Experiment identifizierten Modes in der Realität mit im Vergleich zum STO-Experiment erhöhten Amplituden dieses Modes gerechnet werden. Es besteht ferner die Möglichkeit, daß ein erhöhter Treibhaus­effekt über ein verstärktes Abschmelzen von Meereis und die im allgemeinen vorhergesagte globale Erhöhung der Niederschläge zu einer erhöhten Varianz der Nettofrischwasserflüsse führt, was eine weitere Verstärkung der Variabilität im Zeitbereich von Dekaden zur Folge haben könnte.

In letzter Zeit wurden verstärkt Mechanismen zur Erzeugung von Variabilität im Zeitbereich von Dekaden vor allem anhand einfacher einhemisphärischer Ozeanmodelle mit idealisierter Topographie diskutiert (vgl. z.B. Weaver et al., 1993). Delworth et al. (1993) beschreiben erstmals einen solchen Mechanismus in einem voll gekoppelten Ozean-Atmosphären Zirkulationsmodell, der sich in einer selbsterhaltenden Oszillation im Maximum der zonal integrierten meridionalen Stromfunktion im Atlantik äußert. Ihre "Composites" für die Oberflächensalzgehalte zwischen Jahren mit starker und schwach entwickelter thermohaliner Zirkulation im Atlantik zeigen eine starke Ähnlichkeit mit dem Realteil des POP im STO-Experiment dieser Arbeit. Die Änderungen im Maximum der zonal integrierten meridionalen Stromfunktion, die mit diesen Mustern zusammenhängen, sind von ähnlicher Amplitude (Abb. 29b). Delworth et al. (1993) leiten die Zeitskala ihrer Oszillation aus der horizontalen Zirkulation des Atlantiks ab. Im

hier verwendeten LSG-OGCM hängt die Variabilität im Dekadenbereich jedoch entscheidend von der Existenz der Labradorsee und ihrer relativen Abgeschlossenheit ab. In diesem Becken erfolgt im LSG-Modell eine Integration der zeitlich weißen Frischwasserflußanomalien. Ohne diesen stochastischen Teil des Antriebs, kann im LSG-Modell dieser im Zeitbereich von Dekaden dominante Mode nicht angeregt werden. Es ist jedoch zu bemerken, daß auch durch die stochastische Variation anderer Parameter im Modell, wie etwa der Windschubspannungen, Schwankungen im Zeitbereich von Dekaden ausgelöst werden können.

Das wesentliche Prinzip des im STO-Experiment identifizierten Modes im Dekadenbereich im LSG ist die Erzeugung von Salzgehaltsanomalien in der Labradorsee (im vorliegenden Fall durch zeitliche Variationen im lokalen Frischwasserflußantrieb) und die anschließende Advektion der Anomalien in und durch den Nordatlantik. Durch diesen Mechanismus werden signifikante Schwankungen im Wärmefluß zwischen Ozean und Atmosphäre sowie in der mittleren Meridionalzirkulation des Atlantiks und damit im meridionalen Wärmetransport des Atlantiks im Dekadenbereich hervorgerufen. Die lokale Integration variabler Frischwasserflüsse in relativ ungestörten Gebieten kann nichtlokale Fluktuationen auf größeren räumlichen Skalen hervorrufen, die signifikant zur natürlichen Klimavariabilität auf Zeitskalen von Dekaden beitragen können.

## Danksagung

Bei der Erstellung dieser Arbeit wurde mir von vielen Seiten Unterstützung zuteil, für die ich mich an dieser Stelle recht herzlich bedanken möchte.

Mein besonderer Dank gilt zunächst Herrn Dr. Uwe Mikolajewicz für die intensive Betreuung dieser Arbeit. Sein geduldiges Zuhören und die zahlreichen Diskussionen waren eine große Hilfe. Weiterhin möchte ich ihm für die Überlassung der Daten seines stochastischen Experiments danken.

Mein besonderer Dank gilt weiter Herrn Dr. Hans von Storch. Neben den vielen fruchtbaren Diskussionen und seiner konstruktiven Kritik waren besonders seine Kommentare zur statistischen Analyse der Daten sehr hilfreich.

Herrn Prof. Dr. J. Meincke danke ich für die freundliche Bereitschaft zur Begutachtung dieser Arbeit sowie Herrn Prof. Dr. K. Hasselmann für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Meteorologie erstellen zu können.

Für die sehr hilfreichen Diskussionen und anregenden Gespräche möchte ich mich bei Herrn Slava Kharin und Herrn Dr. Eduardo Zorita recht herzlich bedanken.

