

Langfristige Variabilität der thermohalinen Zirkulation in einem gekoppelten Ozean-, Meereis-, Atmosphärenmodell

Dissertation
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

Dem Fachbereich Physik der
Universität Bremen
vorgelegt von

Katrin J. Meißner
Promotionsdatum: 14. Oktober 1999

1. Gutachter: Prof. Dr. D. Olbers
2. Gutachter: Prof. Dr. D. Wolf-Gladrow

Avec la mer du nord pour dernier terrain vague
Et des vagues de dunes pour arrêter les vagues
Et de vagues rochers que les marées dépassent
Et qui ont à jamais le cœur à marée basse
Avec infiniment de brumes à venir
Avec le vent de l'est écoutez-le tenir
Le plat pays qui est le mien

Avec des cathédrales pour uniques montagnes
Et de noirs clochers comme mâts de cocagne
Où des diables en pierre décrochent les nuages
Avec le fil des jours pour unique voyage
Et des chemins de pluie pour unique bonsoir
Avec le vent d'ouest écoutez-le vouloir
Le plat pays qui est le mien

Avec un ciel si bas qu'un canal s'est perdu
Avec un ciel si bas qu'il fait l'humilité
Avec un ciel si gris qu'un canal s'est perdu
Avec un ciel si gris qu'il faut lui pardonner
Avec le vent du nord qui vient s'écarteler
Avec le vent du nord écoutez-le craquer
Le plat pays qui est le mien

Avec de l'Italie qui descendrait l'Escaut
Avec Frida la blonde quand elle devient Margot
Quand les fils de novembre nous reviennent en mai
Quand la plaine est fumante et tremble sous juillet
Quand le vent est au rire quand le vent est au blé
Quand le vent est au sud écoutez-le chanter
Le plat pays qui est le mien

Jacques Brel, 1962

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Alfred-Wegener-Institut (AWI) unter der Betreuung von Herrn Prof. Dr. Dirk Olbers und Herrn Dr. Rüdiger Gerdes angefertigt. Die Arbeitsbedingungen und Rechenumgebungen waren ideal, und ich danke dem Institut insbesondere dafür, daß ich als theoretischer Modellierer die Gelegenheit hatte, bei meiner Teilnahme an der Antarktisexpedition ANT XV/4 im Frühjahr 1998 einen Einblick in das Leben "praktischer Ozeanographen" zu bekommen.

Herrn Prof. Dr. Dirk Olbers danke ich für die Anregung und Übertragung dieser Arbeit. Ebenso gebührt mein Dank Herrn Prof. Dr. Dieter Wolf-Gladrow für die zeitaufwendige Erstellung eines Gutachtens.

Meine größte Stütze während dieser Arbeit war Herr Dr. Rüdiger Gerdes, der sich durch seine unschlagbare Geduld und seinen trockenen Humor als ein hervorragender Betreuer auszeichnete. Er gewährte mir alle Freiheiten, meinen eigenen Weg durch die verworrene theoretische und numerische Landschaft der globalen Modellierung zu finden. Dabei stand er mir jedoch jederzeit und sogar an Wochenenden mit fachlichem Rat und Anregungen zur Seite.

Weiterhin geht mein Dank an Herrn Chresten Wübbler für die wiederholte Rettung verlorener Datensätze und Modellergebnisse. Er war immer rund um die Uhr erreichbar und radelte sogar an einem Samstagmorgen in das Institut, um mir das Arbeiten zu ermöglichen.

Herr Dr. Frank Kauker führte mich in die mysteriöse Welt der EOFs und CCAs ein und verbrachte manch langen Abend an meiner Seite bei der Analyse meiner Modellergebnisse.

Meinem Zimmernachbarn Herrn Dr. Klaus Grosfeld danke ich für seine moralische Unterstützung während der gesamten Zeit, die ich am AWI verbrachte. Er hatte immer ein offenes Ohr und ein liebes Wort für mich und half außerdem bei der Durchsicht des Manuskripts.

Frau Jennifer Brauch und Herr Holger Brix waren sowohl eine große Hilfe bei der Entzifferung der ersten Version dieser Arbeit als auch meine wichtigsten Freunde während der sogenannten "Endphase". Sie überwachten meinen Zuckerhaushalt mit Gummibärcheninvasionen auf Computer und Schreibtisch und sorgten für ein abwechslungsreiches Abendprogramm.

Ich hatte das Glück, in einer sehr netten, lustigen und aufgeschlossenen Arbeitsgruppe zu arbeiten. Hier gilt mein Dank allen Kollegen dieser Arbeitsgruppe für ihre unermüdlige Hilfsbereitschaft und die vielen fachlichen Diskussionen. Insbesondere möchte ich an dieser Stelle Frau Cornelia Köberle für ihr bereitwillig weitergegebenes Fachwissen über das GFDL Ozeanmodell MOM2 erwähnen.

Meinen Eltern und Ralf ein großes Dankeschön. Für alles.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Von GCMs, SDMs und EBMs | 4 |
| 3. Das Atmosphärenmodell | 7 |
| 3.1. Einleitung | 7 |
| 3.2. Allgemeine Annahmen und Definitionen | 7 |
| 3.3. Die Wasserbilanz der Atmosphäre | 8 |
| 3.4. Die Energiebilanz der Atmosphäre | 11 |
| 3.5. Die atmosphärischen Transporte | 13 |
| 3.5.1. Instabilität durch Konvektion | 14 |
| 3.5.2. Mittlere Transporte | 16 |
| 3.6. Quellen und Senken | 17 |
| 3.6.1. Strahlungsterm | 17 |
| 3.6.2. Wärmefluß am Wasser-Luftübergang | 18 |
| 3.6.3. Wärmefluß am Eis-Luftübergang | 19 |
| 3.6.4. Verdunstung und Regen | 20 |
| 3.7. Das Tuning | 21 |
| 3.7.1. Strahlungsparameter | 21 |
| 3.7.2. Winddaten | 23 |
| 3.7.3. Parametrisierung der Transporte | 23 |
| 3.8. Zusammenfassung | 29 |

| | |
|--|------------|
| 4. Das Eismodell | 30 |
| 4.1. Einleitung | 30 |
| 4.2. Die Theorie des Eismodells | 30 |
| 5. Das Ozeanmodell | 33 |
| 5.1. Einleitung | 33 |
| 5.2. Kurze Übersicht der Theorie des Ozeanmodells | 33 |
| 5.3. Modellkonfiguration | 35 |
| 6. Die Kopplung der drei Modellmodule | 39 |
| 7. Experimente mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell | 43 |
| 7.1. “AtmId” und “AtmOz” | 43 |
| 7.2. Die Ergebnisse des “AtmId”-Modells | 47 |
| 7.3. Reaktion des Atmosphärenmodells auf eine “SST-Anomalie” | 53 |
| 7.3.1. Studie mit dem “AtmId”-Modell | 53 |
| 7.3.2. Studie mit explizit berechneten mittleren Transporten | 55 |
| 8. Das gekoppelte System | 64 |
| 8.1. Die Wahl des horizontalen Vermischungsparameters für Impuls | 64 |
| 8.2. “Die ungeplante Eiszeit” | 65 |
| 8.3. Die Ergebnisse des gekoppelten Modells | 74 |
| 9. Variabilität der thermohalinen Zirkulation | 83 |
| 10. “Die geplante Eiszeit” | 100 |
| 11. Zusammenfassung | 108 |
| 11.1. Ausblick | 110 |
| A. Anhang | 115 |
| A.1. Empirische Orthogonalfunktionen | 115 |
| A.2. Kanonische Korrelationsanalyse | 116 |
| Literaturverzeichnis | 124 |

1. Einleitung

Als Erich der Rote im Jahr 981 Island wegen Totschlags verlassen mußte, entdeckte er ein bis dahin weitgehend unbekanntes Land im Nordatlantik. Er erforschte während seiner dreijährigen Verbannung die Süd- und Westküste dieser Insel und lockte nach seiner Rückkehr isländische Siedler in dieses Gebiet, indem er es als ein "grünes Land" anpries. Wahrscheinlich war diese Bezeichnung etwas übertrieben und diente eher als Werbetrick. Es ist allerdings sicher, daß das Klima Grönlands vor 1000 Jahren ungewöhnlich warm gewesen sein muß. Eine Flotte von 25 Schiffen folgte ihm, davon erreichten 14 ihr Ziel und brachten im Jahr 986 die ersten 500 Siedler an die Küsten Grönlands. Archäologische Funde aus diesem Gebiet zeigen, daß die ältesten Särge, Leichentücher und Leichen dieser Menschen von Pflanzenwurzeln durchwachsen waren. Der Boden an der Küste Grönlands taute zu dieser Zeit im Sommer offensichtlich auf. Im Laufe der Zeit wurden die Toten immer flacher bestattet, bald sogar aus Holzmangel ohne Särge und schließlich, vor mindestens 500 Jahren, fror der Boden endgültig zu (WEINER, 1986). Dieser traurige Ausgang der Kolonialgeschichte der Wikinger zeigt, daß selbst das relativ stabile Klima der letzten 10 000 Jahre leichten Schwankungen unterworfen war. Daten aus Eisbohrkernen beweisen hingegen, daß diese letzten 10 000 Jahre keinesfalls charakteristisch für das Erdklima sind. Es handelt sich vielmehr um die stabilste Periode der letzten 110 000 Jahre, und das Klima der Erde ist in längeren Zeitreihen eher von großskaligen, globalen und rasch aufeinanderfolgenden Schwankungen geprägt. Hauptaugenmerk heutiger Klimabetrachtungen liegt auf dem anthropogenen Einfluß auf das Klimasystem. Um Klimaszenarien zu entwickeln, ist es wichtig, die treibenden Mechanismen der natürlichen Klimaschwankungen zu verstehen.

Die Erde erhält durch solare Einstrahlung im Jahresmittel wesentlich mehr Energie am Äquator als in den Polargebieten. Dieser meridionale Gradient in der Einstrahlung ist zusammen mit der Erdrotation Ursache aller dynamischen Prozesse des Klimasystems. Die überschüssige Energie der Tropen wird in Gebiete umverlagert, in denen die Strahlungsbilanz negativ ist, das heißt in denen die thermische Abstrahlung größer ist als die solare Einstrahlung. Für diese Energietransporte verfügt die Erde über zwei Medien, den Ozean und die Atmosphäre. Während die Atmosphäre relativ schnell auf ungleiche Energieverteilungen reagiert, bewegt sich der Energietransport des Ozeans in charakteristischen Zeitskalen von Wochen bis zu Jahrhunderten. So kann der Ozean Wärme in einem Gebiet absorbieren, das gewärmte Oberflächenwasser dann durch Subduktion oder Tiefenkonvektion in tiefere Schichten bringen und die Wärme erst mehrere tausend Kilo-

meter weiter und Jahrhunderte später wieder an die Atmosphäre abgeben. Der Wärmetransport erfolgt durch ozeanische Strömungen, die eine zwischenjährliche Variabilität vorweisen, was ein Auslöser für natürliche Klimaschwankungen sein kann. Außerdem liegt die Annahme nah, daß großskalige Veränderungen der ozeanischen Zirkulation eine der Ursachen von langfristigen Klimaschwankungen der Vergangenheit war (BROECKER, 1991).

Einer der effektivsten Mechanismen des meridionalen Wärmetransports im Ozean ist die thermohaline Zirkulation (THC). Im Gegensatz zu den windgetriebenen Strömungen des Ozeans wird die thermohaline Zirkulation durch Dichtegradienten getrieben und erstreckt sich von der Wasseroberfläche bis zur Tiefsee. Sie umfaßt großskalige Strömungssysteme, die über den Südlichen Ozean miteinander verbunden sind (siehe SCHMITZ (1996) für eine globale Übersicht). In der vorliegenden Arbeit wird der Schwerpunkt auf die nordatlantische thermohaline Zirkulation gelegt. Ein Teil des über dem Nordatlantik verdunsteten Wassers wird in der Atmosphäre mit den Passatwinden über das flache Mittelamerika transportiert. Dort wird es durch Kondensation und Regen dem Pazifik zugeführt. Dieser atmosphärische Feuchtetransport ist einer der Gründe, weshalb der Nordatlantik wesentlich salzreicher ist als der Nordpazifik. Das salzreiche subtropische Atlantikwasser fließt nordostwärts und speist den Nordatlantischen und Norwegischen Strom. Dabei durchquert es die mittleren Breiten des Nordatlantiks, in denen der Netto-Niederschlag (Niederschlag minus Verdunstung) positiv ist, so schnell, daß der Oberflächensalzgehalt nur wenig abnimmt. Durch Abkühlung gewinnt diese salzreiche Wassermasse an Dichte, und es kommt zu Tiefenkonvektion. Nach TOMCZAK UND GODFREY (1994) wird die heutige Bildungsrate von Nordatlantischem Tiefenwasser auf $15 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ geschätzt. Das Nordatlantische Tiefenwasser wird dann entlang des amerikanischen Kontinentalabhangs durch den tiefen westlichen Randstrom in Richtung Süden transportiert.

Paläoklimatische Studien zeigen, welchen beachtlichen Einfluß die Stärke der THC auf das globale Klima hat. Während der Eiszeiten gab es wiederholte Einbrüche in der Bildung von Nordatlantischem Tiefenwasser, was zu abrupten Klimaschwankungen in der Nordatlantischen Region führte (BROECKER, 1991). Es ist demnach von Interesse, die stabilisierenden und destabilisierenden Mechanismen der THC zu untersuchen.

Der meridionale Salztransport der THC ist ein weitgehend selbsterhaltender Faktor. Durch das schnelle Durchqueren der mittleren Breiten bleibt der Salzgehalt hoch. Dadurch bildet sich vermehrt Tiefenwasser, was wiederum ein schnelles Durchqueren der mittleren Breiten von nachfolgenden Wassermassen an der Oberfläche verursacht. Der meridionale Wärmetransport hat dagegen einen negativen Rückkopplungseffekt. Eine starke THC bewirkt wärmere Oberflächentemperaturen der Wassermassen in den Absinkgebieten. Durch die höheren Temperaturen vermindert sich die Dichte dieser Wassermassen, was einen stabilisierenden Effekt auf die Wassersäule hat. Die Konsequenz ist eine Abschwächung der THC (siehe z.B. WEAVER ET AL. (1993); LOHMANN ET AL. (1996); RAHMSTORF (1999)).

Die Rückkopplungen zwischen THC und Atmosphäre sind wesentlich komplizierter. Relativ kleine Einträge von Süßwasser an der Meeresoberfläche können in den Absinkgebieten des Nordatlantiks die Wassersäule stabilisieren und die Konvektion schwächen oder sogar verhindern (vergleiche z.B. MANABE UND STOUFFER (1997)). Eine Abschwächung der THC führt zu einem verminderten meridionalen Wärmetransport des Ozeans und bewirkt somit unter anderem einen Rückgang der Lufttemperaturen in der nordatlantischen Region. Die atmosphärischen Wärme- und Feuchtetransporte sowie der Wärmefluß am Wasser-Luftübergang reagieren sehr stark auf Anomalien in der Lufttemperatur. Änderungen in den atmosphärischen Wärme- und Feuchtetransporten ziehen wiederum Anomalien in der Lufttemperatur nach sich, es handelt sich hier um eine Rückkopplung. Eine Variation der Feuchtetransporte und der Lufttemperatur beeinflusst ausserdem den Niederschlag und die Verdunstung in den betroffenen Gebieten und ändert so den Süßwassereintrag an der Ozeanoberfläche. Andererseits führen Anomalien der Lufttemperatur zu Abschmelzen oder Neubildung von Inland- und Meereis oder zu einer Verlagerung des Meereises. Dieses hat wiederum einen Einfluß auf die Süßwassereinträge an der Wasseroberfläche, aber auch auf die Wärmeflüsse am Wasser-Luftübergang und die lokale Oberflächenalbedo. Die Reaktionen sind komplex, und es ist nicht trivial, anhand der vielfältigen negativen und positiven Rückkopplungen einen dominierenden Mechanismus zu bestimmen.

Es ist demnach von Interesse, die Rückkopplungen zwischen Atmosphäre, Meereis und Ozean über längere Zeitskalen näher zu betrachten. Dabei wird in dieser Arbeit der Schwerpunkt auf die langfristige Variabilität der thermohalinen Zirkulation gelegt. Zu diesem Zweck wurde ein Energie- und Feuchtebilanzmodell entwickelt, das mit einem rein thermodynamischen Eismodell an ein Ozeanmodell gekoppelt ist.

In Kapitel 2 wird eine kurze Einführung in numerische Klimamodelle gegeben. Hierbei wird der Schwerpunkt auf bereits existierende einfache Atmosphärenmodelle gelegt. Die Theorie und Konfiguration der in der vorliegenden Arbeit entwickelten Modelle wird in den Kapiteln 3 und 4 beschrieben, weiterhin gibt Kapitel 5 eine kurze Übersicht über die Theorie und Konfiguration des Ozeanmodells. Mit der Kopplung der drei Modellmodule befaßt sich das Kapitel 6. In Kapitel 7 werden Ergebnisse des ungekoppelten Atmosphärenmodells im Gleichgewicht vorgestellt. Außerdem wird in diesem Kapitel anhand einer Sensitivitätsstudie auf die Grenzen des Atmosphärenmodells hingewiesen. Welchen Einfluß die Topographie des Ozeanmodells auf die Ergebnisse des gekoppelten Systems haben kann, wird in Kapitel 8 gezeigt. Des weiteren werden die Ergebnisse des gekoppelten Atmosphären-, Meereis-, Ozeanmodells in diesem Kapitel beschrieben und analysiert. Der Gleichgewichtszustand des gekoppelten Systems unterliegt Variabilitäten, die in Kapitel 9 untersucht werden. In Kapitel 10 wird die Reaktion des gekoppelten Systems auf eine Speicherung von Süßwasser in Form von Inlandeis analysiert.

2. Von GCMs, SDMs und EBMs

Es ist zur Zeit unmöglich, ein exaktes Modell für eine der Klimakomponenten Atmosphäre, Ozean oder Meereis zu erstellen; allein in der Atmosphäre müßten hierfür die Position und der Impuls von ungefähr 10^{44} Molekülen zu jedem Zeitpunkt berechnet werden. Als Alternative bleibt nur eine Aufspaltung der Atmosphäre, des Ozeans oder des Meereises in makroskopische, diskrete Elemente mit meßbaren Eigenschaften wie Temperatur, Dichte, Geschwindigkeit usw. Zustand und Wechselwirkungen dieser Elemente unterliegen physikalischen Gesetzen, die mit Hilfe numerischer Modelle beschrieben werden können. Außerdem finden auch kleinskalige physikalische Prozesse innerhalb dieser Elemente statt, die Auswirkungen auf die großskaligen Verteilungen der Eigenschaften haben können. Diese Vorgänge und deren Auswirkungen müssen anhand der großflächigen Verteilungen parametrisiert oder als von den großflächigen Eigenschaften unabhängige Konstanten geschätzt werden. Die existierenden Klimamodelle unterscheiden sich in der Position ihrer Grenze zwischen den parametrisierten und den berechneten physikalischen Vorgängen. Sie schließen immer einen Kompromiß zwischen der Anzahl berücksichtigter Phänomene und dem benötigten Rechenaufwand.

“General Circulation Models” (GCMs) sind die zur Zeit komplexesten Modelle dieser Art. Sie haben eine sehr kleinskalige räumliche Auflösung und berücksichtigen die Erhaltungssätze der Thermo- und Hydrodynamik. In dieser Studie wurde mit einem “Ocean General Circulation Model” (OGCM) des “Geophysical Fluid Dynamic Laboratory” (GFDL) gerechnet. Es handelt sich hierbei um das “Modular Ocean Model, Version 2, 1995”.

Um Rückkopplungseffekte innerhalb des gesamten Klimasystems und somit auch zwischen Ozean und Atmosphäre zu verstehen, sollte das OGCM mit einem Atmosphärenmodell gekoppelt werden.

Die besten Ergebnisse werden hier von GCMs der Atmosphäre (AGCMs) erzielt. Als Beispiele für Modellläufe mit gekoppelten GCMs seien hier die Arbeiten von WASHINGTON ET AL. (1980) und MANABE UND STOUFFER (1997) aufgeführt. Die Integrationszeit solcher gekoppelter GCMs ist allerdings so hoch, daß Studien über lange Zeiträume unmöglich sind. Außerdem ist bei einer Kopplung zweier GCMs meistens eine künstliche und physikalisch unberechtigte Flußkorrektur am Wasser-Luftübergang nötig, um eine Klimadrift der Modelle zu vermeiden.

Um den Rechenaufwand zu minimieren, entwickelten KLEEMAN UND POWER (1995)

ein einfaches Modell der Grenzschicht der Atmosphäre zur Berechnung der Oberflächenflüsse am Wasser-Luftübergang. Dieses Modell ist für Studien von Rückkopplungen bei "SST-Anomalien" gut geeignet. "SST" ist die gängige Abkürzung für Wasseroberflächentemperatur (Sea Surface Temperature), eine "SST-Anomalie" beschreibt eine von der Klimatologie abweichende Temperaturverteilung. Das Modell von KLEEMAN UND POWER (1995) kommt für paläoklimatische Studien allerdings nicht in Betracht, da die Temperatur in den höheren Atmosphärenschichten vorgegeben ist. Ein anderer Ansatz ist bei einfachen, advektiven Atmosphärenmodellen gegeben. Als Beispiel sei hier die Studie von LUKSCH UND VON STORCH (1992) aufgeführt. Dieses Modell wird mit klimatologischen Daten angetrieben und ist somit auch auf Experimente im heutigen Klima begrenzt. Auch SEAGER ET AL. (1995) modellieren die erste Schicht der Atmosphäre anhand eines advektiven Modells mit expliziter Berechnung der Feuchtetransporte.

Eine weitere Art einfacher Atmosphärenmodelle sind die "Statistisch-Dynamischen Modelle" (SDMs). Sie prognostizieren zeitlich und räumlich gemittelte Felder. Eine Übersicht dieser Modelle gibt SALTZMAN (1978). VALLIS (1982) entwickelte ein zonal gemittelttes SDM mit hydrologischem Zyklus. Das Atmosphärenmodell von PETOUKHOV UND GANOPOLSKI (1994) gleicht in seiner Komplexität fast einem GCM, kann aber mit grossen Zeitschritten und großskaliger Auflösung rechnen, da alle physikalischen Vorgänge synoptischer Größenordnung nicht explizit aufgelöst sondern parametrisiert werden.

Die heute wohl am meisten verbreitete Klasse von einfachen Atmosphärenmodellen sind die Energie-Bilanz-Modelle (EBMs). Sie wurden zuerst von BUDYKO (1969) und SELLERS (1969) entwickelt. Diese beiden Modelle beruhen auf zonal gemittelten Energie-Erhaltungssätzen und vernachlässigen den Wasserkreislauf der Atmosphäre. Obwohl die Parametrisierungen von Strahlung und Transport dieser beiden Modelle stark voneinander abweichen, ist das heutige Klima bei beiden Modellen eines der möglichen stabilen Gleichgewichte. Außerdem weisen beide Modelle eine starke Sensitivität des Klimas bei Änderung der Solarkonstante auf. Eine gute Übersicht der Theorie und Ergebnisse dieser einfachen EBMs geben NORTH ET AL. (1981). Sensitivitätsstudien der Parametrisierungen anhand von Ergebnissen eines GCMs wurden von COAKLEY UND WIELICKI (1979) durchgeführt.

Aufbauend auf diesen Modellen wurden in einem nächsten Schritt zweidimensionale EBMs ohne Wasserkreislauf entwickelt (PIERCE ET AL., 1996). Da der Süßwassereintrag in Absinkgebieten einen großen Einfluß auf die THC und somit auf das globale Klima hat, wurden parallel EBMs mit expliziter Berechnung der Feuchtetransporte entwickelt. Genannt seien hier das eindimensionale Energie- und Feuchtebilanzmodell (EFBM) von LOHMANN (1996) und das zweidimensionale, zweischichtige EBM von WEBER (1998) mit einer Feuchtebilanz in der ersten Schicht. Weiterhin hat JENTSCH (1991) ein eindimensionales EBM mit expliziter Behandlung des hydrologischen Zyklus und dessen Auswirkung auf die Strahlungsparameter entwickelt. Alle drei Modelle sind jedoch nur über Ozeanbecken definiert. Das erste zweidimensionale EFBM mit Landflächen wurde von FANNING UND WEAVER (1996) vorgestellt.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein zweidimensionales EFBM entwickelt, das sowohl Temperatur als auch Feuchte prognostisch berechnet. Es unterscheidet zwischen Land- und Wasserbedeckung und rechnet mit einem Jahreszyklus in der kurzwelligen Einstrahlung. Rückkopplungen der Biosphäre werden nicht berücksichtigt, die Albedo über Landflächen ist nur von Eis- oder Schneebedeckung abhängig. Trotz seiner Einfachheit und seiner sehr groben Auflösung werden die wichtigsten Rückkopplungen wie Änderungen der Wärme- und Feuchtetransporte sowie der Oberflächenalbedo berücksichtigt.

Für die dritte Klimakomponente, das Meereis, wurde ein rein thermodynamisches Meereismodell entwickelt. Es ist für die Darstellung grober Feedbacks ausreichend, und der Rechenaufwand ist verschwindend gering. In einer späteren Version wäre die Kopplung an ein advektives Meereismodell allerdings ein interessanter Schritt. Ein möglicher Kandidat hierfür ist das Modell von HARDER (1996).

3. Das Atmosphärenmodell

3.1. Einleitung

In diesem Kapitel wird die atmosphärische Komponente des gekoppelten Atmosphäre-, Meereis-, Ozeanmodells vorgestellt. Es handelt sich um ein globales, zweidimensionales Modell, das sowohl energie- als auch feuchteerhaltend ist. Die horizontale Auflösung entspricht 10×10 Grad, die Modellgleichungen sind vertikal integriert. Temperatur und Feuchte werden prognostisch berechnet; außerdem werden die mit Wirbeln verbundenen Wärme- und Feuchte Transporte als diffusive Flüsse parametrisiert. Das Atmosphärenmodell berechnet die Wärme- und Süßwasserflüsse an der Ozeanoberfläche. Alle Gleichungen der folgenden Absätze sind in Druckkoordinaten formuliert, deswegen wird im ersten Absatz dieses Kapitels das Druckkoordinatensystem beschrieben. Weiterhin werden häufig verwendete Konstanten definiert und der Massenerhaltungssatz erläutert. In den Absätzen 3.3 und 3.4 werden zwei grundlegende Gleichungen zur Energie- und Feuchtebilanz hergeleitet. Der Abschnitt 3.5 beschäftigt sich mit der Parametrisierung der atmosphärischen Transporte, und in 3.6 werden die Quellen und Senken der Energie- und Feuchtebilanzgleichungen an den Atmosphärenrändern vorgestellt. Das Tuning wird in 3.7 behandelt, weiterhin werden an dieser Stelle die beim Tuning bestimmten Parameter analysiert. In Absatz 3.8 wird eine kurze Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen des Modells gegeben und die Numerik beschrieben.

3.2. Allgemeine Annahmen und Definitionen

Bei der Betrachtung großskaliger Phänomene kann die Atmosphäre als hydrostatisch im Gleichgewicht angesehen werden (PEIXOTO UND OORT, 1992). Der vertikale Druckgradient dp/dz balanciert dann die Schwerkraft $\rho_{air}g$ (ρ_{air} ist die Dichte der Luft, g die Erdbeschleunigung), so daß $dp = -\rho_{air}gdz$ gilt. Das Kugelkoordinatensystem (λ, ϕ, z) , wobei λ der Längengrad, ϕ der Breitengrad und z die Höhe ist, kann somit durch ein Druckkoordinatensystem (λ, ϕ, p) ersetzt werden. Als vertikale Geschwindigkeit wird in diesem Koordinatensystem $\omega = \frac{dp}{dt}$ definiert. Aus dem Massenerhaltungssatz folgt in isobaren Koordinaten:

$$\nabla_p \cdot u_h + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \tag{3.1}$$

wobei u_h das horizontale Geschwindigkeitsfeld ist und ∇_p für den horizontalen Gradienten bei $p = \text{const.}$ steht. Diese Gleichung ähnelt der Divergenzfreiheit, obwohl keine Annahme zur Inkompressibilität gemacht wurde. Außerdem gilt für jedes Skalarfeld α : $v \cdot \nabla \alpha = \nabla(v\alpha) - \alpha \nabla v$. In Druckkoordinaten und unter Berücksichtigung der Gleichung (3.1) reduziert sich dieser Satz auf:

$$u_h \cdot \nabla_p \alpha + \omega \frac{\partial \alpha}{\partial p} = \nabla_p \cdot (u_h \alpha) + \frac{\partial(\omega \alpha)}{\partial p} \quad (3.2)$$

Alle Gleichungen in den folgenden Absätzen sind in Druckkoordinaten geschrieben, weiterhin steht die Schreibweise ∂_x für $\frac{\partial}{\partial x}$. Es wird außerdem festgelegt, daß die Wärmekapazität der Luft, $C_p = 1004 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, die Verdampfungswärme von Wasser, $L_v = 2.5 \cdot 10^6 \text{ Jkg}^{-1}$, sowie die Dichte der Luft in der feuchteenthaltenden Schicht, $\rho_{air} = 1.255 \text{ kgm}^{-3}$, konstant sind. Eine Auflistung aller konstanten Parameter des Modells befindet sich am Ende des Kapitels 3.7 in der Tabelle 3.1.

3.3. Die Wasserbilanz der Atmosphäre

Innerhalb der Atmosphäre tritt Wasser in den drei Aggregatzuständen Dampf, flüssiges Wasser und Eis auf. Die Eiskristalle der Luft werden in der vorliegenden Arbeit nur indirekt bei der Bestimmung der Wolkenalbedo berücksichtigt, in der Wasserbilanz werden sie vernachlässigt. Die Luft setzt sich demnach in erster Näherung aus Wasserdampf q_v , Wolkenwasser q_w und trockener Luft q_d zusammen, wobei q_i die Konzentration in kg i pro kg Luft bezeichnet ($q_v + q_w + q_d = 1$). Die Phasenübergänge Kondensation zu Wolkenwasser c und Verdunstung zu Wasserdampf e sind lokale Senken und Quellen $Q_{L,atm}$ innerer Energie:

$$Q_{L,atm} = L_v(c - e) \quad (3.3)$$

Zu der Wasserbilanz der Atmosphäre tragen weiterhin die Verdunstung von Oberflächenwasser E sowie Regen oder Schnee P als untere Randbedingung bei (vergleiche Abbildung 3.1).

Die lokale Massenerhaltung von Wasserdampf lautet in Druckkoordinaten:

$$\partial_t q_v + u_h \cdot \nabla_p q_v + \omega \partial_p q_v = e - c - \nabla \cdot J_v \quad (3.4)$$

wobei q_v die Luftfeuchte in kg Wasserdampf pro kg Luft ist. Neben den advektiven Flüssen können auch andere Flüsse, z.B. durch Diffusion, auftreten; diese sind im Term J zusammengefaßt. Mit den vertikalen advektiven Transporten am Wasser-Luftübergang definieren sie die Quellen und Senken am unteren Rand der Atmosphäre. Die lokalen Massenerhaltungen von Wolkenwasser und von trockener Luft können folgendermaßen in Druckkoordinaten beschrieben werden:

$$\partial_t q_w + u_h \cdot \nabla_p q_w + \omega \partial_p q_w = c - e - \nabla \cdot J_w \quad (3.5)$$

$$\partial_t q_d + u_h \cdot \nabla_p q_d + \omega \partial_p q_d = -\nabla \cdot J_d \quad (3.6)$$

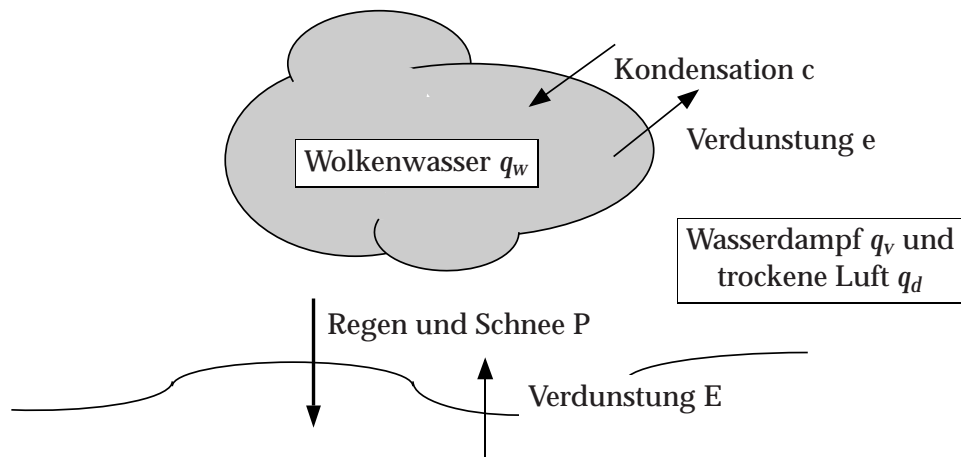


Abbildung 3.1.: Wasserbilanz der Atmosphäre

J_w und J_d stehen hier für die diffusiven Flüsse von Wolkenwasser bzw. trockener Luft.

Unter Berücksichtigung von (3.2) und der Tatsache, daß es in diesem Modell keinen Massenaustausch am Außenrand der Atmosphäre gibt, folgt nach vertikaler Integration der Gleichungen (3.4), (3.5) und (3.6) über die gesamte Luftsäule:

$$\int \frac{dp}{g} \partial_t q_v + \int \frac{dp}{g} \nabla_p \cdot (u_h q_v) = \frac{\omega(p_0) q_v(p_0)}{g} + \int \frac{dp}{g} (e - c) + J_{v,p}(p_0) \quad (3.7)$$

$$\int \frac{dp}{g} \partial_t q_w + \int \frac{dp}{g} \nabla_p \cdot (u_h q_w) = \frac{\omega(p_0) q_w(p_0)}{g} + \int \frac{dp}{g} (c - e) + J_{w,p}(p_0) \quad (3.8)$$

$$\int \frac{dp}{g} \partial_t q_d + \int \frac{dp}{g} \nabla_p \cdot (u_h q_d) = \frac{\omega(p_0) q_d(p_0)}{g} + J_{d,p}(p_0) \quad (3.9)$$

Hierbei wurden die horizontalen Komponenten der diffusiven Flüsse vernachlässigt; $J_{i,p}$ beschreibt die vertikale Komponente des diffusiven Flusses J_i . Die Randbedingungen an der Unterseite der Atmosphäre ($p_0 = 1000 \text{ hPa}$) schreiben für den Wasserdampf eine Quelle E und für das Wolkenwasser eine Senke P vor:

$$\frac{\omega(p_0) q_v(p_0)}{g} + J_{v,p}(p_0) = E \quad (3.10)$$

$$\frac{\omega(p_0) q_w(p_0)}{g} + J_{w,p}(p_0) = -P \quad (3.11)$$

$$\frac{\omega(p_0) q_d(p_0)}{g} + J_{d,p}(p_0) = 0 \quad (3.12)$$

Flüssigwasser-Wolken sind meist auf die unteren 4 bis 6 km in der Atmosphäre der mittleren Breiten und der Tropen beschränkt. Sie verdunsten zum größten Teil wieder, bevor sich genügend große Tröpfchen bilden können, die als Regen ausfallen. Diese Wolken besitzen eine relativ geringe durchschnittliche Lebensdauer, die horizontalen Transporte

von Wolkenwasser können also vernachlässigt werden. Im stationären Zustand reduziert sich die vertikal integrierte Massenerhaltung von Wolkenwasser (3.8) zu

$$P = \int \frac{dp}{g} (c - e) \quad (3.13)$$

Das vertikale Integral von (3.3) beträgt unter Berücksichtigung von (3.13):

$$\int \frac{dp}{g} Q_{L,atm} = L_v P \quad (3.14)$$

Die Summe der lokalen Quellen und Senken innerer Energie als Folge von Phasenumwandlung innerhalb einer Luftsäule ist demnach im stationären Zustand identisch mit der bei der Kondensation vom Niederschlag freigesetzten Energie.

Der vertikal integrierte Massenerhaltungssatz von Wasserdampf (3.7) schreibt sich unter Berücksichtigung der Randbedingung (3.10) und der Massenerhaltung für Wolkenwasser (3.13):

$$\int \frac{dp}{g} \partial_t q_v + \int \frac{dp}{g} \nabla_p \cdot (u_h q_v) = E - P \quad (3.15)$$

Mehr als 50% des Wasserdampfs befindet sich unterhalb der 850 hPa-Isobare der Atmosphäre, mehr als 90% unterhalb der 500 hPa-Isobare (PEIXOTO UND OORT, 1992). Die Gleichung (3.15) kann demnach in guter Näherung anstatt über die gesamte Luftsäule, nur bis zu einer Referenzhöhe integriert werden. Die Wahl der Referenzhöhe bestimmt die Größe des Wasserspeichers der Atmosphäre. Ist das Modell im Gleichgewicht, gehen nur noch die Fluktuationen des Wasseranteils einer Luftsäule in die prognostischen Gleichungen ein. Die Größe des Wasserspeichers spielt lediglich eine Rolle in der Einschwingphase des Modells und hat auf den stationären Zustand der Atmosphäre keinen Einfluß. Aus numerischer Sicht bestimmt die Referenzhöhe demnach eine Zeitkonstante während der Einschwingphase des Modells ins Gleichgewicht.

Die Stärke des Niederschlags innerhalb einer Gitterbox ist allerdings in der Einschwingphase von der Referenzhöhe abhängig (die Parametrisierung des Niederschlags wird in Absatz 3.6.4 näher erklärt). Da die Zeitskalen der Atmosphäre jedoch wesentlich geringer sind als die des Ozeans, sind die Änderungen des Süßwasserflusses in der Einschwingphase des Atmosphärenmodells vernachlässigbar. Insofern hat die Wahl der Referenzhöhe nur einen sehr geringfügigen Einfluß auf die Ergebnisse von gekoppelten Experimenten.

Nach FANNING UND WEAVER (1996) wird hier $H_q = 1800 \text{ m}$ als Referenzhöhe gewählt. Die Feuchtebilanzgleichung des Atmosphärenmodells lautet demnach:

$$H_q \rho_{air} \partial_t q_v + \int \frac{dp}{g} \nabla_p \cdot (u_h q_v) = E - P \quad (3.16)$$

Dieses ist die prognostische Gleichung des Atmosphärenmodells zur Berechnung der mittleren Luftfeuchte über den Bereich Boden-Referenzhöhe.

3.4. Die Energiebilanz der Atmosphäre

Für die potentielle und innere Energie der Atmosphäre gibt es nur eine interne Quelle bzw. Senke $Q_{L,atm}$. Weitere Energiequellen bzw. -senken befinden sich an den Rändern des Systems. Es handelt sich hier um die Nettostrahlung am Außenrand Q_R^t , welche die kurzwellige Einstrahlung, die thermische Abstrahlung und die kurzwellige Rückstrahlung umfaßt. Des weiteren treten am Wasser- oder Eis-Luftübergang der sensible Wärmefluß Q_S und die Nettostrahlung an der Unterseite der Atmosphäre Q_R^b auf. Für Q_R^t und Q_S repräsentieren positive Wärmeflüsse einen Fluß in die Atmosphäre, wohingegen Q_R^b von der Atmosphäre in den Ozean positiv definiert ist.

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik für die Atmosphäre kann in Druckkoordinaten folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\partial_t(C_p T_a) + u_h \cdot \nabla_p(C_p T_a) + \omega \partial_p(C_p T_a) = Q_{L,atm} + \frac{RT_a}{p} \omega - \nabla \cdot J_e$$

wobei T_a die Lufttemperatur und R das Produkt der Gaskonstante und des Molekulargewichts der Luft ist. Weiterhin steht J_e für alle nichtadvektiven Energieflüsse, wie z.B. den Strahlungstransport und den diffusiven Wärmefluß.

Diese Gleichung ergibt vertikal integriert über die Atmosphäre unter Berücksichtigung der Gleichung (3.2):

$$\int \frac{dp}{g} C_p \partial_t T_a + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a) = C_p \frac{\omega(p_0) T_a(p_0)}{g} + \int \frac{dp}{g} Q_{L,atm} + \int \frac{dp}{g} \frac{RT_a}{p} \omega - \left[J_{e,p}(p) \right]_{p=p_0}^{p=0}$$

Die horizontalen Komponenten von J_e wurden hierbei vernachlässigt. Durch die Randbedingungen am Außenrand der Atmosphäre und am Wasser-Luftübergang gilt:

$$\begin{aligned} C_p \frac{\omega(p_0) T_a(p_0)}{g} + J_{e,p}(p_0) &= Q_S - Q_R^b \\ J_{e,p}(p=0) &= -Q_R^t \end{aligned}$$

Die Variation der gesamten potentiellen Energie einer Luftsäule ist sehr klein im Vergleich zu den Änderungen der inneren Energie. Der Term $\int \frac{dp}{g} \frac{RT_a}{p} \omega$ kann demnach vernachlässigt werden. Außerdem werden die vertikal integrierten Quell- und Senkterme als Folge von Phasenumwandlung mit (3.14) ausgedrückt:

$$\int \frac{dp}{g} C_p \partial_t T_a + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a) = Q_R^t - Q_R^b + Q_S + L_v P \quad (3.17)$$

Der Massenerhaltungssatz für Wasserdampf (3.15) kann auch in Form eines Energieerhaltungssatzes für latente Wärme formuliert werden, da die Verdampfungswärme L_v konstant ist:

$$\int \frac{dp}{g} L_v \partial_t q_v + \int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (u_h q_v) = L_v (E - P) \quad (3.18)$$

Die Addition von (3.17) und (3.18) ergibt folgende thermodynamische Energiegleichung:

$$\int \frac{dp}{g} (C_p \partial_t T_a + L_v \partial_t q_v) + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a) + \int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (u_h q_v) = Q_R^t - Q_R^b + Q_S + L_v E$$

Das vertikal integrierte Modell berechnet $\int \frac{dp}{g} C_p \partial_t T_a$ prognostisch. Da die Wärmekapazität der Luft C_p in dieser Studie als räumlich konstant angenommen wird, sagt das Modell die vertikal integrierte Atmosphärentemperatur voraus. Wegen der Abhängigkeit der Oberflächenflüsse von der Oberflächentemperatur $T_a(p_0)$, muß eine Abschätzung von $T_a(p_0)$ als Funktion der vertikal integrierten Temperatur eingeführt werden. In Konvektionszonen hängt der vertikale Temperaturgradient hauptsächlich von der Oberflächentemperatur ab. In Regionen, in denen barokline Instabilitäten vorherrschen, das heißt in den mittleren Breiten, ist der Gradient eher unabhängig von Oberflächentemperaturschwankungen. Viele Energiebilanzmodelle vernachlässigen diese Abhängigkeit des vertikalen Temperaturgradienten in ihrer Energiebilanz (NORTH, 1975; FANNING UND WEAVER, 1996).

LOHMANN (1996) bezieht sich auf die Theorie von RENNICK (1977) und die empirische Formel von CHEN ET AL. (1995), um die vertikal integrierte Temperatur an die Oberflächentemperatur zu koppeln. Dabei wird anhand der Oberflächentemperatur entschieden, ob es sich um eine Konvektionszone oder um ein Gebiet in den mittleren Breiten handelt:

$$\int \frac{dp}{g} T_a(p) = \beta_1 T_a(p_0) + \gamma_1 \quad (3.19)$$

$$\beta_1 = \begin{cases} 5708 \text{ kg m}^{-2} & T_a(p_0) \geq 275 \text{ K} \\ 3966 \text{ kg m}^{-2} & T_a(p_0) < 275 \text{ K} \end{cases} \quad \gamma_1 = \begin{cases} 945300 \text{ K kg m}^{-2} & T_a(p_0) \geq 275 \text{ K} \\ 1424350 \text{ K kg m}^{-2} & T_a(p_0) < 275 \text{ K} \end{cases}$$

Hieraus folgt für die zeitlichen Veränderungen der vertikal integrierten Temperatur $\delta \int \frac{dp}{g} T_a(p)$:

$$\delta \int \frac{dp}{g} T_a(p) = \beta_1 \delta T_a(p_0)$$

Außerdem stellt LOHMANN (1996) basierend auf drei empirischen Formeln (dem vertikalen Gradienten der Lufttemperatur (RENNICK, 1977), der Clausius-Clapeyron Gleichung (BOLTON, 1980) und der vertikalen Verteilung relativer Luftfeuchte (MANABE UND WETHERALD, 1967)) eine ähnliche Beziehung für die Veränderung der vertikal integrierten Luftfeuchte auf ($T_a(p_0)$ in K):

$$\delta \int \frac{dp}{g} q_v(T_a, p) = \beta_2 \delta T_a(p_0) \quad (3.20)$$

$$\text{mit } \beta_2 = T_a(p_0)^{-2} \exp\left(\frac{-5222.71}{T_a(p_0) + 30.0989}\right)$$

Diese Formel gilt nur bei gesättigter Luftfeuchte an der Oberfläche. Über Kontinenten kann die relative Luftfeuchte wesentlich geringer sein, und β_2 ist somit kleiner. Ein Skalenvergleich von $C_p\beta_1$ und $L_v\beta_2$ zeigt, daß die Veränderung der Energie durch Phasenwechsel in der Gesamtenergiebilanz vernachlässigt werden kann ($L_v\beta_2 \simeq 10^{-13} \text{ Jm}^{-2} \text{ K}^{-1}$, $C_p\beta_1 \simeq 10^3 \text{ Jm}^{-2} \text{ K}^{-1}$).

Die Energiebilanzgleichung für das Atmosphärenmodell kann demnach folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$C_p\beta_1\partial_t T_a(p_0) + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a) + \int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (u_h q_v) = Q_R^t + F_{oa} \quad (3.21)$$

F_{oa} faßt den Wärmefluß am Unterrand der Atmosphäre zusammen ($F_{oa} = -Q_R^b + Q_S + L_v E$). In Kapitel 3.6 wird die Parametrisierung dieses Wärmeflusses je nach Wasser- oder Eisbedeckung näher erläutert. Der Wärmeaustausch über Landflächen wird in diesem Modell nicht berücksichtigt, da die Verdunstung über Landflächen in der prognostischen Gleichung bereits in den Termen der mittleren Wärmetransporte enthalten ist (eine nähere Erklärung zu diesem Punkt wird in den Absätzen 3.6.4 und 3.7.3 gegeben). Bei der Gleichung (3.21) handelt es sich um die zweite prognostische Gleichung des Atmosphärenmodells. Sie dient zur Berechnung der vertikal integrierten Lufttemperatur.

3.5. Die atmosphärischen Transporte

Die horizontalen Wärmetransporte der Atmosphäre werden durch unterschiedliche physikalische Phänomene verursacht. Sie können sowohl durch turbulente Prozesse als auch durch die mittlere Zirkulation hervorgerufen werden. Um zwischen diesen Transportmechanismen zu unterscheiden, wird hier eine Aufteilung der Wärmedivergenz in einen turbulenten und in einen zeitlich gemittelten Anteil vorgenommen. Die horizontale Divergenz der Wärmetransporte einer Luftsäule wird in (3.21) folgendermaßen ausgedrückt:

$$\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a) + \int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (u_h q_v)$$

Jede Variable x kann in einen zeitlich gemittelten Teil \bar{x} und dessen Abweichung x' von diesem Mittel aufgeteilt werden: $x = \bar{x} + x'$. Angewendet auf die Variablen T_a und u_h ergibt sich:

$$\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a) = \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot ((\bar{u}_h + u'_h)(\bar{T}_a + T'_a))$$

In einer klimatologischen Studie wird nur die zeitlich gemittelte Komponente der Wärmedivergenz berücksichtigt:

$$\begin{aligned} \overline{\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a)} &= \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{\bar{u}_h \bar{T}_a}) + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u'_h \bar{T}_a}) \\ &\quad + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{\bar{u}_h T'_a}) + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u'_h T'_a}) \end{aligned}$$

Wegen $\overline{\bar{x}\bar{y}} = \bar{x} \cdot \bar{y} = 0$ und $\overline{\bar{x}\bar{y}} = \bar{x} \cdot \bar{y}$ folgt

$$\overline{\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (u_h T_a)} = \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\bar{u}_h \bar{T}_a) + \int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u'_h T'_a}) \quad (3.22)$$

Die gleiche Entwicklung wird für die Divergenz latenter Wärmetransporte durchgeführt:

$$\overline{\int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (u_h q_v)} = \int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (\bar{u}_h \bar{q}_v) + \int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (\overline{u'_h q'_v}) \quad (3.23)$$

Die zeitlichen Fluktuationen gehen in die zeitlich gemittelte Strömung ein und müssen bei klimatologischen Studien berücksichtigt werden. Solche Turbulenzen werden in der Atmosphäre als transiente Wirbel bezeichnet; sie werden durch barokline Instabilitäten hervorgerufen. Die Advektion sensibler und latenter Wärme kann in zwei Komponenten aufgespalten werden, die allgemein als "mittlere Transporte" und "transiente Wirbel" bekannt sind.

In Absatz (3.5.1) wird die Parametrisierung der transienten Wirbel beschrieben, Absatz (3.5.2) behandelt die mittleren Transporte.

3.5.1. Instabilität durch Konvektion

Die meistverbreitete thermische Instabilität ist die konvektive Instabilität. Sie vermischt vertikal Luftmassen, wenn die Atmosphäre an ihrer Basis erwärmt wird. Während eines adiabatischen Austauschs zweier fiktiver Luftpakete bei einer sogenannten "Deep Baroclinic Wave" (EADY, 1949) entsteht folgende Variation der potentiellen Energie (GREEN, 1979):

$$\Delta E_p = -\frac{m}{4} \left(\frac{gL}{\bar{\theta} N} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right)^2 \quad (3.24)$$

wobei m die Masse eines Luftpakets, L die charakteristische Länge der Schichtung, N die Brunt-Väisälä-Frequenz, $\bar{\theta}$ die mittlere potentielle Temperatur und $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}$ den horizontalen Temperaturgradienten bezeichnet. Die potentielle Energie wird in kinetische Energie umgesetzt, daraus folgt:

$$v = \frac{L}{2N} \frac{g}{\bar{\theta}} \left| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right| \quad (3.25)$$

v ist die Wurzel der mittleren quadratischen Windgeschwindigkeit der Turbulenzen. Sie ist proportional zum horizontalen Temperaturgradienten. Die Größe des gesamten thermischen Flusses beträgt $\bar{\theta} v$. Während des adiabatischen Austauschs bleibt die potentielle Temperatur jedes Luftpakets θ_1 bzw. θ_2 konstant:

$$\bar{\theta} v = (\theta_1 - \theta_2) v = -L \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} v$$

Mit (3.25) ergibt das:

$$\overline{\theta v} = -\frac{L^2}{2N} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \left| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right|$$

Der horizontale Wärmefluß $\overline{\theta v}$ ist proportional zum Quadrat $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \left| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right|$ des horizontalen Temperaturgradienten.

Diese Abhängigkeit wurde zuerst von GREEN (1970) und STONE (1972) beschrieben. HELD (1978) und BRANSCOME (1983) haben diese Theorie erweitert, indem sie eine weitere Klasse transienter Wirbel definieren, deren Abhängigkeit von $\overline{\theta v}$ zum horizontalen Temperaturgradienten in einer Fünferpotenz steht. Es handelt sich dabei um die sogenannten "Shallow Baroclinic Waves", die zuerst von CHARNEY (1947) beschrieben wurden. GLOVER (1996) bezieht beide Moden der transienten Wirbel in sein EBM ein und kommt zu dem Schluß, daß der Einfluß der "Shallow Baroclinic Waves" verschwindend klein gegenüber dem Wärmetransport durch "Deep Baroclinic Waves" ist. Die hier gewählte Parametrisierung wurde von STONE UND YAO (1990) anhand eines zwei- und eines dreidimensionalen Atmosphärenmodells geprüft.

In Anlehnung an diese Studien werden die turbulenten Wärmetransporte folgendermaßen parametrisiert:

$$\int \frac{dp}{g} C_P \overline{u'_h T'_a} = -C_P K_s(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p T_a \quad (3.26)$$

$K_s(\lambda)$ ist ein Breitengradabhängiger Koeffizient für den Transport sensibler Wärme.

Hieraus folgt die Parametrisierung der Divergenz sensibler Wärmetransporte, welche durch barokline Instabilität erzeugt werden und sich in der Bildung transienter Wirbel zeigen:

$$\int \frac{dp}{g} C_P \nabla_p \cdot (\overline{u'_h T'_a}) = -C_P \nabla_p (K_s(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p T_a) \quad (3.27)$$

Der Transport von Feuchte durch transiente Wirbel kann wie bei VALLIS (1982) analog zu dem Mechanismus des Transports sensibler Wärme erklärt werden. Es wird demnach hier angenommen, daß auch für die Feuchtetransporte die Gleichung (3.25) gilt. Die Advektion von Feuchte durch barokline Instabilitäten ist proportional zum horizontalen Temperatur- sowie zum Feuchtegradienten (VALLIS, 1982).

Der vertikal integrierte Feuchtefluß wird folgendermaßen ausgedrückt:

$$\int \frac{dp}{g} \overline{u'_h q'_v} = -K_L(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p q_v \quad (3.28)$$

wobei $K_L(\lambda)$ ein Breitengradabhängiger Koeffizient für den Feuchtetransport ist. Daraus folgt für die durch barokline Instabilität hervorgerufene Divergenz der Feuchtetransporte:

$$\int \frac{dp}{g} \nabla_p \cdot (\overline{u'_h q'_v}) = -\nabla_p (K_L(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p q_v) \quad (3.29)$$

Die durch transiente Wirbel hervorgerufene Divergenz der latenten Wärmetransporte wird derart parametrisiert:

$$\int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (\overline{u'_h q'_v}) = -L_v \nabla_p (K_L(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p q_v) \quad (3.30)$$

$K_S(\lambda)$ und $K_L(\lambda)$ sind anhand beobachteter Transporte berechnete Koeffizienten. Im Abschnitt 3.7.3 werden die Werte dieser Koeffizienten vorgestellt und diskutiert.