Herrn Dr. Ernst Maier-Reimer und Frau Dr. Katharina Kurz möchte ich sehr herzlich für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts und ihre hilfreichen Kommentare danken.

Für die immer freundliche und prompte Hilfe in Fragen graphischer Gestaltung und deren Ausführung bin ich Frau Marion Grunert besonders dankbar.

## **8 Literaturverzeichnis**

- Arpe, K., L. Bengtsson, and E. Roeckner (1993). The impact of sea surface temperature anomalies on the variability of the atmospheric circulation in the ECHAM3 model. In *Research Activities in atmospheric and oceanic modelling*, edited by G. Boer, WMO-Report, No.18, Geneva, pp. 7.18-7.20.
- Bjerknes, J. (1964). Atlantic air-sea interaction. *Adv. in Geophys.*, 10, 1-82.
- Bretherton, F. P. (1982). Ocean climate modelling. *Prog. Oceanogr.*, 11, 93-129.
- Briffa, K. R., T. S. Bartholin, D. Eckstein, P. D. Jones, W. Karlén, F. H. Schweingruber, and P. Zetterberg (1990). A 1,400-year tree-ring record of summer temperatures in Fennoscandia. *Nature*, 346, 434-439.
- Broecker, W. S. (1987). The biggest chill. *Natural History*, 97, 74-82.
- Broecker, W. S., and G. H. Denton (1989). The role of ocean-atmosphere reorganizations in glacial cycles. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 2465-2501.
- Bryan, K. (1962). Measurements of meridional heat transport by ocean currents. *J. Geophys. Res.*, 67, 3403-3414.
- Bryan, K. (1969). A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J. Comput. Phys.*, 3, 347-376.
- Bryan, K., and R. Stouffer (1991). A note on Bjerknes' hypothesis for the North Atlantic variability. *J. Marine Systems*, 1, 229-241.
- Cook, E. T. B., M. Peterson, M. Barbeth, B. Buckley, R. D'Arrigo, R. Francey, and P. Tans (1991). Climatic change in Tasmania inferred from a 1,089-year tree-ring chronology of Huon pine. *Science*, 253, 1266-1268.
- Clarke, R. A., and Gascard, J.C. (1983). The formation of Labrador Sea Water, I, Large-scale processes. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1764-1178.



- Crowley, T. J., and G. R. North (1991). *Paleoclimatology*. Oxford University Press, New York, 335p.
- Delworth, T., Manabe, S., and R. J. Stouffer (1993). Interdecadal variability of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Clim.*, 6, 1993-2010.
- Deser, C., and M. L. Blackmon (1993). Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter: 1900-1989. *J. Clim.*, 6, 1743-1753.
- Dickson, R. R., J. Meincke, S.-A. Malmberg, and A. J. Lee (1988). The "Great Salinity Anomaly" in the Northern North Atlantic 1968-1982. *Prog. Oceanogr.*, 20, 103-151.
- Dooley, H. D., J. H. A. Martin, and D. J. Ellett (1984). Abnormal hydrographic conditions in the north-east Atlantic during the nineteen-seventies. *Rapport et Proces Verbaux des Reunions du Conseil Permanent International pour l'Exploration de la Mer*, Copenhagen, 185, 179-187.
- Folland, C. K., T. R. Karl, N. Nicholls, B. S. Nyenzi, D. E. Parker, and K. Y. Vinnikov (1992). Observed climate variability and change. In *Climate Change 1992*, J. T. Houghton, B. A. Callander, and S. K. Varney (eds.), Cambridge University Press, Cambridge, 135-170.
- Frankignoul, C., and K. Hasselmann (1977). Stochastic climate models, II, Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, 29, 289-305.
- Frankignoul, C., and Reynolds, R. W. (1983). Testing a dynamical model for mid-latitude sea surface temperature anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1131-1145.
- Gordon, A. L., and A. R. Piola (1983). Atlantic Ocean upper layer salinity budget. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1293-1300.
- Hansen, J., and S. Lebedeff (1987). Global trends of measured surface air temperature. *J. Geophys. Res.*, 92, 13345-13372.