Im Gegensatz zu der in EBMs sehr geläufigen Parametrisierung atmosphärischer Transporte durch reine Diffusion (NORTH ET AL., 1981; ROADS UND VALLIS, 1984; FANNING UND WEAVER, 1996; PIERCE ET AL., 1996; WEBER, 1998), sind hier die Diffusionskoeffizienten $-L_v K_L(\lambda) |\nabla_p T_a|$ und $-C_p K_S(\lambda) |\nabla_p T_a|$ lineare Funktionen des Temperaturgradienten.

3.5.2. Mittlere Transporte

Die mittleren Transporte $\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u_h T_a})$ und $\int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (\overline{u_h q_v})$ werden im Tuning festgelegt und bleiben während eines Modellaufs konstant. Dieses hat seine Berechtigung, solange das Modell nicht in ein vom Tuning abweichendes klimatologisches Gleichgewicht läuft. Entfernt sich das gekoppelte Modell weit vom Ausgangszustand, sind die zeitlichen Mittel der Fluktuationen zum Ausgangsklima nicht mehr identisch null.

In Abbildung 3.2 ist eine fiktive Zeitreihe einer Variablen x dargestellt. Anfangs ist das zeitliche Mittel der Fluktuationen dieser Variablen ($\overline{x'}$) um ihr zeitliches Mittel ($\overline{x}(\text{Anfangszustand})$) identisch null ($\overline{x'} = x - \overline{x}(\text{Anfangszustand}) = 0$). Bleibt das anfängliche zeitliche Mittel als Referenz jedoch konstant ($\overline{x} = \overline{x}(\text{Anfangszustand}) = \text{const.}$), sind die Fluktuationen um das neue zeitliche Mittel zwar weiterhin identisch null ($\overline{x'} = x - \overline{x}(\text{Gleichgewicht}) = 0$), die im Modell definierten zeitlich gemittelten Abweichungen sind jedoch ungleich null ($\overline{x'} = x - \overline{x}(\text{Anfangszustand}) \neq 0$).

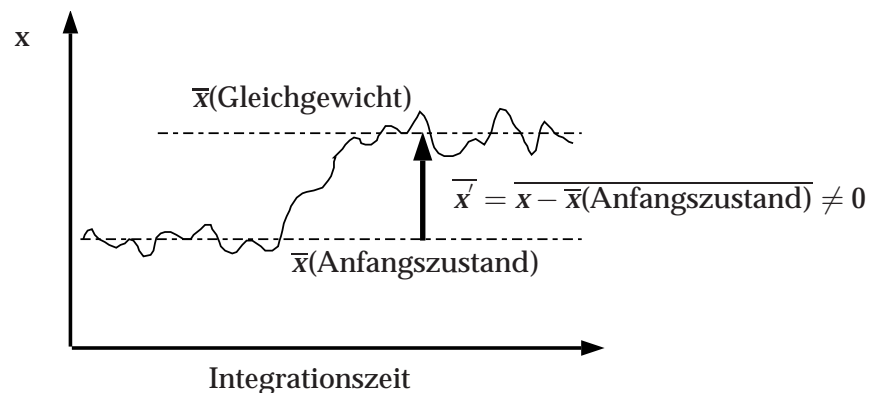


Abbildung 3.2.: Darstellung einer fiktiven Zeitreihe, bei der das gekoppelte System vom Anfangszustand abweicht.

In diesem Fall müssen die Terme $\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u'_h T'_a})$ und $\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u_h T'_a})$ explizit berechnet werden.

Dieses ist ein Schwachpunkt vieler einfacher Atmosphärenmodelle. Das hier vorgestellte Modell kann keine Druckfelder und somit auch keine Windanomalien prognostizieren. Bei anhaltenden Klimaänderungen verliert das Modell an Zuverlässigkeit, da die mittleren Wärmetransporte identisch mit denen des heutigen Klimas sind.

In Absatz 7.3.2 wird durch eine Sensitivitätsstudie gezeigt, welchen Einfluß diese Vernachlässigung bei einer bleibenden Störung haben kann. In dieser Sensitivitätsstudie werden die zonalen Komponenten der Terme $\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u_h T'_a})$ und $\int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (\overline{u_h q'_v})$ explizit mit mittleren Winden aus einem klimatologischen Datensatz berechnet. Obwohl die meridionalen mittleren Transporte weiterhin konstant bleiben und die Terme $\int \frac{dp}{g} C_p \nabla_p \cdot (\overline{u'_h T'_a})$ und $\int \frac{dp}{g} L_v \nabla_p \cdot (\overline{u'_h q'_v})$ nicht berücksichtigt werden, weist dieses Experiment realistischere Resultate auf. Aus Rechenzeitgründen konnte im Rahmen dieser Arbeit kein gekoppelter Modellauf mit diesem verbesserten Atmosphärenmodell mehr gestartet werden.

3.6. Quellen und Senken

Als Quellen und Senken werden hier alle Energie- und Feuchteinträge und -verluste am Außenrand der Atmosphäre sowie am Eis- bzw. Wasser-Luftübergang bezeichnet. Am Außenrand beschränken sich diese Einträge auf die kurzweilige Ein- und Rückstrahlung sowie auf die thermische Abstrahlung. Externe Quellen oder Senken der Wasserbilanz gibt es lediglich am unteren Rand der Atmosphäre. Hier wird Feuchte durch Regen oder Verdunstung mit dem Ozean, den Kontinenten und dem Meereis ausgetauscht. Außerdem findet am unteren Rand ein Energieaustausch statt, der sich aus Strahlung, Verdunstungswärme und sensiblem Wärmeaustausch zusammensetzt.

3.6.1. Strahlungsterm

Die Solarkonstante des Modells entspricht dem durch den Nimbus 7 Satelliten ermittelten Wert $S = 1376 \text{ W/m}^2$ (NORTH ET AL., 1981). Die kurzweilige Einstrahlung am Außenrand der Atmosphäre beträgt demnach bei Modellläufen im Jahresmittel $Q_{SW}^{top,down} = S\mu(\lambda)$, wobei $\mu(\lambda)$ die Breitengradabhängige Verteilung der Einstrahlung ist. Diese Verteilung wird aus dem Produkt des jährlich gemittelten Kosinus des Zenitwinkels und des Anteils der täglichen Einstrahlung gebildet (ROADS UND VALLIS, 1984).

Bei Modellläufen mit Jahresgang wird die tägliche kurzweilige Einstrahlung nach BERGER (1978) berechnet. $Q_{SW}^{top,down}$ ist hier eine Funktion des Breitengrades λ und der Zeit t .

Die kurzwellige Ausstrahlung am Atmosphärenrand wird mit der Albedo des gesamten Systems Erde-Atmosphäre bestimmt, der sogenannten planetaren Albedo α_p . Letztere setzt sich aus der Wolkenalbedo α_c , der Albedo einer wolkenlosen Atmosphäre α_a und der Oberflächenalbedo α_s zusammen. Sie hängt weiterhin von der atmosphärischen Absorption A_a ab ($\alpha_a = 0.08$, $A_a = 0.18$ nach LONDON (1957)). Nach HANEY (1971) gilt:

$$\alpha_p = \alpha_a + \alpha_c + \alpha_s(1 - (\alpha_a + \alpha_c + A_a)) \quad (3.31)$$

Die Wolkenalbedo, die atmosphärische Absorption sowie die Albedo einer wolkenlosen Atmosphäre sind während eines Modellaufs zeitlich und räumlich konstant. Die Oberflächenalbedo teilt sich in Land-, Wasser- und Schnee- bzw. Eisalbedo auf. Sie verändert sich als Funktion von Meereis- oder Schneebedeckung.

Die Schneegrenze über Kontinenten verläuft wie bei BUDYKO (1969) entlang der Isotherme $T_a(p_0) = -10^\circ\text{C}$. Bei Oberflächentemperaturen unterhalb von -10°C gelten die Landflächen als schneebedeckt.

In vielen Energiebilanzmodellen wird die thermische Abstrahlung am Außenrand der Atmosphäre Q_{LW}^{top} als lineare Funktion der Oberflächentemperatur berechnet (LOHMANN ET AL., 1996; PIERCE ET AL., 1996). BUDYKO (1969) gibt für die langwellige Ausstrahlung folgende empirische Gleichung an:

$$Q_{LW}^{top} = A_1 + A_2 n_c + (B_1 + B_2 n_c) T_a(p_0)$$

A_1 , A_2 , B_1 und B_2 sind Konstanten, n_c ist der Wolkenbedeckungsgrad und $T_a(p_0)$ die Oberflächentemperatur der Atmosphäre.

Nach NORTH ET AL. (1981) stimmt diese Parametrisierung für zonal gemittelte Felder mit Beobachtungen überein, sie weicht jedoch von den nicht gemittelten Ergebnissen dreidimensionaler GCMs ab. Außerdem weist GLOVER (1996) auf Mängel in tropischen Regionen sowie in hohen Breitengraden hin.

Aus diesen Gründen wird hier eine Parametrisierung der langwelligen Ausstrahlung als grauer Strahler mit einer Emissivität $\varepsilon_p(\lambda, \phi)$ angewandt (STOCKER ET AL., 1992; FANNING UND WEAVER, 1996).

$$Q_{LW}^{top} = \varepsilon_p(\lambda, \phi) \sigma T_a^4 \quad (3.32)$$

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ ist die Stefan-Boltzmann Konstante. Die planetare Emissivität wird anhand beobachteter Daten berechnet (siehe Abschnitt 3.7.1). Es ergibt sich folgende Strahlungsbilanz am Außenrand der Atmosphäre:

$$Q_R^t = (1 - \alpha_p) Q_{SW}^{top,down} - Q_{LW}^{top} \quad (3.33)$$

3.6.2. Wärmefluß am Wasser-Luftübergang

Am Wasser-Luftübergang finden verschiedene Transferprozesse statt, die Energie und Wasser zwischen Atmosphäre und Ozean austauschen. In diesem Abschnitt werden

großskalige Parametrisierungen dieser Austauschprozesse vorgestellt. Der Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre $F_{0a,Wasser}$ setzt sich aus der kurzwelligigen Einstrahlung Q_i an der Wasseroberfläche, der thermischen Abstrahlung $Q_{B,Wasser}$ des Ozeans ($Q_R^b = Q_i - Q_{B,Wasser}$), der Verdunstungswärme $L_v E$ und dem sensiblen Wärmeaustausch $Q_{S,Wasser}$ zwischen Ozean und Atmosphäre zusammen:

$$F_{0a,Wasser} = Q_{B,Wasser} + L_v E + Q_{S,Wasser} - Q_i$$

Verdunstung und sensibler Wärmeaustausch werden durch Bulk-Formeln parametrisiert (GILL, 1982):

$$\begin{aligned} Q_{S,Wasser} &= \rho_{air} c_p c_H u (T_s - T_a(p_0)) \\ E &= \rho_{air} c_E u (q_s - q_v) \end{aligned} \quad (3.34)$$

$c_H = 0.83 \cdot 10^{-3}$ und $c_E = 1.5 \cdot 10^{-3}$ sind Bulkoeffizienten nach GILL (1982). Weiterhin bezeichnet u den "Root Mean Square (RMS)"-Wind in 10 Meter Höhe, T_s die Wasseroberflächentemperatur und q_s die Luftfeuchte bei Sättigung für $T_a(p_0) = T_s$.

Ein Teil der kurzwelligigen Einstrahlung wird auf dem Weg zur Wasseroberfläche bereits innerhalb der Atmosphäre absorbiert und reflektiert. Die Bruttoeinstrahlung an der Ozeanoberseite beträgt demnach $Q_i^{down} = Q_{SW}^{top,down} [1 - (\alpha_a + \alpha_c + A_a)]$. Von dieser kurzwelligen Strahlung wird wiederum ein Teil an der Wasseroberfläche reflektiert. HANEY (1971) gibt für die Berechnung der Einstrahlung am Wasser-Luftübergang folgende Gleichung an:

$$Q_i = (1 - \alpha_s) Q_{SW}^{top,down} (1 - (\alpha_a + \alpha_c + A_a)) \quad (3.35)$$

Die thermische Abstrahlung $Q_{B,Wasser}$ wird wie bei KLEEMAN UND POWER (1995) mit einer empirischen Formel nach GILL (1982) berechnet. Sie ist abhängig vom Wolkenbedeckungsgrad n_c , ($n_c = \alpha_c/0.6$, HANEY (1971)), vom Partialdruck des Wasserdampfs bei Normaldruck e_a und von der Wasseroberflächentemperatur:

$$Q_{B,Wasser} = 0.9858 \sigma T_s^4 (0.39 - 0.05 \sqrt{e_a}) (1 - 0.6 n_c^2) \quad (3.36)$$

Nach GILL (1982) kann e_a anhand des Mischungsverhältnisses $r = q_v/(1 - q_v)$ und des Verhältnis der molaren Massen $\varepsilon = 0.62197$ berechnet werden: $e_a = r/(\varepsilon + r)$.

3.6.3. Wärmefluß am Eis-Luftübergang

In dem hier vorgestellten Modell wird die Sublimation von Meereis vernachlässigt. Der Wärmefluß am Eis-Luftübergang $F_{0a,Eis}$ setzt sich demnach aus kurzwelliger Einstrahlung Q_i , langwelliger Ausstrahlung $Q_{B,Eis}$ ($Q_R^b = Q_i - Q_{B,Eis}$) und dem sensiblen Wärmeaustausch $Q_{S,Eis}$ zwischen Eis und Luft zusammen:

$$F_{0a,Eis} = Q_{B,Eis} + Q_{S,Eis} - Q_i$$

Die kurzwellige Einstrahlung Q_i wird nach HANEY (1971) bestimmt (siehe Gleichung (3.35)) und der sensible Wärmeaustausch $Q_{S,Eis}$ mit einer Bulkformel parametrisiert:

$$Q_{S,Eis} = \alpha(T_{is} - T_a(p_0)) \quad (3.37)$$

wobei T_{is} die Eisoberflächentemperatur und α die Wärmeflußkonstante für die Atmosphäre ist. Für α wurde hier wie bei GROSFELD ET AL. (1997) ein Wert von $\alpha = 16 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ gewählt.

Die langwellige Ausstrahlung $Q_{B,Eis}$ ist die Differenz der thermischen Abstrahlung des Meereises als grauer Strahler mit einer Emissivität von $\varepsilon_s = 0.97$ (FISCHER, 1995) und der thermischen Rückstrahlung der Atmosphäre $Q_{LW,down}$. Letztere wird mit einer Parametrisierung nach IDSO UND JACKSON (1969) bestimmt:

$$\begin{aligned} Q_{B,Eis} &= \varepsilon_s(\sigma T_{is}^4 - Q_{LW,down}) \\ Q_{LW,down} &= \sigma T_a^4(p_0) \left[1 - 0.261 \exp\left(-7.77 \cdot 10^{-4} (273 - T_a(p_0))^2\right) \right] (1 + 0.275 n_c) \end{aligned}$$

3.6.4. Verdunstung und Regen

Da dieses Modell für klimatologische Studien entwickelt worden ist, wird davon ausgegangen, daß die Wasserspeicher über Land, das heißt Binnenseen, Flüsse, Gletscher und Grundwasserbecken in einem stationären Zustand sind. Der über Landflächen gefallene Regen wird noch im gleichen Zeitschritt dem Meer zugeführt. Weiterhin wird hier angenommen, daß die zeitlichen Änderungen in der Verdunstung über Land vernachlässigbar sind. So bleibt die Verdunstung über Land während eines Modellaufs zeitlich konstant und wird nicht explizit berechnet. Weitere Erklärungen zur Berechnung der Verdunstung über Land im Tuning werden in Abschnitt 3.7.3 gegeben. Die Verdunstung über Wasserflächen wird mit einer Bulkformel bestimmt (siehe Gleichung (3.34)).

Die Niederschlagsmenge P wird wie bei vielen einfachen Atmosphärenmodellen (FANNING UND WEAVER, 1996; WEBER, 1998) durch die relative Luftfeuchte bestimmt. Übersteigt die relative Feuchte einen Grenzwert $rh_{max} = 0.85$, regnet es, bis die relative Feuchte in der Atmosphäre diesen Grenzwert erreicht hat.

$$P = \max \left[\frac{\rho_{air} H_q}{\tau} (q_v - rh_{max} \cdot q_s(T_a)), 0 \right]$$

τ ist der Zeitschritt in Sekunden. Die Luftfeuchte bei Sättigung q_s wird als Funktion von Temperatur (in °C) und Druck mit der "Clausius-Clapeyron-Gleichung" (BOLTON, 1980) bestimmt:

$$q_s(T_a, p) = 6.112 \cdot \frac{0.622}{p} \cdot \exp\left(\frac{17.67 T_a}{T_a + 243.5}\right) \quad (3.38)$$

3.7. Das Tuning

Beim Tuning werden die Werte aller Parameter bestimmt, die während eines Programmlaufs konstant bleiben. Diese Parameter werden anhand klimatologischer Datensätze berechnet und sind am Ende dieses Kapitels in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Die Quellen der hier verwendeten klimatologischen Datensätze sind PEIXOTO UND OORT (1992), das "NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project" (KALNAY ET AL., 1996) und der "Atlas of Surface Marine Data 1994, Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS)" (DA SILVA ET AL., 1994). Weiterhin stammt die Landalbedo vom "Data Assimilation Office (Code 910.3) and the Distributed Active Archive Center (Code 902.2) at the Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771". Dieser Datensatz wurde im Rahmen des "Mission to Planet Earth Program" erstellt, er wird im weiteren Text als "NASA" bezeichnet. Alle klimatologischen Datensätze sind zusammenfassend am Ende des Kapitels in Tabelle 3.2 aufgeführt.

3.7.1. Strahlungsparameter

Die langwellige Strahlung am Außenrand der Atmosphäre kann linear zur Oberflächentemperatur oder als Funktion von T_a^4 parametrisiert werden. Bei einem empirischen Ansatz von $Q_{LW}^{top} = A + B \cdot T_a(p_0)$ ergeben sich für die Temperatur- und Strahlungsdaten von NCEP/NCAR folgende Werte: $A = 174.1768 \text{ Wm}^{-2}$, $B = 1.7385 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Wie aus Abbildung 3.3 ersichtlich, weichen bei den klimatologischen Daten viele Punkte relativ stark von dem linearen Ansatz ab. Wird die thermische Abstrahlung mit $Q_{LW}^{top} = \varepsilon_p(\lambda) \sigma T_a^4$ berechnet, ist die Abweichung geringer (siehe Abbildung 3.4).

Auf Grund dieser Ergebnisse wird hier von einer linearen Parametrisierung Abstand genommen. STOCKER ET AL. (1992) und FANNING UND WEAVER (1996) berechnen die thermische Abstrahlung mit einer zonal gemittelten planetaren Emissivität $\varepsilon_p(\lambda)$. Bei Betrachtung der Abweichungen der planetaren Emissivität von ihrem zonalen Mittel (siehe Abbildung 3.5), fallen an einigen Punkten Differenzen von bis zu 20% auf. Vor allem in den Tropen weist ε_p eine starke zonale Struktur auf (siehe Abbildung 3.7). Aus diesem Grund wird in dem hier beschriebenen Modell die thermische Abstrahlung mit einer zweidimensionalen planetaren Emissivität $\varepsilon_p(\lambda, \phi)$ ermittelt. Sie ist auf Abbildung 3.7 dargestellt.

Um die Größenordnung der berechneten planetaren Emissivität zu überprüfen, wurde ihr zonales Mittel im Vergleich zu den Studien von STOCKER ET AL. (1992) und FANNING UND WEAVER (1996) in Abbildung 3.6 dargestellt. In allen drei Fällen wurde ε_p mit Datensätzen der Oberflächentemperatur und nicht mit der vertikal integrierten Temperatur berechnet. Weiterhin geht die klimatologische langwellige Ausstrahlung in die Berechnung ein. Die planetare Emissivität der drei Studien weist ein Minimum in den Tropen auf, die Emissivität dieses Modells und die Werte von STOCKER ET AL. (1992)

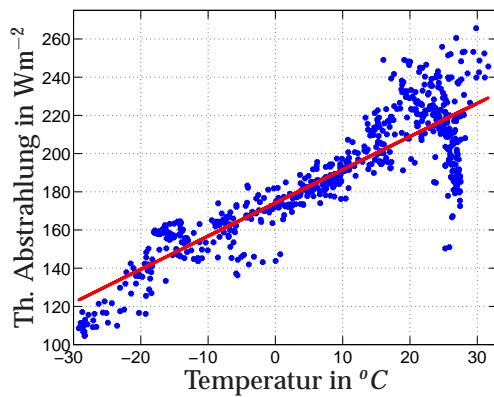


Abbildung 3.3.: Lineare Parametrisierung von Q_{LW}^{top}

Thermische Abstrahlung als Funktion der Oberflächentemperatur (Daten von NCEP/NCAR). Zum Vergleich ist die Gerade $Q_{LW}^{top} = A + B \cdot T_a$, mit $A = 174.1768 \text{ Wm}^{-2}$ und $B = 1.7385 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ rot abgebildet.

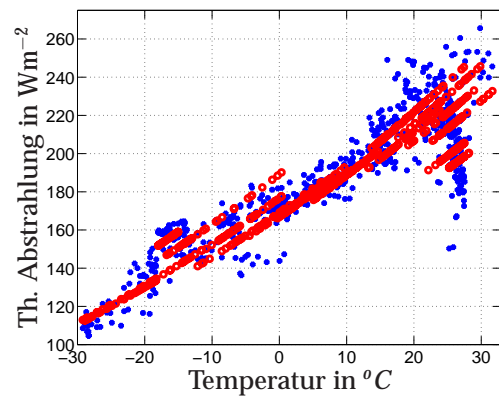


Abbildung 3.4.: Stefan-Boltzmann-Parametrisierung von Q_{LW}^{top}

Wie in Abbildung 3.3. Zum Vergleich ist rot die durch zonal konstante Emissivität ermittelte thermische Abstrahlung $Q_{LW}^{top} = \varepsilon_p(\lambda) \sigma T_a^4$ abgebildet.

verlaufen auch in hohen Breitengraden weitgehend parallel. Abweichungen der Ergebnisse sind in der Wahl der Datensätze begründet. Die planetare Emissivität steuert die Rückkopplung der langwelligen Ausstrahlung bei einer Temperaturveränderung. Nach den Ergebnissen von FANNING UND WEAVER (1996) ist diese Rückkopplung in hohen Breiten geringer als in den beiden anderen Studien.

Die planetare Albedo α_p wird mit Strahlungsdaten von NCEP/NCAR berechnet. Anhand der Landalbedo α_s der NASA, der Eisbedeckung von NCEP/NCAR und der Werte für die atmosphärische Absorption A_a sowie für die Albedo einer wolkenfreien Atmosphäre α_a von LONDON (1957) kann die Wolkenalbedo α_c ermittelt werden. Sie ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Einen Einblick in die Größenordnungen der hier ermittelten Albedos gibt Abbildung 3.9. Gezeigt werden die zonalen Mittel der Oberflächenalbedo (α_s) sowie der gesamten Atmosphärenalbedo und -absorption ($\alpha_a + \alpha_c + A_a$). Zum Vergleich sind Werte von HANEY (1971) abgebildet, die aus zonal gemittelten Daten über Ozeanbecken berechnet wurden. Die Wolkenalbedo wird bei HANEY (1971) mit Werten der planetaren Albedo von VON DER HAAR UND HANSON (1969) errechnet. Diese Albedo ist relativ schwach, als Grund hierfür geben VON DER HAAR UND HANSON (1969) eine allgemeine Überschätzung der Wolkenreflektion in anderen Datensätzen an. Durch eine schwächere planetare Albedo liegen auch die Werte der gesamten Atmosphärenalbedo und -absorption von HANEY (1971) unter den hier ermittelten Albedos. Obwohl die Werte von HANEY (1971) nur für ein Ozeanbecken berechnet wurden, verlaufen die Kurven weitgehend parallel.

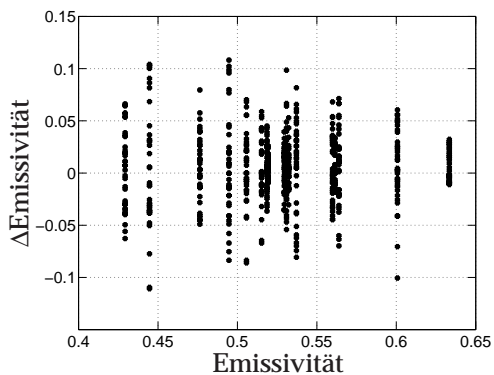
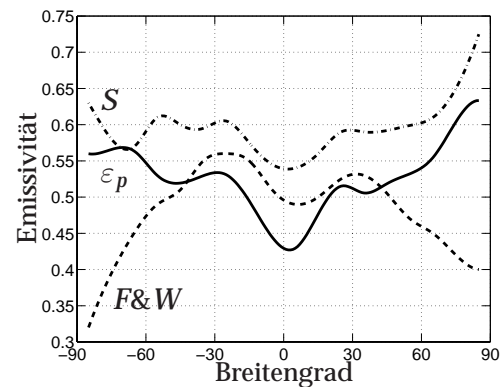


Abbildung 3.5.: Analyse der Emissivität

Abweichung der Emissivität von ihrem zonalen Mittel als Funktion der zonal gemittelten Emissivität


 Abbildung 3.6.: Zonal gemittelte planetare Emissivität ε_p

Die gestrichelte Linie gibt Werte von FANNING UND WEAVER (1996), die strichpunktierte Linie Werte von STOCKER ET AL. (1992) und die durchgezogene Linie gibt die in dieser Arbeit ermittelten Werte wieder.

3.7.2. Winddaten

In die Berechnung der Verdunstung an der Meeresoberfläche gehen unter anderem die "Root Mean Square (RMS)"-Winde in 10m über dem Meeresspiegel ein (siehe Abschnitt 3.6.2). Um während eines Modellaufs realitätsnahe Verdunstungsraten zu erzeugen, werden diese Winde anhand der latenten Wärmeflüsse (NCEP/NCAR), der Feuchteverteilung (NCEP/NCAR) und der Wasseroberflächentemperaturen von COADS ermittelt. Sie bleiben während eines Modellaufs konstant. Außerdem wird das Ozeanmodell mit einem Windstressfeld dynamisch angetrieben. Das Windstressfeld wird mittels des Datensatzes klimatologischer Winde in 10m Höhe von HELLERMAN UND ROSENSTEIN (1983) berechnet.

3.7.3. Parametrisierung der Transporte

Bei der Berechnung der durch transiente Wirbel hervorgerufenen Transporte gehen Breitengradabhängige Koeffizienten ein (siehe Abschnitt 3.5.1). Diese Koeffizienten werden im Tuning anhand der zonal- und vertikal integrierten Transporte der transienten Wirbel nach PEIXOTO UND OORT (1992) sowie der zonal gemittelten Daten von Temperatur- und Feuchteverteilung in der Atmosphäre bestimmt. Die Varianz der zonalen Komponente der durch transiente Wirbel hervorgerufenen Winde ist von gleicher Größenordnung wie die der meridionalen Komponente (OORT UND RASMUSSEN, 1971). Die Atmosphäre wird demnach als isotrop angenommen, so daß die ermittelten Koeffizienten auch für zonale Transporte gelten.

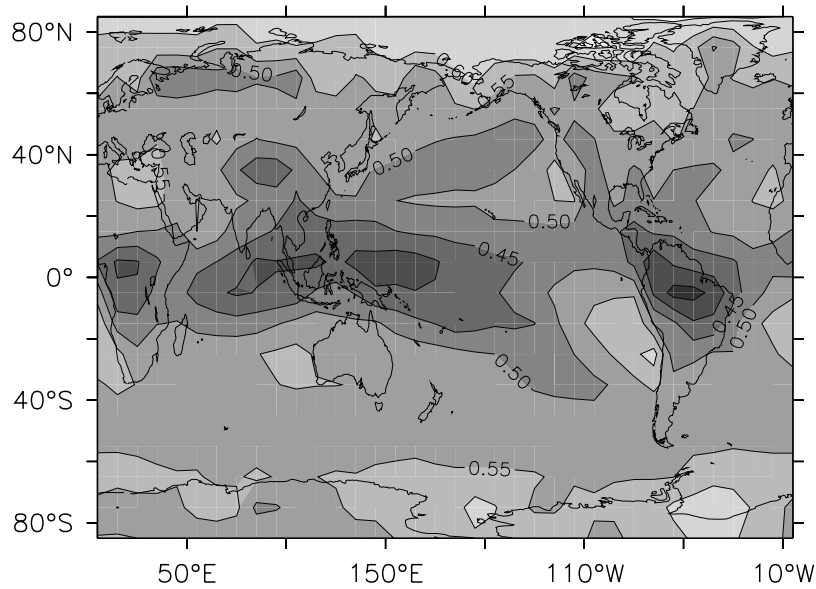


Abbildung 3.7.: Planetare Emissivität ε_p ; die hier dargestellten Werte wurden mit Datensätzen von NCEP/NCAR ermittelt.

In Abbildung 3.10 sind die Koeffizienten $\kappa_l(\lambda) = K_L(\lambda) \cdot L_v/a^2 \cdot 10^{-7}$ und $\kappa_s(\lambda) = K_s(\lambda) \cdot c_p/a^2 \cdot 10^{-4}$ in Abhängigkeit vom Breitengrad dargestellt. a bezeichnet hier den Erdradius ($a = 6371 \text{ km}$), $\kappa_l(\lambda)$ und $\kappa_s(\lambda)$ haben die Einheit W/mK . Die durch transiente Wirbel bedingten Transporte sind in mittleren und hohen Breiten am stärksten. Diese Struktur ist auch aus Abbildung 3.10 ersichtlich. Die Daten der zonal- und vertikal integrierten Transporte sensibler Wärme sind verschwindend klein in den Tropen (PEIXOTO UND OORT, 1992); aus diesem Grund ist $\kappa_s(\lambda)$ in dem Bereich $10^\circ S$ bis $20^\circ N$ identisch null.

Weiterhin werden im Verlauf des Tunings die mittleren Transporte festgelegt. Die gesamten Transporte latenter Wärme können anhand von Netto-Niederschlags-Daten (Niederschlag minus Verdunstung) bestimmt werden. Nach PEIXOTO UND OORT (1992) verdunsten im Jahresmittel 63% des über Land gefallenen Niederschlags, die restlichen 37% werden durch Flüsse dem Meer zugeführt. Die gesamten latenten Transporte über Land werden in dieser Studie mit 40% des aus Daten (NCEP/NCAR) ersichtlichen Niederschlags berechnet. Bei diesem Verfahren wird angenommen, daß über Land die restlichen 60% ohne Verzögerung und an den gleichen Stellen verdunsten, an denen es regnet. Über Ozeanbecken gehen die Netto-Niederschlags-Daten von COADS in die Berechnung ein. Die mittleren latenten Transporte gehen aus der Differenz der gesamten Transporte latenter Wärme und der im Tuning berechneten Transporte durch transiente Wirbel hervor.

In einem Gleichgewichtszustand ist die zeitliche Veränderung der gespeicherten Energie einer Luftsäule identisch null. In diesem Fall balancieren alle Quellen und Senken der Energiebilanzgleichung die horizontalen Wärmetransporte. Eine Klimatologie kann

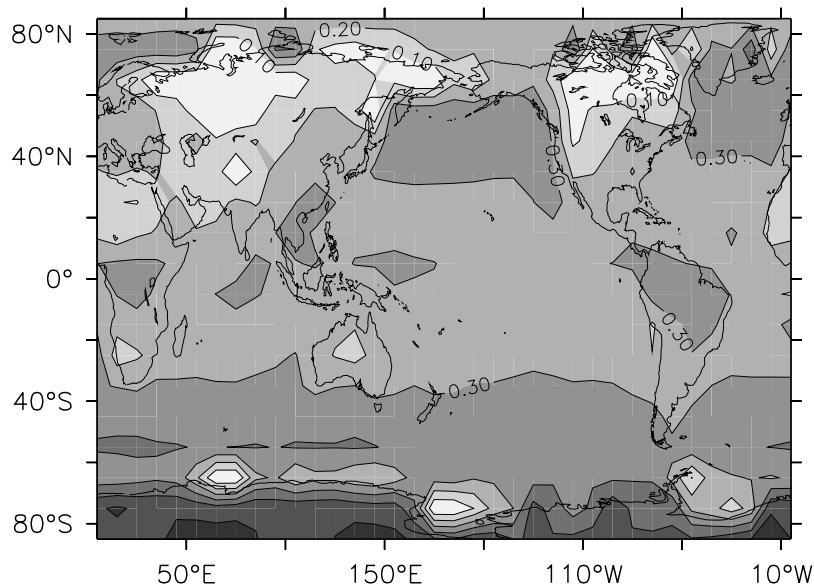


Abbildung 3.8.: Wolkenalbedo; die Abstände zwischen den Konturen entsprechen einer Albedo von 0.1.

als ein Gleichgewichtszustand angesehen werden, insofern werden die mittleren Transporte sensibler Wärme als das Residuum aller Transporte, Quellen und Senken ermittelt. Für dieses Verfahren wird eine Verteilung des Wärmeflusses am Wasser-Luft- bzw. am Eis-Luftübergang benötigt, deren globales Mittel identisch null ist. Das Atmosphärenmodell kann anhand klimatologischer Daten der Wasseroberflächentemperatur ein Wärmeflussfeld berechnen. Dieses Feld muß erst justiert werden, um einen globalen Mittelwert von Null zu erreichen. Eine zweite Möglichkeit ist die Verwendung eines durch einen Referenzlauf des ungekoppelten Ozeanmodells ermittelten Wärmeflussfelds. Beide Möglichkeiten wurden mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell getestet, die Resultate dieser Testläufe werden in Absatz 7.1 vorgestellt. Vorgreifend kann hier erwähnt werden, daß diese zwei unterschiedlich eingestellten Versionen des Atmosphärenmodells in ihren Ergebnissen nur leicht voneinander abweichen. Bei dem Atmosphärenmodell im gekoppelten Modell handelt es sich um die zweite Version des Atmosphärenmodells. Im weiteren Verlauf dieses Absatzes werden die Wärmetransporte des Tunings von dieser zweiten Version dargestellt, das heißt von dem Atmosphärenmodell, das mit dem Wärmeflussfeld des ungekoppelten Ozeanmodells eingestellt wurde.

In den Abbildungen 3.11 bis 3.13 sind die im Tuning ermittelten meridionalen Energietransporte der Atmosphäre dargestellt. Nordwärtsgerichtete Transporte sind positiv, die Einheiten sind in *Petawatt* ($1 \text{ Petawatt} = 10^{15} \text{ Watt}$). Bei den mittleren Transporten latenter Wärme ist ein Energietransport entgegen dem "Energiegradienten" in Äquatornähe zu beobachten (siehe Abbildung 3.11). Dieses Phänomen verbirgt einen der Aspekte der Hadleyzelle. Die Feuchte wird mit der mittleren Zirkulation von den Subtropen in die innertropische Konvergenzzone transportiert. Dort steigt die warme, gesättigte Luft auf

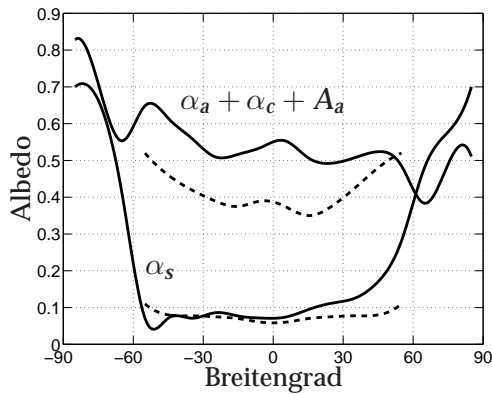


Abbildung 3.9.: Zonal gemittelte Albedos

Die gestrichelten Linien sind Ergebnisse von HANEY (1971), die durchgezogenen Linien geben die Ergebnisse dieser Studie wieder.

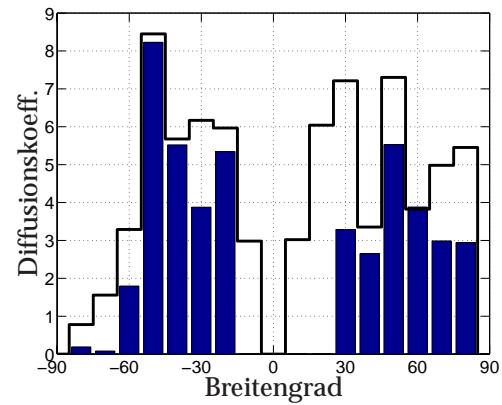


Abbildung 3.10.: Koeffizienten zur Berechnung der transienten Wirbel

Koeffizienten in W/mK . Die weißen Balken beschreiben $\kappa_l(\lambda) = K_L(\lambda) \cdot L_v/a^2 \cdot 10^{-7}$, die schwarzen $\kappa_s(\lambda) = K_s(\lambda) \cdot c_p/a^2 \cdot 10^{-4}$

und gibt durch Abregnen latente Energie frei. Enthalpie und latente Energie werden so in potentielle Energie umgewandelt, die durch den oberen Ast der Hadleyzelle exportiert wird. Die in Abbildung 3.12 dargestellten Transporte durch transiente Wirbel weichen nur sehr geringfügig von den Tuningdaten von PEIXOTO UND OORT (1992) ab. Die gesamten meridionalen Energietransporte sind in Abbildung 3.13 zu sehen. Zum Vergleich wurden die Wärmetransporte aus SELLERS (1965) in Abbildung 3.14 dargestellt. Auffällig ist hier eine relativ hohe Abweichung im ozeanischen Wärmetransport. Diese liegt in der unzureichenden Darstellung des meridionalen Wärmetransports im ungekoppelten Ozeanmodell begründet. Durch den relativ schwachen Wärmetransport des Ozeans ist auch der hier ermittelte Gesamttransport geringer als bei SELLERS (1965).

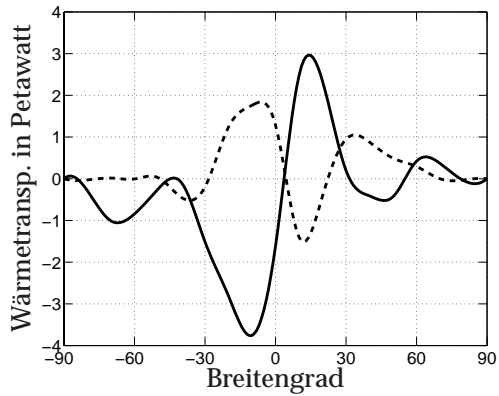


Abbildung 3.11.: *Mittlere Wärmetransporte des Tunings*

Dargestellt sind die nordwärtsgerichteten mittleren Transporte sensibler (durchgezogene Linie) und latenter (gestrichelte Linie) Wärme.

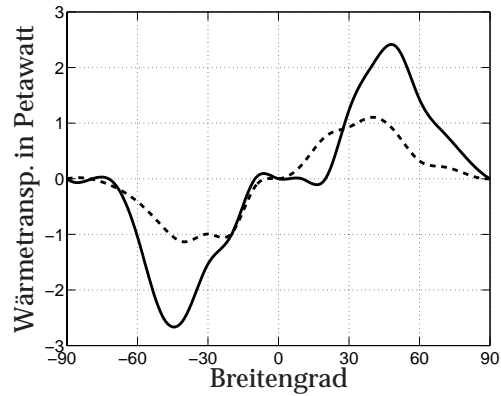


Abbildung 3.12.: *Wärmetransporte durch transiente Wirbel*

Wie in Abbildung 3.11.

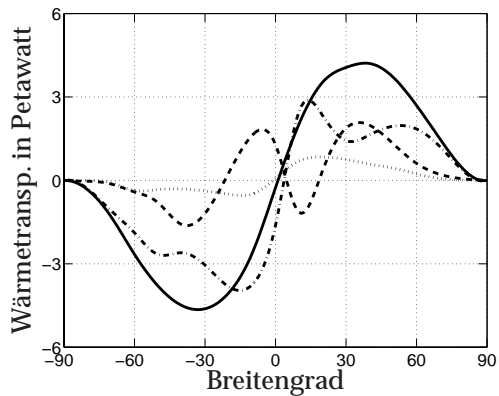


Abbildung 3.13.: *Gesamte Wärmetransporte des Tunings*

Die gestrichelte Linie stellt den Transport latenter Wärme dar, die strichpunktierte den Transport sensibler Wärme, die gepunktete Linie den Wärmetransport des Ozeans und die durchgezogene Linie den Gesamttransport.

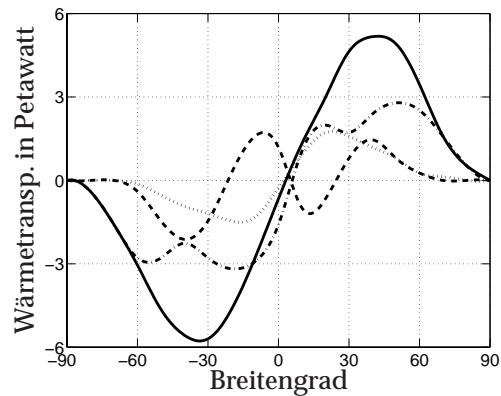


Abbildung 3.14.: *Gesamte Wärmetransporte nach SELLERS (1965)*

Wie in Abbildung 3.13.

| Param. | Beschreibung | Wert | Quelle |
|-----------------|--------------------------|---|---------------------------|
| α | Bulkkoeffizient | $16 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ | GROSFELD ET AL. (1997) |
| α_a | Atmosphärenalbedo | 0.08 | LONDON (1957) |
| α_c | Wolkenalbedo | siehe Abb. 3.8 | Tuning |
| α_s | Oberflächenalbedo (Land) | siehe Abb. 3.9 | NASA |
| β_1 | siehe Abschnitt 3.4 | $5708 \text{ od. } 3966 \text{ kgm}^{-2}$ | LOHMANN (1996) |
| ε_p | planet. Emissivität | siehe Abb. 3.6 | Tuning |
| ε_s | Emissivität (Meereis) | 0.97 | FISCHER (1995) |
| ρ_{air} | Luftdichte | 1.225 kgm^{-3} | |
| σ | Stefan Boltzmann Konst. | $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ | GERTHSEN ET AL. (1982) |
| τ | Zeitschritt | 1728 s | |
| A_a | atmosph. Absorption | 0.18 | LONDON (1957) |
| c_E | Bulkkoeffizient | $1.5 \cdot 10^{-3}$ | GILL (1982) |
| c_H | Bulkkoeffizient | $0.83 \cdot 10^{-3}$ | GILL (1982) |
| C_p | Wärmekapazität (Luft) | $1004 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ | PEIXOTO UND OORT (1992) |
| H_q | Referenzhöhe (Feuchte) | 1800 m | FANNING UND WEAVER (1996) |
| K_L | Diffusionskoeff. (3.28) | siehe Abb. 3.10 | Tuning |
| K_s | Diffusionskoeff. (3.26) | siehe Abb. 3.10 | Tuning |
| L_v | Verdampfungswärme | $2.5 \cdot 10^6 \text{ Jkg}^{-1}$ | PEIXOTO UND OORT (1992) |
| n_c | Wolkenbedeckung | $\alpha_c/0.6$ | HANEY (1971) |
| u | RMS-Oberflächenwinde | --- | Tuning |

Tabelle 3.1.: Parameter des Tunings

| Datensatz | Quelle |
|--|-------------------------|
| Eisbedeckung | NCEP/NCAR |
| kurzwellige Rückstrahlung am Außenrand der Atmosphäre | NCEP/NCAR |
| latenter Wärmefluß | NCEP/NCAR |
| Nettostrahlung am Außenrand der Atmosphäre | NCEP/NCAR |
| Niederschlag minus Verdunstung | NCEP/NCAR und COADS |
| Oberflächenalbedo über Land | NASA |
| Oberflächentemperatur der Atmosphäre ($p = p_0$) | NCEP/NCAR |
| spezifische Feuchte | NCEP/NCAR |
| Wasseroberflächentemperatur | COADS |
| Windschub $z = 10 \text{ m}$ | NCEP/NCAR |
| Windschub $p = 850 \text{ hPa}$ | NCEP/NCAR |
| zonal und vertikal integrierte Transporte der transienten Wirbel | PEIXOTO UND OORT (1992) |

Tabelle 3.2.: Klimatologische Datensätze

3.8. Zusammenfassung

Die Theorie des Atmosphärenmodells basiert auf zwei prognostischen Gleichungen zur Berechnung der Luftfeuchte und der Oberflächentemperatur:

$$H_q \rho_{air} \partial_t q_v + Q_m(q_v) + Q_t(q_v) = E - P \quad (3.16)$$

$$C_p \beta_1 \partial_t T_a(p_0) + Q_m(C_p T_a) + Q_t(C_p T_a) + Q_m(L_v q_v) + Q_t(L_v q_v) = Q_R^t + F_{0a} \quad (3.21)$$

Q_m steht hier für die vertikal integrierte Divergenz der mittleren Transporte, Q_t für die vertikal integrierte Divergenz der Transporte durch transiente Wirbel. Die mittleren Transporte sind in der gekoppelten Version des Atmosphärenmodells konstant; es wurde allerdings eine neue Version entwickelt, in der die mittleren Transporte mit einem zonalen, konstanten Windfeld explizit berechnet werden. Die Transporte durch transiente Wirbel werden als diffusive Flüsse parametrisiert, dabei sind die Diffusionskoeffizienten lineare Funktionen des Temperaturgradienten:

$$Q_t(q_v) = -\nabla_p (K_L(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p q_v) \quad (3.29)$$

$$Q_t(C_p T_a) = -C_p \nabla_p (K_s(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p T_a) \quad (3.27)$$

$$Q_t(L_v q_v) = -L_v \nabla_p (K_L(\lambda) |\nabla_p T_a| \nabla_p q_v) \quad (3.30)$$

Der Wärmeaustausch am Wasser- bzw. Eis-Luftübergang F_{0a} setzt sich aus kurzweiliger Einstrahlung, thermischer Abstrahlung, Verdunstungswärme und dem sensiblen Wärmeaustausch zwischen Ozean bzw. Eis und Atmosphäre zusammen. Der Strahlungsterm am Außenrand der Atmosphäre Q_R^t ist die Differenz zwischen kurzweiliger Einstrahlung und thermischer Abstrahlung. In Absatz 3.6 wurde die Parametrisierung aller Quellen und Senken an den Atmosphärenrändern erläutert. Während eines ungekoppelten Modellaufs gehen die kurzweilige Einstrahlung und die Wasser- bzw. die Meereisoberflächentemperatur als externe Datensätze in das Modell ein.

Die numerische Integration von (3.16) und (3.21) erfolgt nach dem Eulerschen Schema. Dabei wird die Luftfeuchte des Zeitschritts $n + 1$ mit der Luftfeuchte und Temperatur des Zeitschritts n berechnet. Die Berechnung der Temperatur erfolgt mit der Temperatur des Zeitschritts n und der Feuchte des Zeitschritts $n + 1$:

$$q_v^{n+1} = q_v^n + \Delta t F_q(T_a^n, q_v^n) \quad (3.39)$$

$$T_a^{n+1} = T_a^n + \Delta t F_T(T_a^n, q_v^{n+1}) \quad (3.40)$$

F_q und F_T bezeichnen hier Forcingterme, in denen Quellen, Senken und horizontale Transporte zusammengefaßt sind. Trotz des durch das explizite Schema benötigten kleinen Zeitschritts beträgt der Rechenaufwand des Atmosphärenmodells nur 6 Prozent des gesamten Systems. Die räumlichen Differenzen sind zentriert; die Auflösung des Modells beträgt 10×10 Grad.

4. Das Eismodell

4.1. Einleitung

Beim Eismodell handelt es sich um ein thermodynamisches Modell, das auf dem Gitter des Ozeanmodells definiert ist (siehe Abschnitt 5.3). Das Modell berechnet die Wärme- und Süßwasserflüsse an der eisbedeckten Ozeanoberfläche.

4.2. Die Theorie des Eismodells

Das Eismodell berechnet die Meereisdicke und die Eisoberflächentemperatur. Die Energiebilanz wird nach SEMTNER (1976) in zwei Bilanzen aufgeteilt. Für die obere, atmosphärische Grenzfläche gilt:

$$\rho_{ice} L_f \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_a = F_{oa,Eis} - Q_c \quad (4.1)$$

ρ_{ice} ist die Meereisdichte, L_f die latente Schmelzwärme von Meereis, h die Eisdicke, $F_{oa,Eis}$ der Wärmefluß am Eis-Luftübergang und Q_c der Wärmefluß durch das Eis. Der Index a steht für die Grenzschicht an der Eisoberfläche. Es gibt kein Anfrieren an der Eisoberfläche ($F_{oa,Eis} - Q_c \leq 0$). Liegt die Eisoberflächentemperatur T_{is} unter dem Gefrierpunkt, kann dort auch kein Abschmelzen stattfinden ($F_{oa,Eis} - Q_c = 0$).

Die Energiebilanz für die untere, ozeanische Grenzfläche ist:

$$\rho_{ice} L_f \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_w = Q_c - Q_w \quad (4.2)$$

Q_w ist der Wärmefluß vom Ozean in das Eis, und der Index w steht für die Grenzschicht an der Eisunterseite.

Die Advektion von Meereis wird in diesem Modell nicht berücksichtigt. Außerdem wird das Eis als Körper mit homogener Dichte und konstanter Schmelzwärme behandelt:

$$\rho_{ice} L_f \frac{\partial h}{\partial t} = \rho_{ice} L_f \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_a + \rho_{ice} L_f \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_w = F_{oa,Eis} - Q_w \quad (4.3)$$

Bei der Berechnung der Eisoberflächentemperatur werden nach (4.1) zwei Fälle unterschieden:

$$\text{Bei Schmelzen an der Eisoberfläche} \quad \begin{cases} T_{is} = 0^\circ C \\ Q_c \leq F_{oa,Eis} \end{cases}$$

$$\text{In allen anderen Fällen} \quad \begin{cases} T_{is} < 0^\circ C \\ Q_c = F_{oa,Eis} \end{cases}$$

Die Wärmeflüsse Q_c und $F_{oa,Eis}$ sind Funktionen von T_{is} , die Eisoberflächentemperatur kann demnach anhand dieser Gleichungen z.B. mit einer Iteration nach der Newton-Raphson Methode (PRESS ET AL., 1992) berechnet werden.

Die Wärmeflüsse an der Eisoberfläche $F_{oa,Eis}$ wurden bereits in 3.6.3 beschrieben. Der Wärmefluß am Eis-Wasserübergang wird durch eine Bulkformel parametrisiert. Der Koeffizient γ ($\gamma = C_h \cdot \Delta u$) setzt sich aus einem Koeffizienten C_h ($C_h = 3 \cdot 10^{-4}$, OMSTEDT UND WETTLAUER (1992)) und der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Eis und Wasser Δu zusammen. Die Geschwindigkeitsdifferenz wird in dieser Studie als konstant angenommen ($\Delta u = 10 \text{ cm/s}$). Die Temperatur der Eisunterseite ist konstant ($T_{ib} = -1.9^\circ C$). ρ_w und C_{pw} sind respektive die Dichte und die spezifische Wärmekapazität von Meerwasser, T_s die Wassertemperatur. Ferner wird ein konstanter Diffusionkoeffizient $K_i = 2.04 \text{ W/mK}$ für den Wärmefluß durch das Eis angenommen.

$$\begin{aligned} F_{oa,Eis} &= Q_{B,Eis} + Q_{S,Eis} - Q_i \\ Q_c &= K_i \frac{(T_{ib} - T_{is})}{h} \\ Q_w &= \rho_w C_{pw} \gamma (T_{ib} - T_s) \end{aligned}$$

Überschreitet die Meereisdicke einen Grenzwert von $H_{max} = 4 \text{ m}$, wird das Eis als wärmeisolierend angesehen. Der Wärmefluß durch das Eis Q_c ist für diese Eisdicken identisch null.

Unter der Annahme, daß Meereis aus reinem Süßwasser besteht, gilt folgende Gleichung für den Salzfluß F_s (S_o ist der Salzgehalt des Meerwassers in psu):

$$F_s = S_o \rho_{ice} \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.4)$$

Um bei einer groben Auflösung von $4^\circ \times 3^\circ$ der Realität möglichst nahe zu kommen, ist es ratsam, bei dünnen Eisdicken eine prozentuale Eisbedeckung zu definieren. Dies ist wichtig, um auch den extrem starken Wärmeaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean an eisfreien Flächen zu berücksichtigen. In dieser Studie ist die Eisbedeckung linear an die Eisdicke gekoppelt, das heißt 1 cm dickes Eis entspricht einer Eisbedeckung von einem Prozent. Die Eisdecke ist geschlossen, sobald die Eismächtigkeit einen Meter erreicht.

| Param. | Beschreibung | Wert |
|-----------------|--|---|
| α | Wärmeflußkonstante (Atm, Bulkoeffizient) | $16 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ |
| α_s | Oberflächenalbedo | 0.7 |
| γ | turbulenter Wärmeaustauschkoeffizient | $3 \cdot 10^{-5}$ |
| ε_s | Emissivität (Meereis) | 0.97 |
| ρ_{ice} | Dichte von Meereis (5psu, -10°C) | 873 kgm^{-3} |
| ρ_w | Dichte von Meerwasser | 1028 kgm^{-3} |
| σ | Stefan Boltzmann Konst. | $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ |
| C_{pw} | spezifische Wärmekapazität von Meerwasser | $3950 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ |
| h | Eisdicke | prognostisch |
| K_i | Wärmeleitfähigkeit (5psu, -10°C) | $2.04 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ |
| L_f | latente Schmelzwärme (5psu, -10°C) | 345 kJkg^{-1} |
| n_c | Wolkenbedeckung | siehe Abb. 3.8 |
| T_{ib} | Eisunterseitentemperatur | -1.9°C |
| T_{is} | Eisoberflächentemperatur | prognostisch |

Tabelle 4.1.: Parameter des Eismodells

5. Das Ozeanmodell

5.1. Einleitung

Die dritte Komponente des gekoppelten Systems wird durch ein vom “Geophysical Fluid Dynamic Laboratory” (GFDL) entwickeltes OGCM gestellt. Dabei handelt es sich um das Ozeanmodell MOM2 (Modular Ocean Model, Version 2, 1995). Dieses Modell basiert auf den Arbeiten von BRYAN (1969) und COX (1984). Die hier verwendete Version wurde von Pacanowski, Goldberg, Rosati und Dixon entwickelt und zu einer 2. Version erweitert (PACANOWSKI, 1995). Das Ozeanmodell ist im Gegensatz zu dem bereits vorgestellten Atmosphären- und Eismodell keine Neuentwicklung und wurde schon vielfach in wissenschaftlichen Arbeiten verwendet (siehe u.a. DANABASOGLU UND MCWILLIAMS (1995); GERDES UND KÖBERLE (1995); LOHMANN UND GERDES (1998)). Insofern wird hier nur eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Gleichungen und Approximationen im Absatz 5.2 gegeben. Die Topographie und Parametereinstellungen werden im Abschnitt 5.3 beschrieben.