- Hansen, J., and S. Lebedeff (1988). Global surface air temperatures: update through 1987. *Geophys. Res. Lett.*, 15, 323-326.
- Hasselmann, K. (1976). Stochastic climate models, I, Theory. *Tellus*, 28, 473-485.
- Hasselmann, K. (1982). An ocean model for climate variability studies. *Prog. Oceanogr.*, 11, 69-92.
- Hasselmann, K. (1988). PIPs and POPs: The reduction of complex dynamical systems using Principal Interaction and Oscillation Patterns. *J. Geophys. Res.*, 93, 11015-11021.
- Hellerman, S., and M. Rosenstein (1983). Normal monthly wind stress data over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1093-1104.
- Herterich, K., and 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.
- Ikeda, M. (1990). Decadal oscillations of the air-ice-ocean system in the northern hemisphere. *Atmos.-Ocean*, 28, 106-139.
- Jones, P. D. (1988). Hemispheric surface air temperature variations: recent trends and an update to 1987. *J. Clim.*, 3, 1193-1203.
- Kelly, P. M., C. M. Goodess, and B. S. G. Cherry (1987). The interpretation of the Icelandic sea ice record. *J. Geophys. Res.*, 92, 10835-10843.
- Killworth, P. D. (1983). Deep convection in the world ocean. *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 21, 1-26.

- Kushnir, Y. (1994). Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Clim.*, 7, 141-157.
- Lazier, J. R. N. (1980). Oceanographic conditions at ocean weather ship Bravo, 1960-1974. *Atmos.-Ocean*, 18, 227-238.
- Lamb, H. H. (1977). *Climate: present, past and future*. Vol.2, Methuen&Co London, 835p.
- Lemke, P. (1977). Stochastic climate models, III, application to zonally averaged energy models. *Tellus*, 29, 385-392.
- Levitus, S. (1982). *Climatological Atlas of the World Ocean*. NOAA Prof. Pap., 13, U.S. Govt. Print. Office, Washington, D.C.
- Levitus, S. (1989a). Interpentadal variability of temperature and salinity at intermediate depth of the North Atlantic ocean, 1970-1974 versus 1955-1959. *J. Geophys. Res.*, 94, 6091-61131.
- Levitus, S. (1989b). Interpentadal variability of salinity in the upper 150 m of the North Atlantic ocean, 1970-1974 versus 1955-1959. *J. Geophys. Res.*, 94, 9679-9685.
- Luksch, U. (1994). Simulation of North Atlantic low-frequency SST variability. Submitted to *J. Clim.*
- Maier-Reimer, E., and K. Hasselmann (1987). Transport and storage of CO<sub>2</sub> in the ocean- an inorganic ocean-circulation carbon cycle model. *Clim. Dyn.*, 2, 63-90.
- Maier-Reimer, E., U. Mikolajewicz, and K. Hasselmann (1993). Mean circulation of the Hamburg LSG OGCM and its sensitivity to the thermohaline surface forcing. *J. Phys. Oceanogr*, 23, 731-757.
- Marotzke, J. (1991). Influence of convective adjustment on the stability of the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 902-907.

- Marotzke, J., and J. Willebrand (1991). Multiple equilibria of the global thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1372-1385.
- Metha, V. M. (1989). On the axially-symmetric modes of oscillation of an idealized ocean-atmosphere system. Florida State University, FSU-SCRI-89-139, 29p.
- Mikolajewicz, U., and E. Maier-Reimer (1990). Internal secular variability in an OGCM. *Clim. Dyn.*, 4, 145-156.
- Mikolajewicz, U. (1991). Interne Variabilität in einem stochastisch angetriebenen ozeanischen Zirkulationsmodell. Dissertation. Examensarbeit Nr. 10, MPI für Meteorologie, Hamburg, 125S.
- Mikolajewicz, U., and E. Maier-Reimer (1991). One example of a natural mode of the ocean circulation in a stochastically forced ocean general circulation model. In *Strategies for Future Climate Research*, edited by M. Latif, Hamburg, 287-318.
- Mikolajewicz, U., and E. Maier-Reimer (1994). "Mixed boundary conditions" in OGCMs and their influence on the stability of the model's conveyor belt. Submitted to *J. Geophys. Res.*
- Mysak, L. A., D. A. Manak, and R. F. Marsden (1990). Sea-ice anomalies observed in the Greenland and Labrador Seas during 1901-1984 and their relation to an interdecadal Arctic climate cycle. *Clim. Dyn.*, 5, 111-133.
- Mysak, L. A., T. F. Stocker, and F. Huang (1993). Century-scale variability in a randomly forced, two-dimensional thermohaline ocean circulation model. *Clim. Dyn.*, 8, 103-116.
- Myers, P. G., and A. J. Weaver (1992). Low-frequency internal oceanic variability under seasonal forcing. *J. Geophys. Res.*, 97, 9541-9563.
- Pan, Y. H., and A.H. Oort (1983). Global climate variations connected with sea surface anomalies in the eastern equatorial Pacific Ocean for the 1958-73 period. *Mon. Weather Rev.*, 111, 1244-1258.