5.2. Kurze Übersicht der Theorie des Ozeanmodells

Die grundlegenden Gleichungen des Ozeanmodells sind die sogenannten “Primitiven Gleichungen”, hergeleitet aus den Erhaltungssätzen der Thermo- und Hydrodynamik. Hierzu gehören die Navier-Stokes-Gleichungen in Kugelkoordinaten (λ, ϕ, z) , λ und ϕ sind respektive die Breiten- und Längengrade, z die relative Höhe zum Meeresspiegel (Erdradius a) nach oben positiv definiert. Betrachtet werden großräumige und langsam veränderliche Vorgänge im Ozean. Der interessante Skalenbereich liegt demnach oberhalb von 100 km und rechtfertigt einige Approximationen an den grundlegenden dynamischen und thermodynamischen Erhaltungssätzen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Approximationen geben MÜLLER UND WILLEBRAND (1989).

Für die Bewegungsgleichungen gelten die Näherungen der Flachwassergleichungen. Weiterhin werden alle molekularen Flüsse vernachlässigt. Schallwellen werden durch die anelastische Approximation herausgefiltert, bei diesem Verfahren bleibt die Kompressibilität in der Zustandsgleichung erhalten. Außerdem wird die Boussinesq-Approximation angewendet. Mit der traditionellen Approximation wird die von der Vertikalgeschwindigkeit abhängige Komponente der Corioliskraft vernachlässigt. Zudem

gilt die sphärische Approximation, bei der die Geopotentialflächen als Kugelflächen angenommen werden. Schließlich wird die Approximation des hydrostatischen Gleichgewichts angewendet (siehe MÜLLER UND WILLEBRAND (1989) für nähere Erläuterungen der Approximationen). Die Impulsgleichungen des Ozeanmodells lauten:

$$u_t + L(u) - \frac{uv \tan \phi}{a} - fv = -\frac{p_\lambda}{\rho_0 a \cos \phi} + (\kappa_m u_z)_z + F^u \quad (5.1)$$

$$v_t + L(v) + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + fu = -\frac{p_\phi}{\rho_0 a} + (\kappa_m v_z)_z + F^v \quad (5.2)$$

wobei u , v , w die zonalen, meridionalen und vertikalen Geschwindigkeiten sind. ρ ist die Wasserdichte, ρ_0 eine Referenzdichte, p der Druck. Der Coriolisparameter beträgt $f = 2\Omega \sin \phi$ (Ω ist die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation), g steht für die Erdbeschleunigung. Der Advektionsoperator L ist definiert als:

$$L(\alpha) = \frac{(u\alpha)_\lambda}{a \cos \phi} + \frac{(\cos \phi v\alpha)_\phi}{a \cos \phi} + (w\alpha)_z$$

Kleinskalige Prozesse werden durch diffusive Vermischung parametrisiert. Die horizontalen Reibungs- und Diffusionsterme sind in F^u und F^v enthalten.

$$F^u = \nabla(A_m \nabla u) + A_m \left(\frac{(1 - \tan^2 \phi)u}{a^2} - \frac{2 \sin \phi v_\lambda}{a^2 \cos^2 \phi} \right)$$

$$F^v = \nabla(A_m \nabla v) + A_m \left(\frac{(1 - \tan^2 \phi)v}{a^2} + \frac{2 \sin \phi u_\lambda}{a^2 \cos^2 \phi} \right)$$

A_m und κ_m sind horizontale und vertikale Vermischungsparameter für den Impuls.

Die Kontinuitätsgleichung lautet:

$$w_z = -\frac{1}{a \cos \phi} (u_\lambda + (\cos \phi v)_\phi) \quad (5.3)$$

Hinzu kommt noch die hydrostatische Gleichung:

$$p_z = -\rho g \quad (5.4)$$

und die Salz- und Wärmeerhaltungsgleichung:

$$T_t + L(T) = (\kappa_h T_z)_z + \nabla(A_h \nabla T) \quad (5.5)$$

$$S_t + L(S) = (\kappa_h S_z)_z + \nabla(A_h \nabla S) \quad (5.6)$$

A_h und κ_h sind Diffusionstensoren zur Berechnung von horizontaler und vertikaler diffusiver Vermischung. Ferner gehen die zwei prognostischen Variablen Salzgehalt S und potentielle Temperatur T in eine nichtlineare Zustandsgleichung ein:

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (5.7)$$

Die schnellsten Wellenprozesse in diesem System sind externe Schwerewellen. Sie werden im diskreten Modell durch eine weitere Approximation, die "rigid lid" Randbedingung ($w = 0$ bei $z = 0$) herausgefiltert. Das horizontale Geschwindigkeitsfeld (u, v) kann in einen externen, barotropen, tiefenunabhängigen Anteil (\bar{u}, \bar{v}) und in einen internen, baroklinen, tiefenabhängigen Anteil (u', v') aufgespalten werden.

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' \end{aligned}$$

Wegen der "rigid lid"-Approximation ist der externe Mode divergenzfrei, und es kann eine Stromfunktion Ψ definiert werden:

$$\begin{aligned} \bar{u} &= -\frac{1}{Ha} \Psi_\phi \\ \bar{v} &= \frac{1}{H \cos \phi} \Psi_\lambda \end{aligned}$$

H ist die Wassertiefe von der Oberfläche bis zum Boden. Die Stromfunktion Ψ wird anstelle der Oberflächenauslenkung als prognostische Variable in das Gleichungssystem eingeführt. Durch vertikale Mittelung der horizontalen Impulsgleichungen mit anschließender Rotationsbildung ergibt sich eine elliptische Differentialgleichung für die Stromfunktion:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left(\frac{1}{H} \nabla \Psi_t \right) &= J\left(\frac{f}{H}, \Psi\right) + \left[\frac{g}{\rho_0 H} \int_{-H}^0 \int_{-H}^z \rho_\phi dz' dz \right]_\lambda \\ &\quad - \left[\frac{g}{\rho_0 H} \int_{-H}^0 \int_{-H}^z \rho_\lambda dz' dz \right]_\phi + \tilde{G} \end{aligned}$$

\tilde{G} faßt die nichtlinearen und dissipativen Terme zusammen, und J bezeichnet den Jacobi-Operator ($J(a, b) = a_x b_y - a_y b_x$).

5.3. Modellkonfiguration

Der horizontale Gitterabstand beträgt 3° meridional und 4° zonal. Das Modell umfaßt 20 Schichten, deren Mächtigkeit in der Vertikalen mit der Tiefe zunimmt. Die Topographie ist in Abbildung 5.1 dargestellt, sie wurde von DANABASOGLU UND MCWILLIAMS (1995) übernommen, weil es sich um eine bereits getestete und veröffentlichte Version handelt.

Die Wiedergabe von engen Wasserstraßen, Buchten und Inseln sind in einem grob-auflösenden Ozeanmodell problematisch. Sie wurden in dieser Konfiguration entweder erweitert oder ganz weggelassen. Die Antarktis, Australien und zur Vereinfachung der Numerik auch der Nordpol sind die einzigen Inseln in diesem Modell. Außerdem ist Grönland mit Nordamerika verbunden; die Beringstraße sowie die Straße von Gibraltar sind geschlossen. Die Ozeanbecken haben eine Minimaltiefe von 2288 m, Schelfgebiete

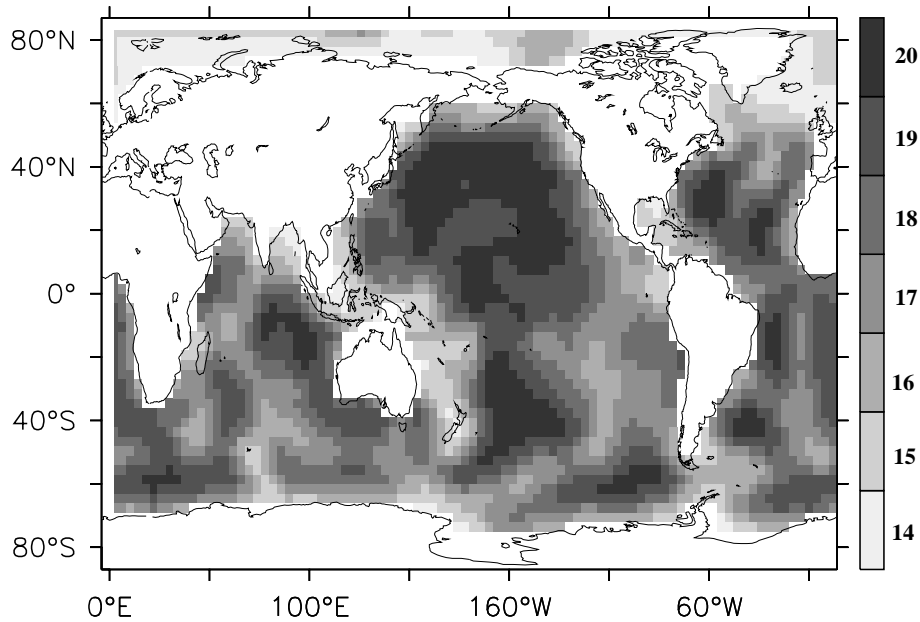


Abbildung 5.1.: Topographie des Ozeanmodells: Anzahl der Tiefenschichten für Tracerpunkte

gibt es demnach nicht. Die Dicke der einzelnen Schichten ist in der Tabelle 5.1 aufgelistet.

Gerechnet wird auf einem Arakawa-B-Gitter (MESINGER UND ARAKAWA, 1976), das ausführlich von COX (1984) beschrieben wird. Die Abbildung 5.2 zeigt die Anordnung von Skalar- und Vektorpunkten für eine Tiefenschicht im Arakawa-B-Gitter. Vertikal liegen die Vektor- und Skalarpunkte einer Schicht auf der gleichen Höhe. Die Vertikalge-

| Schicht | Δz | z | Schicht | Δz | z |
|---------|------------|---------|---------|------------|---------|
| 1 | 51.23 | 25.00 | 11 | 265.64 | 1354.38 |
| 2 | 56.13 | 77.46 | 12 | 296.55 | 1635.67 |
| 3 | 65.79 | 137.52 | 13 | 326.30 | 1947.47 |
| 4 | 80.00 | 209.05 | 14 | 354.18 | 2288.27 |
| 5 | 98.39 | 297.25 | 15 | 379.49 | 2655.82 |
| 6 | 120.51 | 405.82 | 16 | 401.61 | 3047.25 |
| 7 | 145.82 | 538.27 | 17 | 420.00 | 3459.05 |
| 8 | 173.70 | 697.47 | 18 | 434.21 | 3887.25 |
| 9 | 203.45 | 885.67 | 19 | 443.87 | 4327.46 |
| 10 | 234.36 | 1104.38 | 20 | 448.77 | 4775.00 |

Tabelle 5.1.: Vertikale Auflösung des Ozeanmodells in Metern
 Δz = Schichtdicke, z = Tiefe der Skalar- und Vektorpunkte

schwindigkeiten w liegen hingegen auf einem um eine halbe Gitterboxhöhe vertikal versetzten Skalargitter (vergleiche PACANOWSKI (1995)).

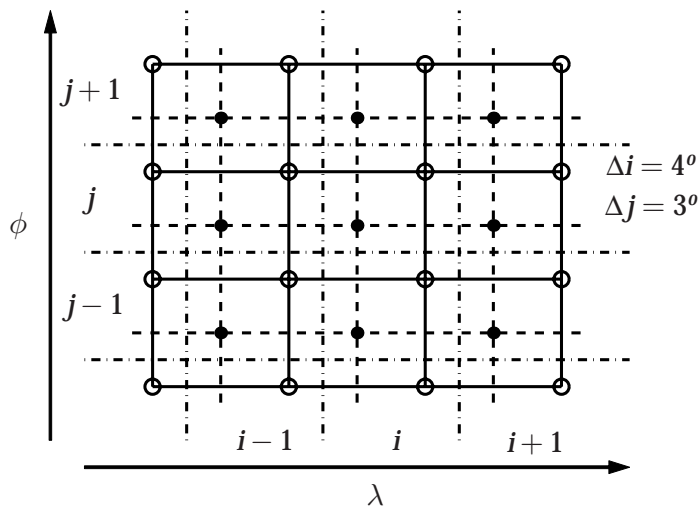


Abbildung 5.2.: Verteilung der Skalar- und Vektorpunkte in einer Tiefenschicht im Arakawa-B-Gitter; die durchgezogenen Linien stellen das Vektorgitter dar, die gestrichelten das Skalargitter. Die strichpunktierten Linien fassen die Punkte mit gleichem Index zusammen. Vektorpunkte sind als Kreise gekennzeichnet, Skalarpunkte als Punkte. λ sind die Breitengrade, ϕ die Längengrade.

Die Werte der horizontalen und vertikalen Vermischungsparameter für Impuls sowie die Zeitschritte für Tracer, barotropen und baroklinen Impuls sind in der Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Es werden unterschiedliche Zeitschritte für Tracer (Temperatur und Salzgehalt) und Impuls benutzt. Mit dieser asynchronen Integrationstechnik werden die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der schnellsten Wellen, das heißt der internen Schwerkwellen und der externen Rossby-Wellen, reduziert (BRYAN, 1984). Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten interner Rossby-Wellen werden bei dieser Methode kaum gedämpft, da deren Wellenlänge bedingt durch die Gitterauflösung im Vergleich zum Deformationsradius groß ist (BRYAN, 1984). Damit die horizontalen Längenskalen der westlichen Randströme mit einem Gitterabstand von Δx aufgelöst werden, muß der horizontale Vermischungsparameter für Impuls mindestens so hoch gewählt werden, daß βv von gleicher Größenordnung ist wie $A_m \nabla^2 v_\lambda$ ($\beta = f \cotan \phi / a$). In Abschnitt 8.1 wird anhand eines Testlaufs gezeigt, welchen Einfluß die Wahl des horizontalen Vermischungsparameters auf die Zirkulation haben kann. Für das gekoppelte Atmosphären-, Meereis-, Ozeanmodell wurde ein Wert von $A_m = 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gewählt. Nach BRYAN (1987) hat die Wahl des vertikalen Vermischungsparameters κ_m keine wesentlichen Effekte auf die großräumige Zirkulation. Die Ekman-Tiefe sollte in der ersten Modellschicht enthalten sein, dieses ist mit dem hier gewählten Wert von $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ der Fall.

| Beschreibung | Parameter | Wert | Einheit |
|--|------------|-----------|--------------|
| Horizontaler Vermischungskoeff. (Impuls) | A_m | 10^6 | $m^2 s^{-1}$ |
| Vertikaler Vermischungskoeff. (Impuls) | κ_m | 10^{-3} | $m^2 s^{-1}$ |
| Zeitschritt für Tracer | τ | 43200 | s |
| Zeitschritt für Impuls (baroklin) | τ | 1728 | s |
| Zeitschritt für Impuls (barotrop) | τ | 864 | s |

Tabelle 5.2.: *Vermischungsparameter und Zeitschritte*

Als Advektionsschema für die Tracer wird der “Flux-Corrected Transport (FCT)” - Algorithmus angewandt (BORIS UND BOOK, 1973; ZALESK, 1979). In dieser Konfiguration ist die explizite Diffusion von Tracern nicht notwendig, und die Diffusionskoeffizienten A_h und κ_h sind identisch null. Eine vergleichende Studie von GERDES ET AL. (1991) stellt die Vorteile des “FCT”-Algorithmus gegenüber herkömmlichen Advektionsschemata anhand zwei- und dreidimensionaler Beispiele heraus.

6. Die Kopplung der drei Modellmodule

Die drei Module Atmosphärenmodell, Ozeanmodell und Meereismodell rechnen unabhängig voneinander mit verschiedenen Zeitschritten. Für dieses Vorgehen werden Integrationsabschnitte definiert, in denen jedes Modell mit festen, von den beiden anderen Modellen vorgegebenen Randbedingungen rechnet. Die Integrationsabschnitte betragen für das Atmosphären- sowie für das Eismodell 12 Stunden, das Ozeanmodell rechnet 24 Stunden zwischen zwei Übergaben. Während eines Integrationsabschnitts werden die auszutauschenden Werte in jedem Zeitschritt aufaddiert und vor der Übergabe zeitlich gemittelt. Die Übergabe zwischen den Modellen erfolgt am Ende eines Integrationsabschnitts wie in Abbildung 6.1 dargestellt.

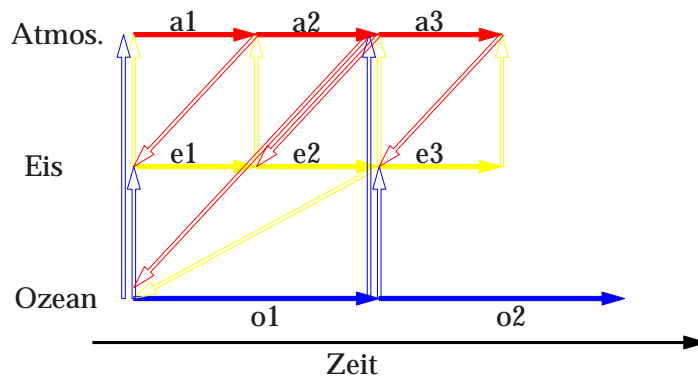


Abbildung 6.1.: Integrationsabschnitte der drei Modellmodule; dargestellt sind 3 Integrationsabschnitte der Atmosphäre (a1 bis a3 in rot), 3 Integrationsabschnitte des Meereises (e1 bis e3 in gelb) und 2 Integrationsabschnitte des Ozeans (o1 und o2 in blau). Die transparenten Pfeile zeigen die Übergabe von berechneten Größen zwischen den Modellen an, dabei sind die Pfeile hier in der Farbe des gebenden Modells eingefärbt.

Aus Abbildung 6.2 ist ersichtlich, welche Größen bei jeder Übergabe zwischen den Modellen ausgetauscht werden. τ bezeichnet hier den jeweiligen Zeitschritt des Modells, τ_λ und τ_ϕ die Komponenten des Windstresses an der Wasseroberfläche. Das Atmosphärenmodell prognostiziert keine Winde, τ_λ und τ_ϕ sind klimatologische Werte, die beim Tuning des Atmosphärenmodells definiert werden und im weiteren Verlauf konstant bleiben. Weiterhin erhält das Ozeanmodell Wärmeflüsse der Atmosphäre und des Meer-

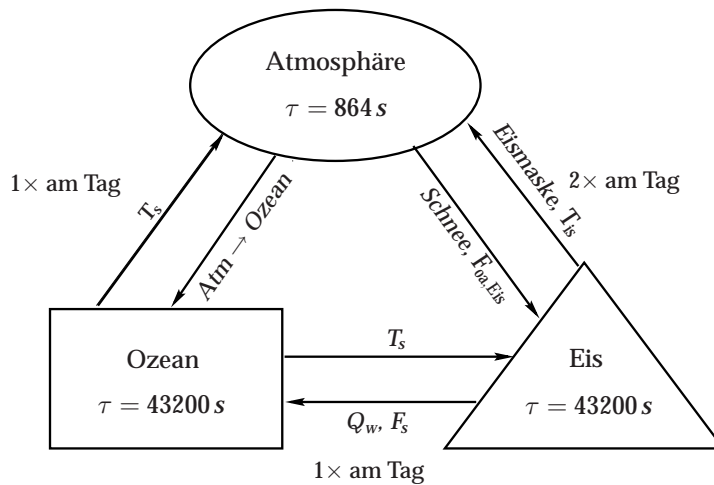


Abbildung 6.2.: Ausgetauschte Größen bei der Kopplung der drei Modellmodule
 $Atm \rightarrow Ozean = \tau_\lambda, \tau_\phi, F_{oa,Wasser}, P-E, \text{kontinentaler Abflu\ss}$

eises ($F_{oa,Wasser}$ und Q_w) sowie Süßwasserflüsse aus Niederschlag minus Verdunstung ($P - E$), kontinentalem Abfluß oder Eisschmelze bzw. Anfrieren von Meereis (F_s). Die Atmosphäre braucht zur Berechnung von Wärmeflüssen und Verdunstung die Wasser- und die Eisoberflächentemperatur (T_s und T_{is}) sowie die prozentuale Bedeckung von Meereis in einer Gitterbox (Eismaske). Das Eismodell erhält von der Atmosphäre den Wärmefluß am Eis-Luftübergang ($F_{oa,Eis}$) und den auf eisbedeckten Flächen gefallenen Schnee. Zur Berechnung des Wärmeflusses am Wasser-Eisübergang wird ihm die Wasseroberflächentemperatur (T_s) von dem Ozeanmodell übergeben.

Das Ozean- und das Eismodell sind auf einem 4×3 Grad Gitter konfiguriert, das Atmosphärenmodell hat hingegen eine Auflösung von $10^0 \times 10^0$. Bei jedem Austausch zwischen Modellkomponenten werden die Variablen auf das jeweilige Gitter interpoliert. Außerdem muß die prozentuale Land- und Eisbedeckung berücksichtigt werden. Das Atmosphärenmodell berechnet hierfür zwei unabhängige Wärmeflüsse entsprechend hundertprozentiger Wasser- oder Meereisbedeckung, die prozentual an das Eismodell und das Ozeanmodell übergeben werden. Auch die Süßwasserflüsse werden unter Berücksichtigung der aktuellen Eisbedeckung zwischen dem Eismodell und dem Ozeanmodell aufgeteilt. In Abbildung 6.3 sind an einem Beispiel die überlagerten Gitter gezeigt. Unter einer Atmosphäregitterbox können sowohl Ozeanboxen mit Land-, Wasser-, Eis- und prozentualer Eisbedeckung liegen.

Nach AAGAARD UND CARMACK (1989) werden 2790 km^3 Süßwasser pro Jahr durch advektiven Eisexport allein über die Framstraße mit dem Ostgrönlandstrom dem Nordatlantik zugeführt, das heißt nach ihrer Abschätzung 66% des gesamten Süßwasser-eintrags in den arktischen Ozean durch kontinentalen Abfluß und Regen. Weitere $920 \text{ km}^3/\text{Jahr}$ werden durch den Kanadischen Archipel in die Labradorsee transportiert. Dieser Süßwassereintrag kann in dem hier vorgestellten gekoppelten System nicht nach-

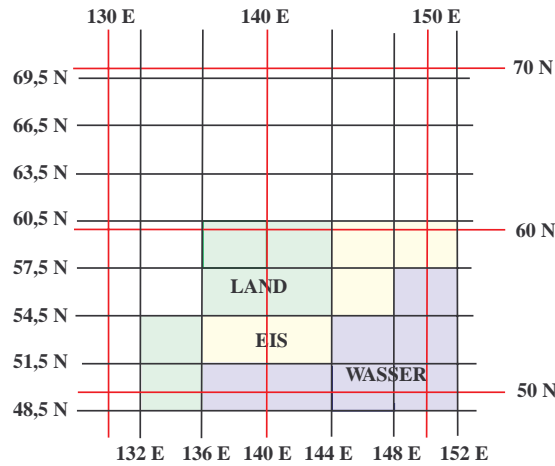


Abbildung 6.3.: Darstellung der Gitter des Atmosphärenmodells (rot) und des Ozeanmodells (schwarz); eingezeichnet sind Landflächen in grün, wasserbedeckte Flächen in blau und meereisbedeckte Flächen in gelb.

gebildet werden. Der Kanadische Archipel ist in der vereinfachten Topographie des Ozeanmodells geschlossen; außerdem ist das Meereismodell rein thermodynamisch und kann keinen advektiven Eistransport nachbilden. Um diesen Süßwasserfluß zu berücksichtigen, wird der über Meereis gefallene Schnee auf die Labradorsee und den Ostgrönlandstrom verteilt. Diese Wahl findet ihre Berechtigung in den realitätsnahen Modellergebnissen. Die Verteilung geschieht ohne Zeitverzögerung, der Schnee wird im gleichen Integrationsabschnitt an das Ozeanmodell weitergeleitet. In den südlichen Polargebieten wird der über Meereis gefallene Schnee noch im gleichen Integrationsabschnitt den darunterliegenden Ozeangitterboxen zugeführt.

Über Land wird der Regen je nach Einzugsgebiet in die dazugehörige Flußmündung geleitet und dem Ozean im gleichen Integrationsabschnitt zugeführt. Das Abflussschema des kontinentalen Abflusses ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Boxen, in denen der kontinentale Abfluß dem Ozeanmodell übergeben wird, sind mit einem Pfeil gekennzeichnet. Bei Atmosphäregitterboxen mit prozentualer Wasserbedeckung, die nicht mit einer mit Pfeil gekennzeichneten Gitterbox verbunden sind, wird der kontinentale Abfluß direkt in die darunterliegenden Ozeangitterboxen verteilt.

Die Abflußraten des Modells können nicht direkt mit Messungen verglichen werden, weil die Einzugsgebiete immer mehrere real existierende Flüsse zusammenfassen. Ein gutes Beispiel hierfür ist die Abflußrate des Amazonas. Der vom Modell berechnete Wert liegt im Jahresmittel bei $254 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. MARCINEK (1964) gibt für den Amazonas eine Abflußrate von nur $180 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ an. Zu dem Einzugsgebiet des Amazonas gehört allerdings auch der Orinoko, der bei MARCINEK (1964) mit einer Abflußrate von $28 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ angegeben ist. Außerdem liegt in diesem Gebiet der Tocantins mit $11,4 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (nach Angaben des Global Runoff Data Center (GRDC), Bundesanstalt für Gewässerkunde, Februar 1999). Diese drei Flüsse haben eine Abflußrate von insgesamt $220 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$; unter

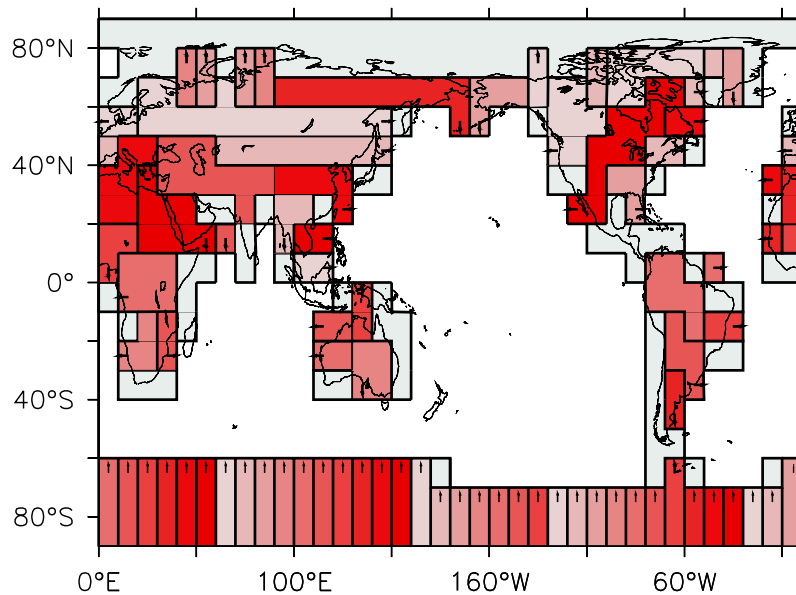


Abbildung 6.4: Schema des kontinentalen Abflusses im gekoppelten Modell; zusammenhängende Abflußgebiete sind in der gleichen Schattierung eingefärbt.

Berücksichtigung der vielen kleinen Flüsse in diesem Gebiet ist die Größenordnung des vom Modell berechneten Werts durchaus realistisch.

In diesem grobauflösenden Modell reagiert die Zirkulation des Nordpolarmeers sehr sensitiv auf Süßwassereinträge. Aus diesem Grund wird ein Teil der Einzugsgebiete ost-sibirischer und kanadischer Flüsse Mündungsgebieten im Pazifik zugeteilt. Dieses Verfahren wurde bereits von WEAVER ET AL. (1998) angewendet; der gesamte kontinentale Abfluß in das Nordpolarmeer beträgt mit dieser Umverteilung 6735 km^3 pro Jahr und liegt immer noch oberhalb des geschätzten Werts von 3300 km^3 pro Jahr (AAGAARD UND CARMACK, 1989).

Sowohl die "Umleitung" der ost-sibirischen Flüsse als auch die Parametrisierung des advektiven Eistransports durch die Framstraße und den Kanadischen Archipel sind Hilfsmittel, um die Süßwasserbalance im Nordpolarmeer realitätsnah nachzubilden. Ohne diese beiden Hilfsmittel beträgt der Süßwassereintrag in das Nordpolarmeer (nördlich von 72°N) durch Netto-Niederschlag und kontinentalen Abfluß im gekoppelten Modell 8336 km^3 pro Jahr. In der hier vorgestellten Version ist der gesamte Süßwassereintrag an der Oberfläche auf 680 km^3 pro Jahr reduziert. AAGAARD UND CARMACK (1989) schätzen die Höhe des Süßwassereintrags durch kontinentalen Abfluß und Netto-Niederschlag auf einen Wert von 4200 km^3 pro Jahr. Der Süßwasserexport durch advektiven Eistransport wird auf insgesamt 3710 km^3 pro Jahr geschätzt, dieses ergibt einen Nettowert von 490 km^3 pro Jahr. Die 680 km^3 Netto-Süßwassereintrag pro Jahr der hier vorgestellten Modellversion liegen demnach in einer realistischen Größenordnung.

7. Experimente mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell

In diesem Kapitel werden Experimente und Sensitivitätsstudien mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell vorgestellt. Die Atmosphäre rechnet hier mit zeitlich konstanten, klimatologischen Feldern von Wasseroberflächentemperatur (COADS) und Meereisbedeckung (NCEP/NCAR).

In Absatz 7.1 werden zwei Ansätze zum Tuning der mittleren Transporte sensibler Wärme beschrieben und anhand von zwei verschiedenen Modellversionen getestet. Eine dieser Versionen ist bestimmt, an das Ozeanmodell gekoppelt zu werden, mit der anderen werden in diesem Kapitel im ungekoppelten Zustand Sensitivitätsstudien durchgeführt. Eine Analyse der Ergebnisse des ungekoppelten Atmosphärenmodells wird in Absatz 7.2 gegeben. Weiterhin wird die Reaktion des Atmosphärenmodells auf eine "SST-Anomalie" im Nordatlantik in Absatz 7.3 diskutiert. Dabei wird insbesondere anhand einer Sensitivitätsstudie abgeschätzt, inwieweit es bei einer langanhaltenden Störung im Klima gerechtfertigt ist, mit einer zeitlich konstanten mittleren Zirkulation zu rechnen (vergleiche Absatz 7.3.2).

7.1. "AtmId" und "AtmOz"

Wie bereits in Absatz 3.7.3 angesprochen, können die mittleren Transporte sensibler Wärme auf zwei verschiedene Arten berechnet werden. Zum einen wird beim Tuning der Wärmefluß am Wasser-Luft- bzw. am Eis-Luftübergang verwendet, den das Atmosphärenmodell anhand klimatologischer Daten berechnet. Dieser Wärmefluß entspricht allerdings nicht unbedingt einem Gleichgewichtszustand. Er muß noch so justiert werden, daß sein globales Mittel identisch null ist. Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird diese mit "eigenem" Wärmefluß eingestellte Atmosphäre als "AtmId" bezeichnet. Die andere Möglichkeit besteht im Tuning mit Wärmeflüssen, die von dem ungekoppelten Ozeanmodell in gleicher Konfiguration errechnet wurden. Diese Wärmeflüsse stammen aus einem Gleichgewichtszustand und müssen nicht überarbeitet werden. Die auf diese Weise eingestellte Atmosphäre wird im folgenden als "AtmOz" bezeichnet.

Der gesamte Wärmetransport von Ozean und Atmosphäre ist durch die Strahlungsdivergenz am Atmosphärenaußenrand gegeben. Er ist in beiden Fällen identisch. Aus

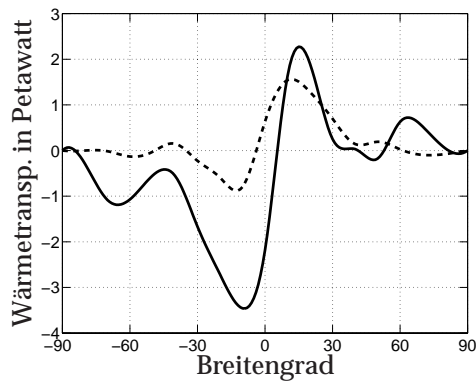


Abbildung 7.1.: *Transporte des “AtmId”-Modells*

Dargestellt sind die nordwärtsgerichteten mittleren Transporte sensibler Wärme (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie zeigt die zonal integrierte und meridional aufsummierte Divergenz des Wärmeflusses am Wasser-Luft- bzw. am Eis-Luftübergang an.

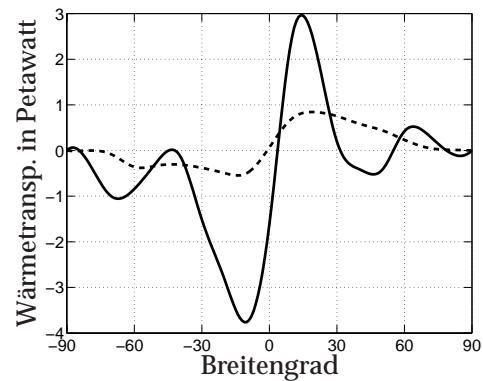


Abbildung 7.2.: *Transporte des “AtmOz”-Modells*

Wie in Abbildung 7.1

der zonal integrierten und meridional aufsummierten Divergenz des Wärmeflusses am Wasser-Luftübergang kann unter der Annahme des stationären Zustands für den Ozean der nordwärtsgerichtete ozeanische Wärmetransport berechnet werden. Aus den Abbildungen 7.1 und 7.2 ist ersichtlich, daß der ozeanische Wärmetransport des “AtmOz”-Modells geringer ist als der des “AtmId”-Modells. Dieses liegt in der relativ schwachen Nachbildung des meridionalen Wärmetransports durch das ungekoppelte Ozeanmodell begründet. Die Differenz wird von den atmosphärischen mittleren Transporten sensibler Wärme wieder ausgeglichen. Die mittleren Transporte sensibler Wärme sind im “AtmOz”-Modell stärker als im “AtmId”-Modell.

In Abbildung 7.3 ist die Differenz zwischen den beiden ins Tuning eingehenden Wärmeflüssen am Wasser-Luftübergang dargestellt (Flüsse vom Ozean in die Atmosphäre sind positiv). Auffällig ist eine Dipolstruktur vor der Ostküste Nordamerikas. Durch die zu schwache Nachbildung des Golfstroms im ungekoppelten Referenzlauf des Ozeans sind die Wassertemperaturen vor der südlichen Ostküste Nordamerikas zu niedrig. Der Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre liegt unter dem Wert, der mit einer klimatologischen Wasseroberflächentemperatur berechnet wurde. Weiterhin erfolgt die Ablösung des Golfstroms von der nordamerikanischen Küste zu weit nördlich, was zu sehr warmen Wassertemperaturen vor Neufundland führt. Dadurch ist an dieser Stelle der Wärmefluß des “AtmOz”-Modells größer als der des “AtmId”-Modells. Eine weitere Differenz befindet sich westlich von Ecuador. Hier ist die schwache Nachbildung des Humboldt- und des Südäquatorialstroms die Ursache. Durch die grobe Auflösung des Ozeanmodells kann die Auftriebszone im Westpazifik nur ungenügend dargestellt werden. Die Eisbe-

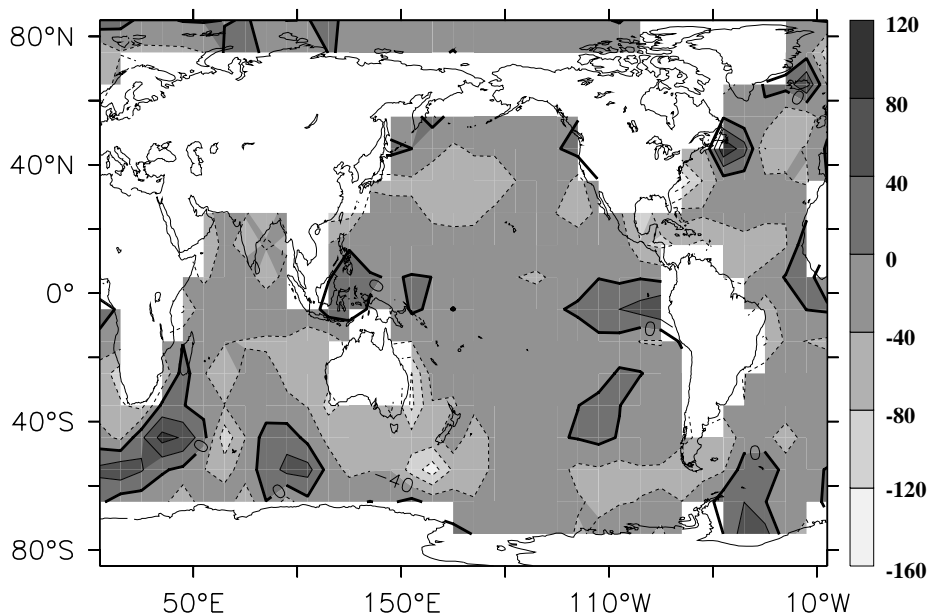


Abbildung 7.3.: Darstellung der Differenz zwischen den ins Tuning eingehenden Wärmeflüssen am Wasser-Luftübergang des “AtmOz”- und des “AtmId”-Modells in Wm^{-2}

deckung im Weddellmeer ist im Referenzlauf des ungekoppelten Ozeanmodells geringer als die klimatologischen Werte von NCEP/NCAR. Daraus folgt, daß der Wärmefluß im “AtmOz”-Modell stärker ist als im “AtmId”-Modell. In Gebieten, in denen der Wärmefluß am Wasser-Luftübergang im “AtmOz”-Modell höher ist als im “AtmId”-Modell, wird durch die mittleren Transporte sensibler Wärme auch mehr Energie abtransportiert. Das “AtmOz”-Modell müßte demnach vor Neufundland, über Island, im Weddellmeer, vor Ecuador sowie in einem großen Bereich südlich von Afrika im Gleichgewicht niedrigere Atmosphärentemperaturen vorweisen als das “AtmId”-Modell. In Abbildung 7.4 sind die Differenzen der atmosphärischen Temperatur zwischen “AtmOz” und “AtmId” dargestellt. Auffällig sind hier relativ geringe Abweichungen über Island und vor Neufundland. An diesen Punkten wird die Differenz zwischen den mittleren Transporten sensibler Wärme durch eine Anpassung der transienten Wirbel wieder ausgeglichen. In den Tropen haben die transienten Wirbel keinen Einfluß auf das Klima, deswegen ist die Reaktion der Oberflächentemperatur vor Ecuador verhältnismäßig stark. Die Polargebiete sind im “AtmId”-Modell um einige Grad zu warm. Dieses Phänomen wird im Absatz 7.2 erklärt und ist hier an einer starken Temperaturdifferenz über dem Weddell- und dem Rossmeer sowie in der Arktis zu erkennen.

Die Differenz zwischen den Verteilungen des Netto-Niederschlags (Regen minus Verdunstung) spiegelt die Abweichungen der Transporte latenter Wärme durch transiente Wirbel wider (siehe Abbildung 7.5). Über Island, dem Golfstrom sowie über Ostchina sind beachtliche Änderungen im Netto-Niederschlag zu verzeichnen. Wie bereits bei Be-

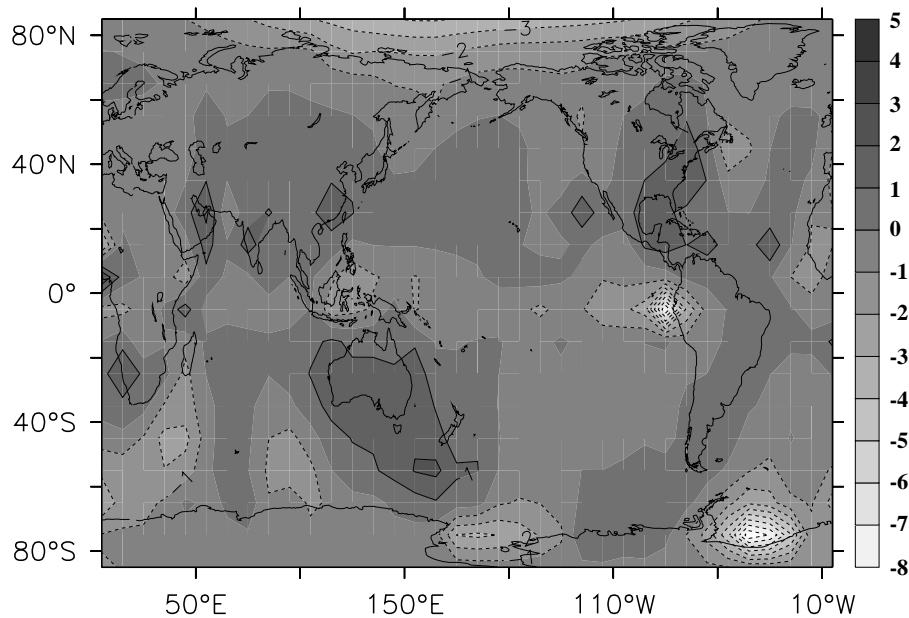


Abbildung 7.4.: Darstellung der Differenz zwischen der atmosphärischen Oberflächentemperatur des “AtmOz”- und des “AtmId”-Modells; der Abstand zwischen den Konturen beträgt 1°C, die Nulllinie ist nicht abgebildet.

trachtung der Oberflächentemperaturen festgestellt, wird in diesen Punkten die Differenz zwischen den mittleren Transporten sensibler Wärme durch eine Angleichung der Transporte durch transiente Wirbel ausgeglichen. Vor der Küste Ecuadors und in den Polargebieten sind diese Differenzen relativ gering.

Die hier besprochenen Differenzen zwischen den Ergebnissen des “AtmId”- und des “AtmOz”-Modells sind kleinskalig und von geringem Ausmaß für ein grobauflösendes Modell von $10^0 \times 10^0$. Der jeweilige Ansatz des Tunings hat demnach nur einen geringfügigen Einfluß auf die Ergebnisse des Atmosphärenmodells. Die folgenden Sensitivitätsstudien und Experimente des ungekoppelten Atmosphärenmodells wurden mit dem “AtmId”-Modell gerechnet. Da das “AtmId”-Modell aber einige Schwachpunkte in den Polargebieten aufweist, wurde für die atmosphärische Komponente des gekoppelten Systems das “AtmOz”-Modell gewählt.

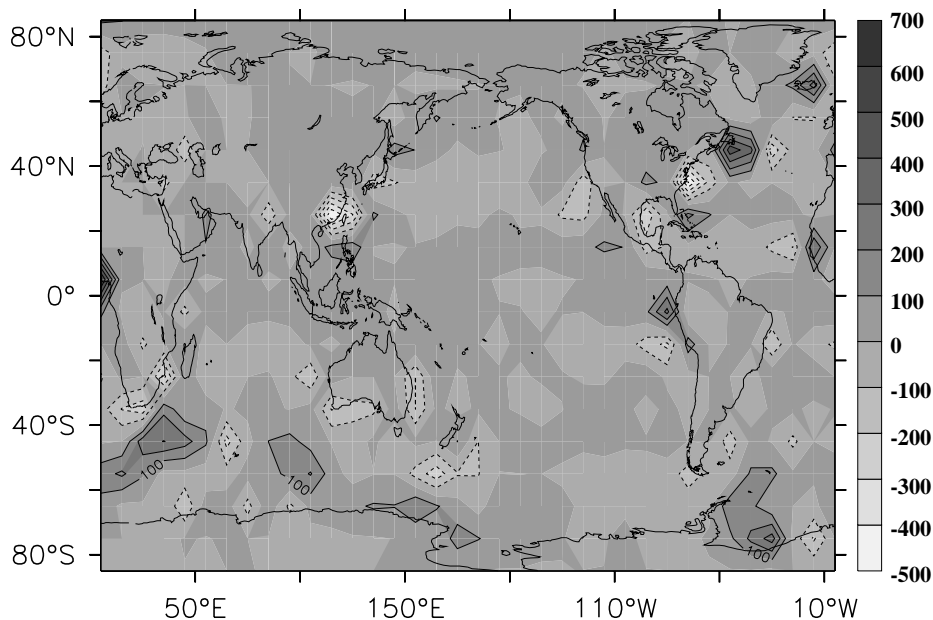


Abbildung 7.5.: Darstellung der Differenz zwischen den Netto-Niederschlagswerten (Niederschlag minus Verdunstung) des “AtmOz”- und des “AtmId”-Modells; der Abstand zwischen den Konturen beträgt 100 mm/Jahr, die Nulllinie ist nicht abgebildet.

7.2. Die Ergebnisse des “AtmId”-Modells

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse eines Laufs des ungekoppelten “AtmId”-Modells ohne Jahresgang der solaren Einstrahlung vorgestellt.

In Abbildung 7.6 sind die berechneten Oberflächentemperaturen des Atmosphärenmodells im Gleichgewicht dargestellt. Ihre Abweichungen zu klimatologischen Werten sind mit Ausnahme der Polargebiete klein (siehe Abbildung 7.7) und, wie im folgenden diskutiert, weitgehend durch Inkonsistenzen zwischen den Datensätzen des Tunings zu erklären. Die Erwärmung der Polargebiete ist charakteristisch für das “AtmId”-Modell. Der Grund hierfür ist der selbstberechnete Wärmefluß am Wasser-Luftübergang, dessen globales Mittel in der Größenordnung von 20 Wm^{-2} liegt. Dieser Mittelwert wird in allen Punkten vom errechneten Wert abgezogen, damit das globale Mittel identisch null ist. Hierbei wird die Eisbedeckung nicht berücksichtigt, und die mittleren Transporte sensibler Wärme werden auch in eisbedeckten Gebieten mit einem Wärmefluß am Wasser-Luftübergang von -20 Wm^{-2} berechnet. Dementsprechend wird zu viel Wärme durch die mittleren Transporte sensibler Wärme in die Polargebiete gebracht, und das gesamte Gebiet erwärmt sich um bis zu 5°C über den klimatologischen Werten. Das “AtmOz”-Modell wird mit einem Wärmefluß getunt, dessen globales Mittel verschwindend klein ist. Das Phänomen zu warmer Polargebiete gibt es in dieser Modellversion nicht.

Ein weiterer Unterschied zu klimatologischen Daten ist, daß die Atmosphäre in

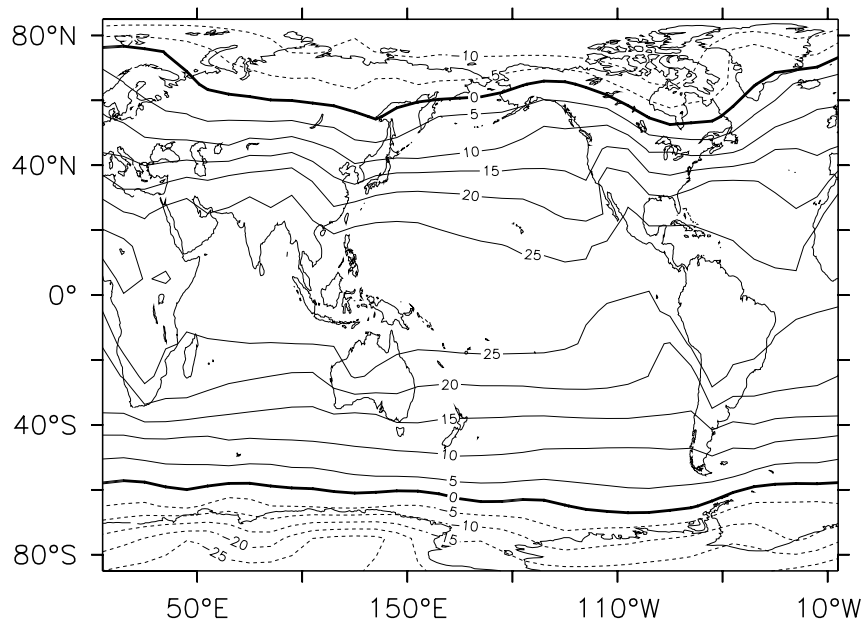


Abbildung 7.6.: Oberflächentemperatur der Atmosphäre in °C

trockenen Küstengebieten kälter wird als erwartet (siehe Abbildung 7.7, Rotes Meer, Arabisches Meer, Hochland von Mexiko, westliche Küste Südafrikas und westliche Küste Australiens). Auch diese Abweichung läßt sich durch eine Inkonsistenz der im Tuning gebrauchten Datensätze erklären. Die mittleren Transporte latenter Wärme werden mit Netto-Niederschlagsdaten berechnet. Weiterhin geht eine klimatologische Verteilung von Luftfeuchte in das Tuning ein. In trockenen Küstengebieten gibt es Gitterboxen, in denen die relative Luftfeuchte unterhalb des Maximalwerts rh_{max} liegt. Andererseits ist an diesen Punkten die berechnete Verdunstung E_{Modell} so gering, daß die Summe von berechneter Verdunstung und Netto-Niederschlagsdaten einen positiven Wert ergibt ($(P - E)_{Daten} + E_{Modell} > 0$). Das heißt, daß bei der Berechnung der mittleren Transporte ein Verlust an Feuchte durch Regen einbezogen wird, obwohl der niedrige Wert der relativen Luftfeuchte ein Abregnen verhindert ($rh < rh_{max}$). Das Resultat sind zu schwache mittlere Transporte aus diesem Gebiet heraus. Wie aus Abbildung 7.8 ersichtlich, steigt die Luftfeuchte in diesen Gebieten. Durch eine höhere Luftfeuchte wird die Verdunstung geschwächt, und der Wärmefluß am Wasser-Luftübergang verliert an Stärke. Die Konsequenz sind niedrigere Lufttemperaturen.

In Abbildung 7.9 ist die berechnete Luftfeuchte in Prozent dargestellt. Das Modell bildet großräumige Wüsten wie die Sahara, die Kalahari, die Victoriawüste und die Wüste Gobi nach. Die Luftfeuchte über Ozeanbecken entspricht fast überall dem Maximalwert von $rh_{max} = 85\%$.

Wie in Abbildung 7.10 zu erkennen, bildet das Modell sowohl die innertropische Konvergenzzone als auch die Verdunstungsgebiete in den Subtropen realitätsgetreu nach.

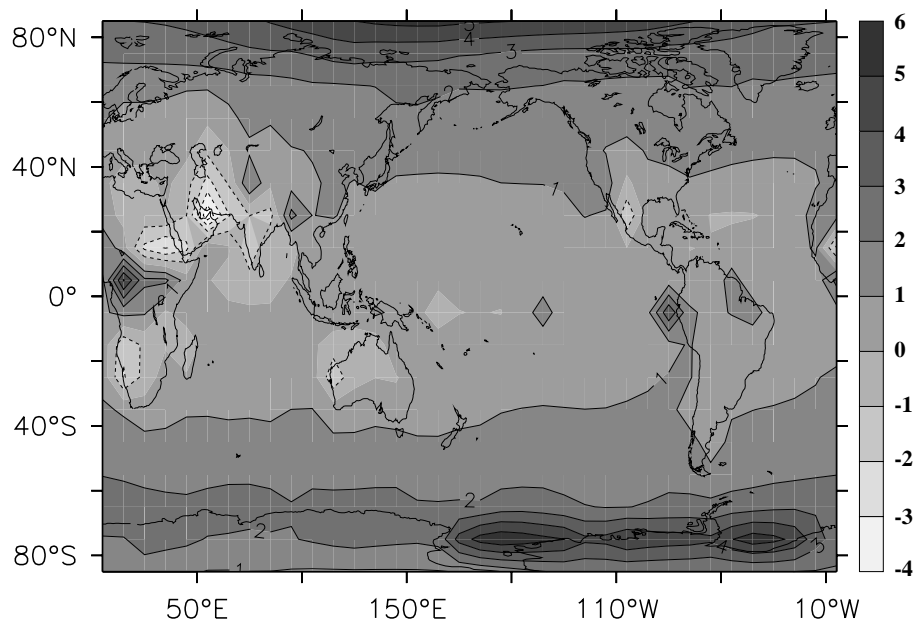


Abbildung 7.7.: Darstellung der Differenz zwischen der berechneten Oberflächentemperatur und klimatologischen Werten von NCEP/NCAR; der Linienabstand entspricht 1°C , die Nulllinie ist nicht abgebildet.

Insgesamt beträgt die Abweichung des Netto-Niederschlags von klimatologischen Werten nur in wenigen Punkten über 100 mm/Jahr (siehe Abbildung 7.11). Mit der Ausnahme des Himalaya handelt es sich um die bereits angesprochenen trockenen Küstengebiete, in denen die Verdunstung geschwächt und der Netto-Niederschlag somit geringer ist als in der Klimatologie. Weitere Abweichungen sind über Wüstengebieten zu entdecken. Sie werden durch den gleichen, bereits beschriebenen, Mechanismus hervorgerufen. Der im Tuning “vorhergesehene” Regen $((P - E)_{\text{Daten}} + E_{\text{Modell}})$ kann nicht entstehen, weil die relative Luftfeuchte niedriger ist als rh_{max} . Der Netto-Niederschlag ist somit kleiner als in den Datensätzen. Außerdem steigt die Luftfeuchte an, weil der Export latenter Wärme aus diesen Gebieten durch die mittleren Transporte zu schwach ist. Da über Landflächen die Verdunstung nicht explizit berechnet wird, ändert sich an diesen Punkten die Lufttemperatur nicht so drastisch wie in Küstengebieten. Allerdings schwächt sich der Feuchtgradient zwischen Küstenzonen und Wüsten durch die höhere Luftfeuchte über Land ab, und es wird weniger latente Energie durch transiente Wirbel von naheliegenden Küstenzonen in diese Gebiete gebracht. Infolgedessen nimmt der Netto-Niederschlag aus den Herkunftsgebieten der Feuchte zu. Dieses erklärt, warum Gebiete mit zu geringem Netto-Niederschlag von Gebieten mit zu hohem Netto-Niederschlag gesäumt sind.