- Pollard R. T., and S. Pu (1985). Structure and circulation of the upper Atlantic Ocean northeast of the Azores. *Prog. Oceanogr.*, 14, 443-462.
- Quadfasel, D., and B. Rudels (1990). Some observational evidence for salt induced convection in the Greenland Sea. Technical Report 4-90, Institut für Meereskunde, Univ. Hamburg.
- Rasmusson, E. M., and 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.
- Read, J. F., and W. J. Gould (1992). Cooling and freshening of the subpolar North Atlantic Ocean since the 1960s. *Nature*, 360, 55-57.
- Roemmich, D., and C. Wunsch (1985). Two transatlantic sections: meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res.*, 32, 619-664.
- Schnur, R., G. Schmitz, N. Grieger, and H. von Storch (1993). Normal modes of the atmosphere as estimated by Principal Oscillation Patterns and derived from quasi-geostrophic theory. *J. Atmos. Sci.*, 50, 2386-2400.
- Stommel, H. (1958). The abyssal circulation. *Deep-Sea Res.*, 5, 80-82.
- Stommel, H. (1961). Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, 13, 224-230.
- Taubenheim, J. (1969). *Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten*. Akadem. Verlagsges. Geest & Portig K.-G., Leipzig, 386pp.
- Telley, L. D., and M. S. McCartney (1982). Distribution and circulation of Labrador Sea Water. *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1189-1204.

- Thompson, L. G., and E. Mosley-Thompson (1989). One-half millenia of tropical climate variability as recorded in the stratigraphy of the Quelccaya ice cap, Peru. In: Geophysical Monograph 55: Aspects of Climate Variability in the Pacific and the Western Americas. D.H. Peterson (ed.), AGU, Wash., DC, USA, xi-xvi.
- Toggweiler, J. R., and B. Samuels (1993). Is the magnitude of the deep outflow from the Atlantic Ocean actually governed by southern hemisphere winds? In *The Global Carbon Cycle*, edited by M. Heimann, NATO ASI series. Series I, Global environmental change, Vol. 15, Springer Berlin.
- UNESCO (1983). Algorithms for computation of fundamental properties of seawater. UNESCO Technical Papers in Marine Sci., 44, Paris.
- Vinnikov, K. Y., P. Y. Groisman, and K. M. Lugina (1990). Empirical data on contemporary global climate changes (temperature and precipitation). *J. Clim.* 3, 662-677.
- von Storch, H., T. Bruns, I. Fischer-Bruns, and K. Hasselmann (1988). Principal Oscillation Pattern analysis of the 30-60 day oscillation in a GCM equatorial troposphere. *J. Geophys. Res.*, 93, 11015-11022.
- von Storch, H., G. Bürger, R. Schnur, and J. Xu (1991). POP Art. In *Strategies for Future Climate Research*, edited by M. Latif, Hamburg, 109-135.
- Watson, R.T., H. Rodhe, H. Oeschger, and U. Siegenthaler (1990). Greenhouse gases and aerosols. In *Climate Change*, edited by J. T. Houghton, G. J. Jenkins, and J. J. Ephraims, Cambridge University Press, Cambridge, 1-44.
- Weaver, A. J., E. S. Sarachik, and J. Marotzke (1991). Freshwater flux forcing of decadal and interdecadal oceanic variability. *Nature*, 353, 836-838.
- Weaver, A. J., J. Marotzke, P. F. Cummins, and E. S. Sarachik (1993). Stability and variability of the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 39-60.
- Weiß, R., U. Mikolajewicz, and E. Maier-Reimer (1994). Decadal variability of the North Atlantic in an ocean general circulation model. *J. Geophys. Res.*, in the press.

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

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

Wright, D. G., and T. F. Stocker (1993). Younger Dryas experiments. In *Ice in the climate system*, edited by W. R. Peltier, Springer-Verlag, Heidelberg, 395-416.

Xu, J. (1993). The joint modes of the coupled atmosphere-ocean system observed from 1967 to 1986. *J. Clim.*, 6, 816-838.

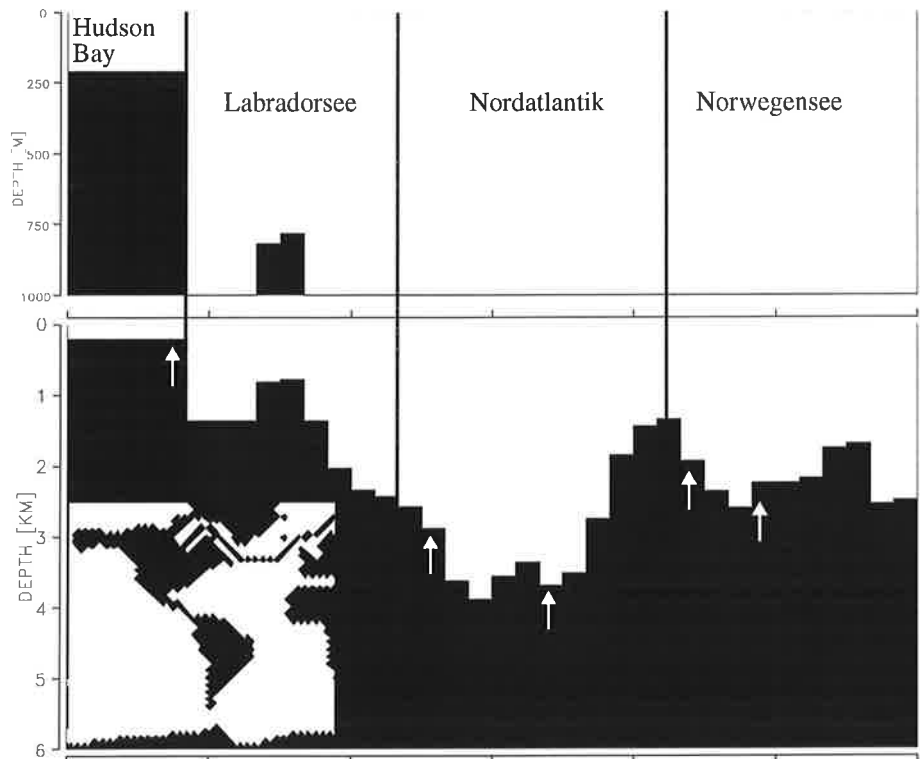
## 9 Anhang

### 9.1 Liste der Experimente

Name	Antrieb	Amplitude des Antriebs	Region	Integrationszeit
STO Globaler Stochastischer Antrieb (Mikolajewicz, 1990)	stochastische Variation der Randbedin- gung für Salz (gemischte Randbedin- gungen)	ca. 16 mm/Mo- nat global gemittelte Stan- dardabweichung im Nettofrisch- wasserfluß	global	3800 Jahre
STL Stochastischer Antrieb der Labradorsee	stochastische Variation der Randbedin- gung für Salz (gemischte Randbedin- gungen)	ca. 16 mm/Mo- nat global gemittelte Stan- dardabweichung im Nettofrisch- wasserfluß	Labradorsee	500 Jahre
STW Stochastischer Antrieb des Weltozeans außer Labrador- see	stochastische Variation der Randbedin- gung für Salz (gemischte Randbedin- gungen)	ca. 16 mm/Mo- nat global gemittelte Stan- dardabweichung im Nettofrisch- wasserfluß	global, außer Labradorsee	500 Jahre
P1,P2,P3,PG Positive Störun- gen der Anfangsbedin- gungen in der Labradorsee	direkt indu- zierte positive Salzgehalts- anomalien	von etwa +0,1psu (P1) bis zur Stärke der GSA (PG)	Labradorsee	jeweils 40 Jahre
N1,N2,N3,NG Negative Stö- rungen der Anfangsbedin- gungen in der Labradorsee	direkt indu- zierte negative Salzgehalts- anomalien	von etwa -0,1psu (N1) bis zur Stärke der GSA (NG)	Labradorsee	jeweils 40 Jahre



## 9.2 Verlauf des Schnittes Labradorsee-Nordatlantik



Die Karte in der linken unteren Ecke der Abbildung zeigt den Verlauf des dargestellten Schnittes Labradorsee-Nordatlantik. Der Schnitt beginnt im Osten in der Hudson Bay und verläuft weiter durch die Labradorsee und den Nordatlantik in die Norwegensee. Die Bezeichnung der Meere ist eingetragen. Ihre Grenzen werden durch die vertikalen Striche markiert. Die weißen Pfeile auf der Bodentopographie markieren die Punkte, an denen der Verlauf des Schnittes seine Richtung ändert.