In Abbildung 7.12 ist der Wärmefluß am Wasser-Luftübergang abgebildet. Über den westlichen Randströmen ist ein erhöhter Wärmefluß zu vermerken. Allerdings ist die Struktur des Wärmeflusses über dem Golfstrom und dem Kuroschio nicht so ausgeprägt

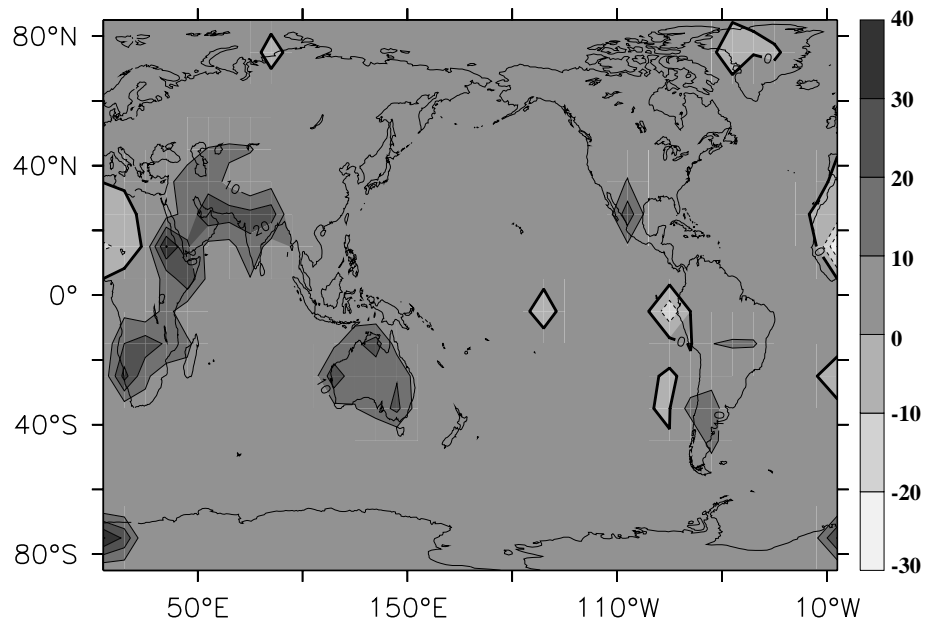


Abbildung 7.8.: Differenz zwischen der berechneten relativen Luftfeuchte und klimatologischen Werten von NCEP/NCAR; der Linienabstand entspricht 10%.

wie in den Daten von OBERHUBER (1988). Die grobe Auflösung verwischt das Warmwassersignal in diesen Gebieten.

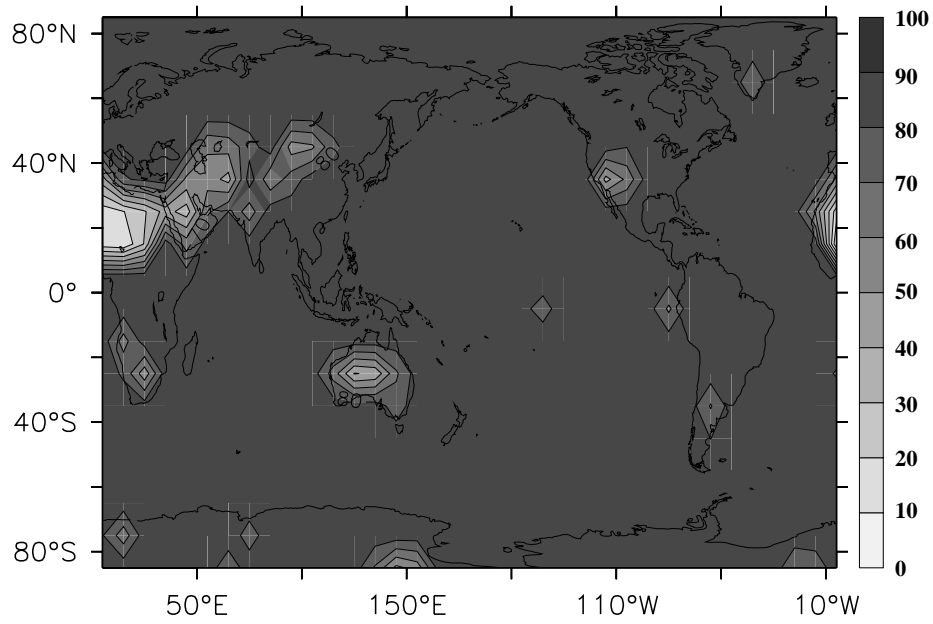


Abbildung 7.9.: Luftfeuchte des Atmosphärenmodells in %

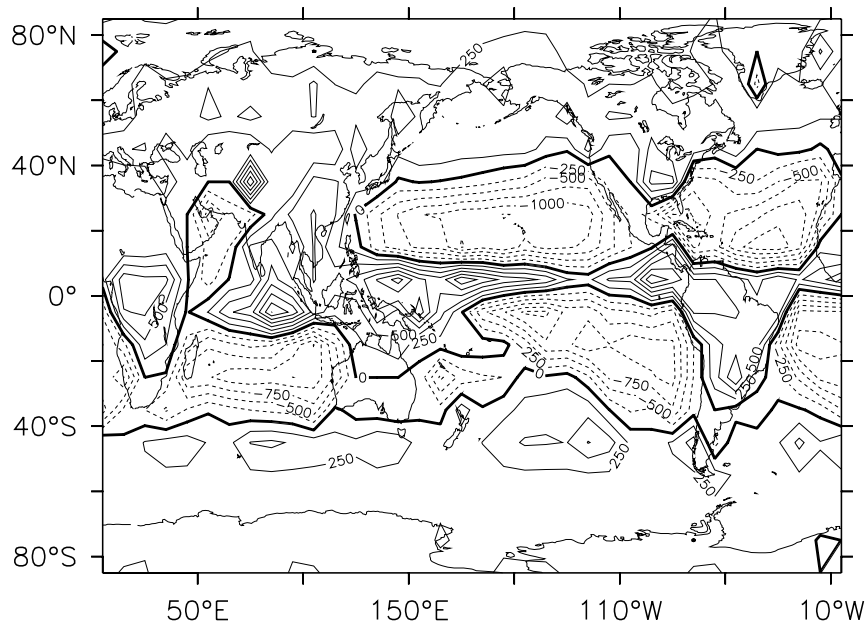


Abbildung 7.10.: Darstellung des berechneten Netto-Niederschlags (Niederschlag minus Verdunstung); der Linienabstand entspricht 250 mm/Jahr.

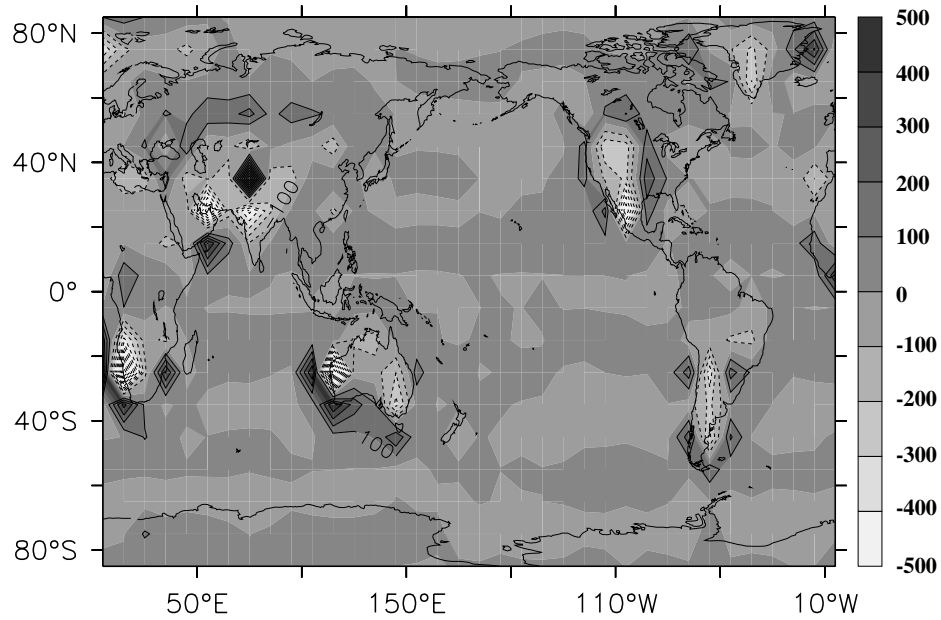


Abbildung 7.11.: Abweichung des Netto-Niederschlags von klimatologischen Daten des Tunings (COADS über Ozeanflächen, NCEP/NCAR über Land); der Linienabstand entspricht 100 mm/Jahr, die Nulllinie ist nicht abgebildet.

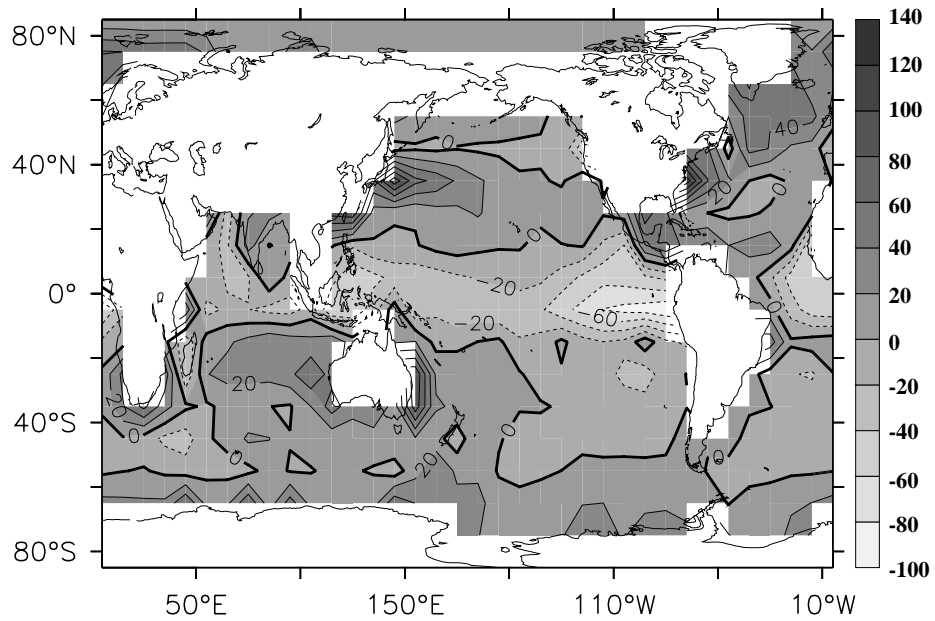


Abbildung 7.12.: Wärmefluß am Wasser-Luftübergang in Wm^{-2} ; der Wärmefluß in die Atmosphäre ist positiv definiert.

7.3. Reaktion des Atmosphärenmodells auf eine “SST-Anomalie”

Die Tiefenwasserbildung ist der Antrieb der globalen Umwälzbewegung und findet unter den gegenwärtigen klimatologischen Bedingungen hauptsächlich im Nordatlantik statt. Das dort gebildete Nordatlantische Tiefenwasser wird mit dem tiefen westlichen Randstrom entlang des amerikanischen Kontinentalabhangs in Richtung Süden transportiert. In den oberen Schichten erfolgt ein ausgleichender Transport in Richtung Norden mit dem westlichen Randstrom und dem Nordatlantischen Strom. Bei einer Abschwächung der thermohalinen Zirkulation werden auch die nordwärtigen Transporte von warmen, salzreichen Wassermassen in der Oberflächenschicht verringert. Eine Konsequenz sind kältere Wasseroberflächentemperaturen (SST) im Nordatlantik. Dieses Phänomen wurde bereits in vielen Studien untersucht (LOHMANN ET AL., 1996; PIERCE ET AL., 1996; FANNING UND WEAVER, 1997; GANOPOLSKI ET AL., 1998; WINTON, 1997; WEAVER ET AL., 1998). MANABE UND STOUFFER (1997) finden z.B. bei einer Reduktion der Overturningzelle um 13 Sv ($1 \text{ Sverdrup} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) eine “SST-Anomalie” von -5°C in der Dänemarkstraße und von -2°C im gesamten Gebiet des Nordatlantik. Bei einer Reduktion des Maximums der Stromfunktion des meridionalen Transports im Bereich $48^\circ \text{N} - 90^\circ \text{N}$ von 60 Sv auf 10 Sv nimmt bei SARAVANAN UND MCWILLIAMS (1995) die gemittelte SST von $35^\circ \text{N} - 90^\circ \text{N}$ um 4°C ab. CAI (1995) beschreibt eine “SST-Anomalie” von 2.5°C im Nordatlantik bei einer Reduktion des Maximums des Overturnings um einen Sverdrup. Diese mit sehr unterschiedlichen Modellen ermittelten Werte liegen weit auseinander. Die Stärke der Kopplung zwischen meridionaler Umwälzbewegung (Overturningzelle) und Oberflächentemperatur hängt stark von der Physik der Modelle ab. Um Übergänge zwischen verschiedenen Klimata zu untersuchen, ist es demnach wichtig, die Reaktion der Atmosphäre auf eine Änderung der Wasseroberflächentemperatur im Nordatlantik zu kennen. Hierfür wird eine Sensitivitätsstudie mit einer zeitlich konstanten “SST-Anomalie” von -3°C in dem Gebiet $40^\circ \text{N} - 70^\circ \text{N}$ und $40^\circ \text{W} - 10^\circ \text{W}$ durchgeführt (das Gebiet ist in Abbildung 7.14 durch einen schwarzen Kasten gekennzeichnet). Diese Anomalie bleibt während des gesamten Laufs bestehen. Da die Anpassungszeit der Atmosphäre wesentlich kürzer ist als die Zeitskala der Veränderungen der Wasseroberflächentemperatur, ist dieses Experiment relevant für nicht konstante “SST-Anomalien” in gekoppelten Läufen.

7.3.1. Studie mit dem “AtmId”-Modell

Das “AtmId”-Modell wurde in einem ersten Schritt ohne “SST-Anomalie” als Standardlauf ins Gleichgewicht gerechnet. In diesem Abschnitt werden nur die Abweichungen der Ergebnisse des Atmosphärenmodells, das mit einer “SST-Anomalie” im Nordatlantik gerechnet wurde, von den Ergebnissen des Standardlaufs untersucht. Alle Abbildungen dieses Absatzes stellen demnach die Abweichungen der Ergebnisse dar und nicht die absoluten Werte.

Da in einem zweiten Abschnitt die Reaktionen des Atmosphärenmodells auf dieselbe "SST-Anomalie" unter Berücksichtigung der zonalen Komponente des mittleren Windfelds untersucht werden, befinden sich alle Abbildungen der Ergebnisse am Ende des Kapitels, um einen Vergleich zwischen den Modellen zu ermöglichen. Dabei werden jeweils die Abbildungen der gleichen dargestellten Größe gegenübergestellt und erscheinen nicht in der Reihenfolge, in der sie im Text beschrieben werden.

In Abbildung 7.14 ist die durch die "SST-Anomalie" hervorgerufene Lufttemperaturanomalie abgebildet. Das Gebiet der "SST-Anomalie" ist schwarz eingerahmt. Auffällig ist ein fast isotropes Antwortverhalten der Lufttemperatur. Das Atmosphärenmodell kann auf eine Temperaturanomalie sowohl mit erhöhten Transporten durch transiente Wirbel als auch mit einer Veränderung der langwelligen Ausstrahlung reagieren. Da die transienten Wirbel durch Diffusion parametrisiert sind, breitet sich die Anomalie fast isotrop als Funktion des Temperaturgradienten aus.

Die Divergenz der Transporte sensibler Wärme nimmt im Bereich der "SST-Anomalie" ab, dafür in der Grönlandsee und im Westatlantik zu. Es wird demnach mehr Wärme aus den umliegenden Gebieten in das Gebiet der "SST-Anomalie" transportiert (siehe Abbildung 7.18).

Ein ähnliches Verhalten ist bei der Divergenz latenter Transporte zu beobachten. In das Gebiet der Anomalie wird mehr Feuchte transportiert. Diese Feuchte stammt aus umliegenden Gebieten mit Wasserbedeckung, das heißt hauptsächlich östlich von Grönland (siehe Abbildung 7.20). Südlich des Anomalie-Gebiets ist keine Veränderung in der Divergenz latenter Transporte zu erkennen. Der Feuchte- sowie der Temperaturgradient sind südlich des Gebiets wesentlich schwächer als nördlich (vergleiche Abbildung 7.6), der Transport durch transiente Wirbel bleibt südlich demnach fast unverändert. Das Gebiet östlich der "SST-Anomalie" ist größtenteils unter Landbedeckung, es kann von dort demnach keine latente Energie durch verstärkte Verdunstung in das Anomalie-Gebiet gebracht werden. Auch westlich der "SST-Anomalie" sind in Abbildung 7.20 keine Veränderungen in den Transporten latenter Wärme zu erkennen. Dieses liegt aber an der Wahl der Isolinien, durch die "SST-Anomalie" tritt westlich des Anomalie-Gebiets verstärkte Verdunstung auf (vergleiche Abbildung 7.22), und es wird auch aus diesem Gebiet mehr Feuchte in das Anomalie-Gebiet transportiert.

Die Reaktion der transienten Wirbel spiegelt sich auch in den Abweichungen des Netto-Niederschlags wider. Wie aus Abbildung 7.22 ersichtlich, gibt es in dem Gebiet der Anomalie wesentlich mehr Niederschlag. Dieses wird zum einen durch die niedrigere Lufttemperatur bewirkt, zum anderen durch die erhöhten Transporte von Feuchte in das Gebiet. Westlich der Anomalie und östlich von Grönland tritt verstärkte Verdunstung auf und gleicht den höheren Transport von Feuchte aus diesen Gebieten wieder aus.

Global verstärkt sich der kontinentale Abfluß bei der "SST-Anomalie" um $15930 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Dieses entspricht in etwa der gesamten Süßwasserzufuhr der Ostsee und beträgt 0.75% des globalen kontinentalen Abflusses im Standardlauf. Diese Abweichung ist hauptsächlich auf die Südostspitze Grönlands konzentriert, wo der Abfluß

um $14257 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ stärker ist als beim Referenzlauf. Die restlichen $1673 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ verteilen sich auf den Sankt-Lorenz-Strom, die westeuropäischen Flüsse und den Mississippi. Der Ausstrom der ostsibirischen Flüsse reduziert sich durchschnittlich um 40 bis $60 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

Die Reaktion des Atmosphärenmodells auf eine negative “SST-Anomalie” von 3°C im Nordatlantik besteht hauptsächlich in einer Zunahme der Energietransporte durch transiente Wirbel in das Gebiet der Anomalie. Das Resultat ist eine fast isotrope Reaktion in der Lufttemperatur, die sich im Kern der Anomalie um 2°C reduziert. Weiterhin verstärkt sich der Netto-Niederschlag im Bereich der “SST-Anomalie”. Östlich von Grönland sowie östlich von Kanada tritt verstärkte Verdunstung auf. Der kontinentale Abfluß von in den Nordatlantik mündenden Flüssen nimmt durch die “SST-Anomalie” zu.

7.3.2. Studie mit explizit berechneten mittleren Transporten

Wenn die “SST-Anomalie” zu einem bleibenden Phänomen wird, kann sie nicht mehr als “Anomalie” bezeichnet werden. Sie ist dann Bestandteil eines anderen Klimas, und die Abweichungen vom heutigen Klima sind in diesem Gebiet zeitlich gemittelt nicht mehr identisch null. Wie bereits in Absatz 3.5.2 angesprochen, müßten in so einem Fall die mittleren Winde neu berechnet werden. Dieses ist mit dem hier vorgestellten Modell nicht möglich, da keine Druckfelder prognostisch berechnet werden. Um einen Einblick zu bekommen, inwieweit die mittleren Winde die Ergebnisse bei einer Klimaänderung beeinflussen können, wird hier ein Experiment mit einer vereinfachten expliziten Berechnung der mittleren Wärmetransporte durchgeführt. Die Temperatur- und Feuchteanomalie wird dabei mit klimatologischen, mittleren Winden transportiert. Bei diesem Verfahren geht nur die zonale Komponente des Windfelds in die Berechnung ein, das Windfeld ist demnach divergenzfrei. In der Annahme, daß die mittleren Transporte der gesamten Luftsäule hauptsächlich in einer Höhe entsprechend 850 hPa stattfinden, kann folgende Gleichung aufgestellt werden:

$$\int \frac{dp}{g} \overline{u_h T_a} = \zeta \overline{u_{h,850}} \int \frac{dp}{g} \overline{T_a}$$

$u_{h,850}$ steht hier für die zonale Komponente des Windfelds in 850 hPa . Es wird nur ein Teil der gesamten Luftsäule von den Winden in 850 hPa transportiert, daher wurde hier ein Parameter ζ eingeführt, dessen Wert zwischen null und eins liegt. Eine ähnliche Gleichung kann für die Feuchtetransporte eingeführt werden. Hierbei entfällt der Parameter ζ , weil der Feuchtegehalt der Atmosphäre in diesem Modell auf Schichten unterhalb der Referenzhöhe H_q begrenzt ist. Es wird also angenommen, daß der gesamte Feuchtegehalt einer Luftsäule mit 850 hPa -Winden transportiert wird.

$$\int \frac{dp}{g} \overline{u_h q_v} = \overline{u_{h,850}} \int_0^{H_q} \frac{dp}{g} \overline{q_v}$$

Die Wahl des Parameters ζ legt die Stärke der mittleren Transporte sensibler Wärme fest. Mit verschiedenen Werten von ζ wurden in Testläufen der Atmosphäre unterschiedliche

Ergebnisse erzielt. Diese wurden mit Lufttemperaturstrukturen verglichen, die bei "SST-Anomalien" von GCMs berechnet wurden (MANABE UND STOUFFER, 1997). Die größte Übereinstimmung in den Temperaturverteilungen ergab sich bei einem Parameter von $\zeta = 0.6$. Die zonale Komponente des Windfelds in 850 hPa stammt aus dem klimatologischen Datensatz von NCEP/NCAR und ist in Abbildung 7.13 dargestellt. Das Modell mit mittleren Winden und ohne "SST-Anomalie" wurde als Standardlauf ins Gleichgewicht gerechnet. Wie in Abschnitt 7.3.1 werden in allen Abbildungen die Differenz zwischen den Ergebnissen des Modells mit "SST-Anomalie" und den Ergebnissen des Standardlaufs dargestellt.

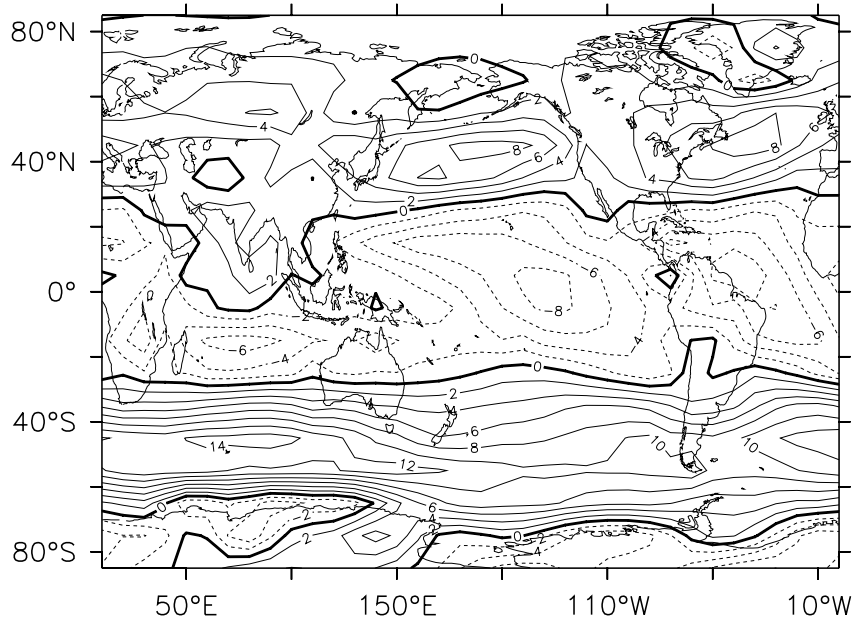


Abbildung 7.13.: Zonale Komponente des mittleren Windfelds in 850 hPa; der Abstand zwischen den Linien entspricht 2 ms^{-1} .

In Abbildung 7.15 ist die Lufttemperaturanomalie bei einem Experiment mit mittleren Winden abgebildet. Die Anomalie breitet sich nach Südosten aus und hat nicht mehr den isotropen Charakter des ersten Experiments (vergleiche Abbildung 7.14). Westlich der "SST-Anomalie" bleibt die Lufttemperatur fast unverändert.

Durch die vorwiegend westlichen Winde in dem Gebiet der Anomalie wird die kältere Luft mit den mittleren Winden nach Westeuropa transportiert. Da die meridionalen Transporte zeitlich konstant sind, werden die Abweichungen der Divergenz der mittleren sensiblen Transporte hier nur durch die zonale Ableitung bestimmt:

$$\nabla_p \left(\bar{u}_{h,850} \int \frac{dp}{g} \bar{T}_a \right) = \frac{1}{a \cos \phi} \left[(\bar{u}_{h,850})_\lambda \int \frac{dp}{g} \bar{T}_a + \bar{u}_{h,850} \left(\int \frac{dp}{g} \bar{T}_a \right)_\lambda \right] \quad (7.1)$$

Die Divergenz der mittleren sensiblen Transporte verringert sich westlich und inner-

halb des Gebiets der Anomalie an den Stellen, an denen der zonale Gradient der Lufttemperaturanomalie $\left(\int \frac{dp}{g} \overline{T}_a\right)_\lambda$ negativ ist. Östlich der stärksten Temperaturabweichung vom Referenzlauf nimmt die Divergenz zu, der Gradient der Lufttemperaturanomalie ist dort positiv (siehe Abbildung 7.16).

Eine weitere Struktur dieser Art ist über Grönland zu beobachten. Eine mögliche Erklärung hierfür ist der starke positive Gradient der zonalen Winde über Grönland $((\overline{u}_{h,850})_\lambda > 0)$ gekoppelt mit einer negativen Lufttemperaturanomalie $(\int \frac{dp}{g} \overline{T}_a < 0)$. Die Divergenz der mittleren sensiblen Transporte schwächt sich demnach ab. An der Ostküste Grönlands sind sowohl der zonale Gradient der zonalen Winde als auch die Lufttemperaturanomalie negativ, was eine Verstärkung der Divergenz der mittleren sensiblen Transporte nach sich zieht.

Die Abweichungen der Divergenz latenter Wärmetransporte durch mittlere Winde weisen in dem Gebiet der "SST-Anomalie" eine ähnliche Struktur auf wie die der sensiblen Wärme (siehe Abbildung 7.17). Über Wasserflächen ist die Luftfeuchte stark an die Lufttemperatur gekoppelt, der Gradient der Feuchteanomalie ist demnach negativ westlich der größten Abweichung der Temperatur und positiv östlich davon. Über Grönland ist die Anomalie der Luftfeuchte so gering, daß hier kein Dipol mehr entsteht.

Wie bei der Sensitivitätsstudie mit dem Atmosphärenmodell ohne explizit berechnete Transporte wird hier durch die transienten Wirbel mehr Energie in das Gebiet der Anomalie transportiert. So ist aus Abbildung 7.19 ersichtlich, daß die Divergenz der sensiblen Wärmetransporte innerhalb des Anomalie-Gebiets ab- und in einigen umliegenden Gebieten zunimmt (europäisches Nordmeer, Westatlantik und vor Marokko), um die Temperaturanomalie auszugleichen. Ein Vergleich mit Abbildung 7.18 zeigt allerdings, daß die transienten Wirbel gleichzeitig gegen den Effekt der mittleren Winde arbeiten. Im Gegensatz zu dem Experiment mit dem "AtmId"-Modell bleibt die Divergenz im westlichen Teil des Anomalie-Gebiets fast unverändert, dafür verringert sie sich im östlichen Teil des Gebiets sowie über Westeuropa wesentlich stärker. Weiterhin hat die Divergenz über Grönland um fast den gleichen Anteil zugenommen, wie die Divergenz der mittleren Transporte abgenommen hat.

An der Ostküste Grönlands ist die Verdunstung verstärkt, um zusätzliche Feuchte in das Gebiet der Anomalie durch transiente Wirbel zu bringen. Wie aus Abbildung 7.21 ersichtlich, wird aus diesem Gebiet weniger Feuchte in das Gebiet der Anomalie transportiert als in Abbildung 7.20. Das Minimum der Abweichung innerhalb des Anomalie-Gebiets liegt weiter östlich als im Experiment ohne explizit berechnete mittlere Transporte. Die Transporte latenter Wärme durch transiente Wirbel reagieren hier auf die veränderten mittleren Transporte latenter Wärme. Auch über Südfrankreich wird die hohe Divergenz der mittleren Transporte wieder ausgeglichen.

Die Reaktion des Netto-Niederschlags ist in Abbildung 7.23 dargestellt. Auffällig ist eine wesentlich höhere Abweichung in dem Anomalie-Gebiet im Vergleich zu Abbildung 7.22. Weiterhin entsteht östlich der "SST-Anomalie" ein Gebiet mit verringertem

Niederschlag, dieses führt unter anderem zu einem schwächeren kontinentalen Abfluß.

Der kontinentale Abfluß verstärkt sich in diesem Experiment global nur um $6871 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Wie bei der ersten Studie befindet sich die größte Abweichung an der Südostspitze Grönlands mit $13326 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Der Ausstrom westeuropäischer Flüsse verringert sich durchschnittlich um $3000 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, der der ostsibirischen Flüsse um $800 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

Anhand dieser beiden Sensitivitätsstudien wurde gezeigt, daß die Ergebnisse von Modellen mit zeitlich konstanten mittleren Transporten bei einer Klimaänderung mit Vorsicht zu betrachten sind. Die fast isotrope Reaktion der Atmosphärentemperatur auf eine "SST-Anomalie" ist sehr unrealistisch. Durch die vorwiegend westlichen Winde im Bereich des Nordatlantiks ist eher eine östliche Ausbreitung der Lufttemperaturanomalie zu erwarten, wie es die zweite Sensitivitätsstudie dieses Abschnitts gezeigt hat. Außerdem unterscheiden sich die Änderungen im Netto-Niederschlag zwischen den beiden Sensitivitätsstudien relativ stark voneinander. Auch ist in der ersten Studie eine Verstärkung des kontinentalen Abflusses der in den Nordatlantik mündenden Flüsse zu verzeichnen, wogegen der kontinentale Abfluß an der Südspitze Grönlands in der zweiten Studie nicht so stark zunimmt und die westeuropäischen Flüsse sogar einen verminderten Ausstrom vorweisen.

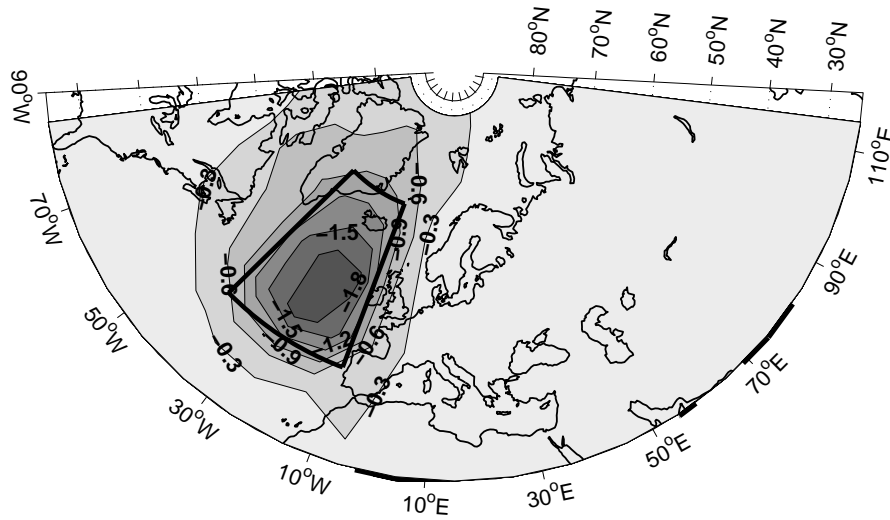


Abbildung 7.14.: Veränderung der Lufttemperatur bei einer "SST-Anomalie" im "AtmId"-Modell; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 0.3°C.

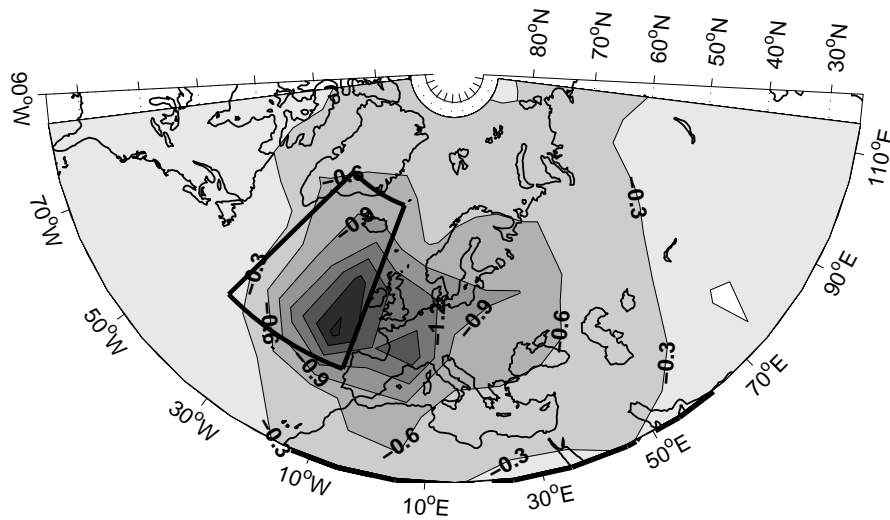


Abbildung 7.15.: Veränderung der Lufttemperatur bei einer "SST-Anomalie" im Atmosphärenmodell mit mittleren Winden; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 0.3°C.

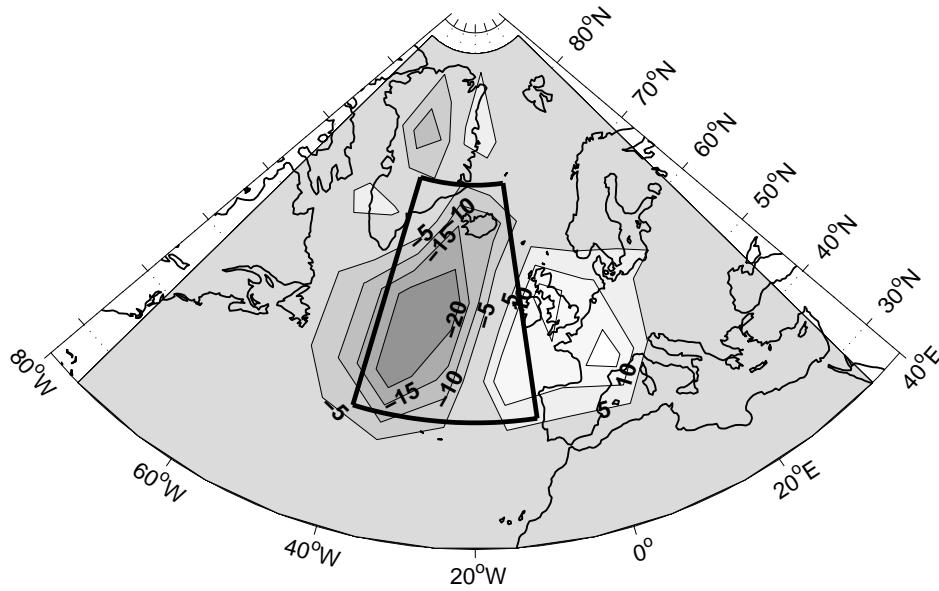


Abbildung 7.16.: Veränderung der Divergenz des mittleren sensiblen Wärmetransports bei einer "SST-Anomalie" im Atmosphärenmodell mit mittleren Winden; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 5 Wm^{-2} , die Nulllinie ist nicht dargestellt.

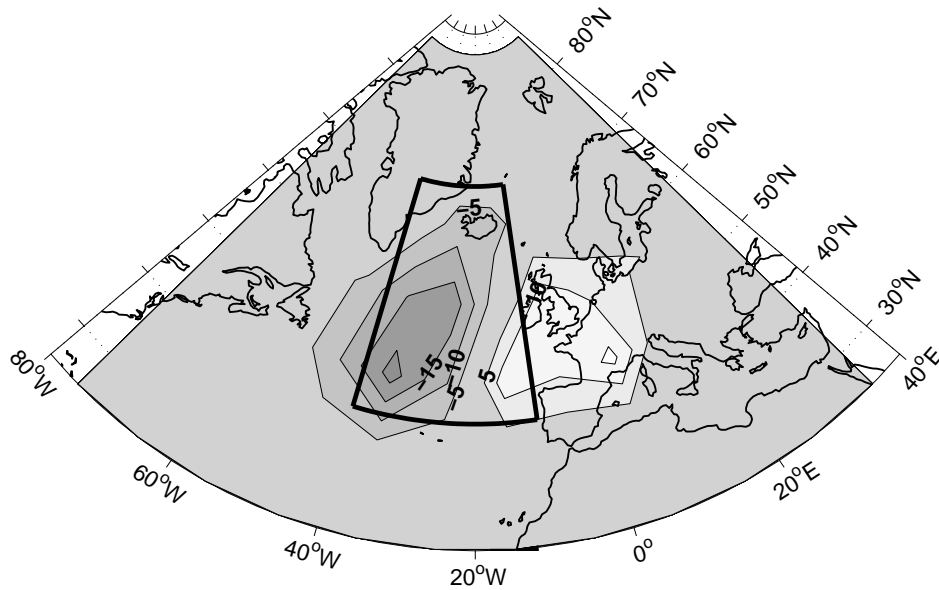


Abbildung 7.17.: Veränderung der Divergenz des mittleren latenten Wärmetransports bei einer "SST-Anomalie" im Atmosphärenmodell mit mittleren Winden; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 5 Wm^{-2} , die Nulllinie ist nicht dargestellt.

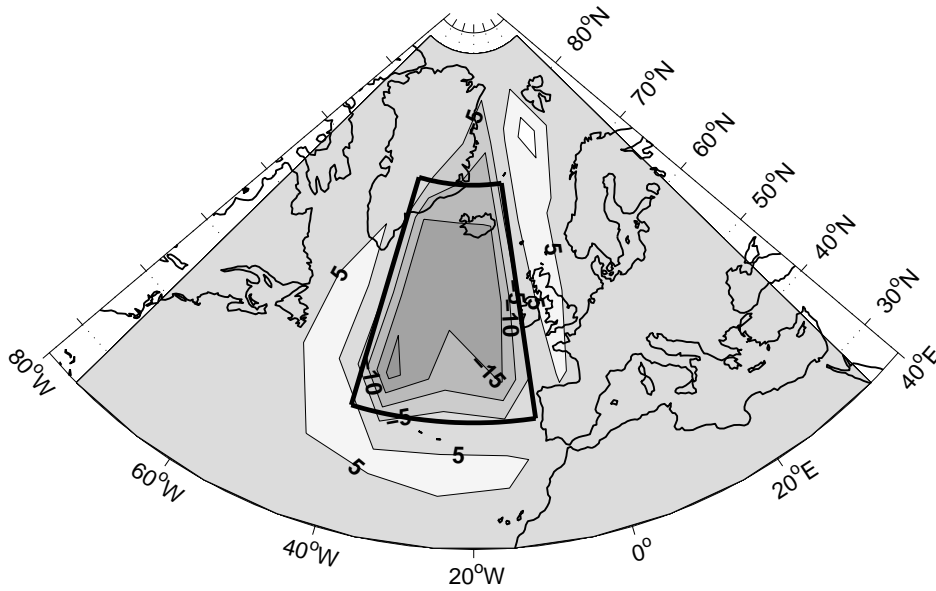


Abbildung 7.18.: Veränderung der Divergenz des sensiblen Wärmetransports durch transiente Wirbel bei einer "SST-Anomalie" im "AtmId"-Modell; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 5 Wm^{-2} , die Nulllinie ist nicht dargestellt.

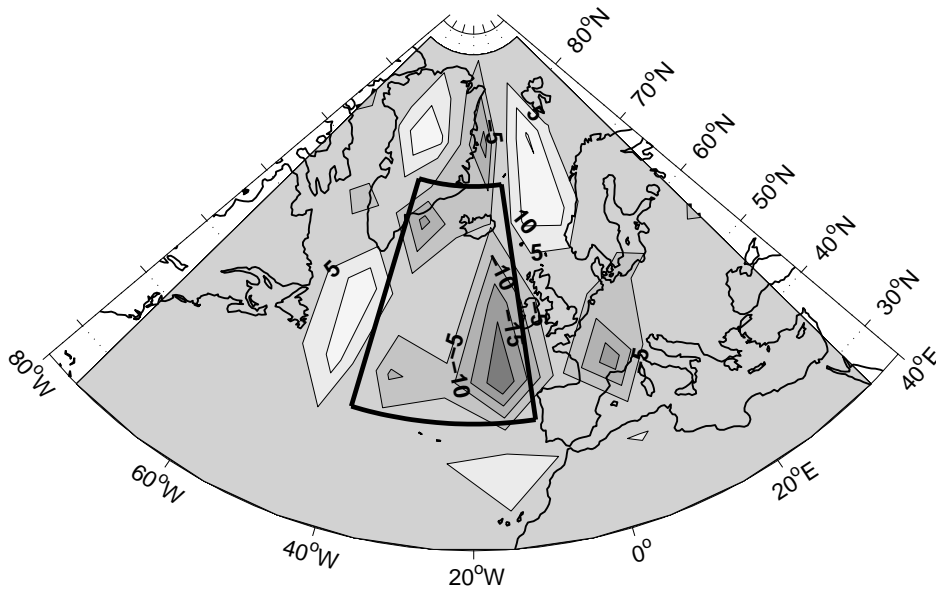


Abbildung 7.19.: Veränderung der Divergenz des sensiblen Wärmetransports durch transiente Wirbel bei einer "SST-Anomalie" im Atmosphärenmodell mit mittleren Winden; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 5 Wm^{-2} , die Nulllinie ist nicht dargestellt.

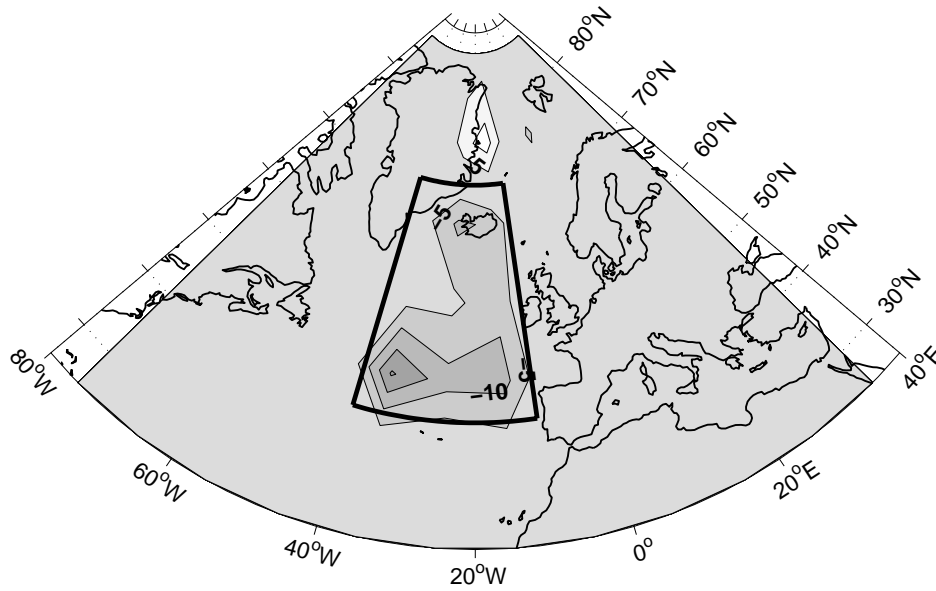


Abbildung 7.20.: Veränderung der Divergenz des latenten Wärmetransports durch transiente Wirbel bei einer "SST-Anomalie" im "AtmId"-Modell; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 5 Wm^{-2} , die Nulllinie ist nicht dargestellt.

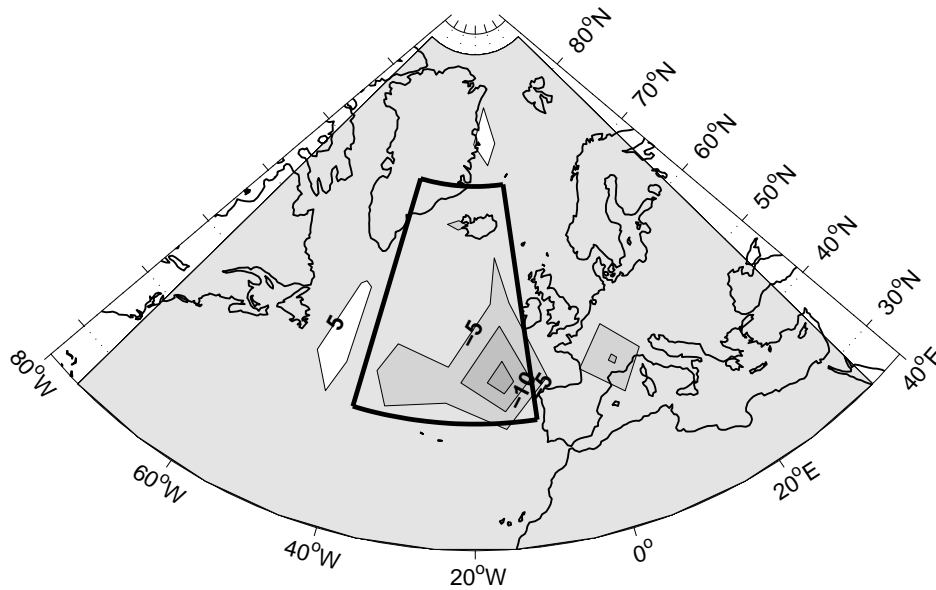


Abbildung 7.21.: Veränderung der Divergenz des latenten Wärmetransports durch transiente Wirbel bei einer "SST-Anomalie" im Atmosphärenmodell mit mittleren Winden; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 5 Wm^{-2} , die Nulllinie ist nicht dargestellt.

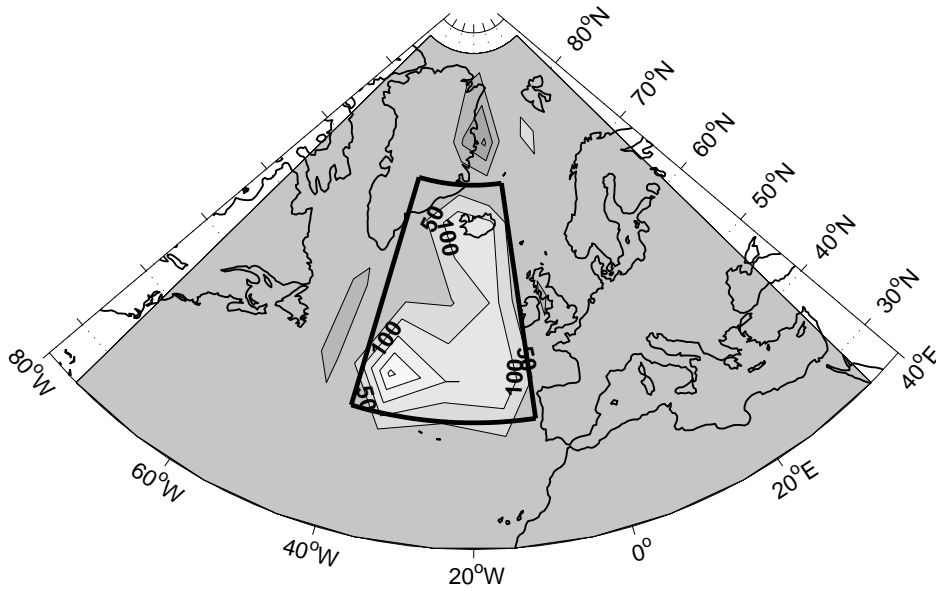


Abbildung 7.22.: Veränderung des Netto-Niederschlags bei einer "SST-Anomalie" im "AtmId"-Modell; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 50 mm/Jahr, die Nulllinie ist nicht dargestellt.

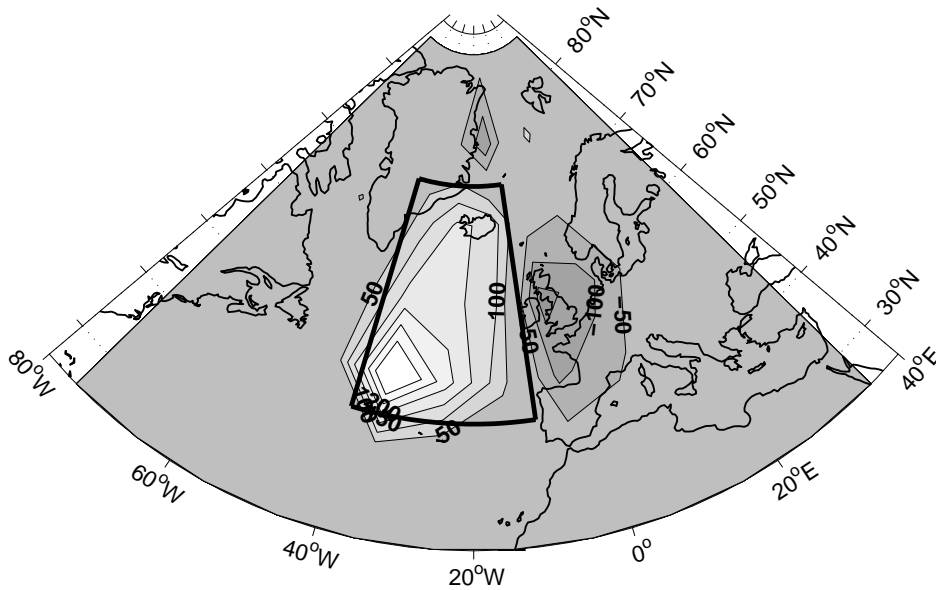


Abbildung 7.23.: Veränderung des Netto-Niederschlags bei einer "SST-Anomalie" im Atmosphärenmodell mit mittleren Winden; der Abstand zwischen den Graustufen entspricht 50 mm/Jahr, die Nulllinie ist nicht dargestellt.

8. Das gekoppelte System

In diesem Kapitel wird das gekoppelte System von Ozean-, Meereis- und Atmosphärenmodell vorgestellt. Dabei werden in den ersten Abschnitten einige Sensitivitätsstudien mit den wesentlichen Größen des gekoppelten Modells vorgestellt. In Absatz 8.1 wird kurz angesprochen, welchen Einfluß die Wahl des horizontalen Vermischungsparameters für Impuls auf die Ergebnisse des gekoppelten Systems haben kann. Weiterhin wird auf Probleme hingewiesen, die durch Filtern der hohen Breiten im Ozeanmodell entstehen können. Absatz 8.2 analysiert das Verhalten eines Testlaufs, der auf Grund einer ungünstigen Topographie ein unrealistisches Gleichgewicht erlangt. Die Ergebnisse des gekoppelten Systems nach einer Änderung der Topographie werden in Absatz 8.3 beschrieben. In allen Konfigurationen handelt es sich bei dem gekoppelten Atmosphärenmodell immer um das in Absatz 7.1 beschriebene "AtmOz"-Modell. Alle Läufe wurden mit einem Jahresgang in der kurzwelligen Einstrahlung gerechnet. Das in Kapitel 6 vorgestellte Schema des kontinentalen Abflusses bleibt in allen Konfigurationen gleich.

8.1. Die Wahl des horizontalen Vermischungsparameters für Impuls

Durch die Konvergenz der Längengrade auf einer Kugel wird der Abstand zwischen den Gitterpunkten auf einem Breitenkreis vom Äquator zu den Polen immer kleiner. Dieses kann zu einer Verletzung der numerischen Stabilitätsbedingung führen und ist besonders bei globalen Modellen ein bekanntes Problem. Um die numerische Stabilität zu wahren, muß das Courant-Friedrichs-Lewy Kriterium erfüllt sein. Ein geringer Gitterabstand in den hohen Breiten erfordert demnach einen kleinen Zeitschritt. Um dieses Problem zu beheben, können Wellen mit hoher Wellenzahl mit Hilfe eines Tiefpaßfilters herausgefiltert werden (BRYAN ET AL., 1975; TAKACS UND BALGOVIND, 1983). Um ein Filtern der hohen Breitengrade zu vermeiden, wurde in einem ersten Testlauf des gekoppelten Modells mit einem horizontalen Vermischungsparameter für Impuls von $A_m = 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gerechnet. Mit diesem niedrigen Diffusionskoeffizienten ist das Ozeanmodell auch in hohen Breitengraden ohne Filter stabil. Leider stellt sich in diesem Fall aber eine sehr unrealistische Zirkulation ein. Das Nordatlantische Tiefenwasser wird zu weit nördlich in der Barentssee und im Nordpolarmeer gebildet. Durch die unrealistischen Absinkgebiete stellt sich im Nordatlantik eine relativ starke und kleinskalige Overturningzelle

ein, deren Maximum nördlich des Grönland-Schottland-Rückens liegt. Weiterhin ist die westliche Arktis weitgehend eisfrei. Da diese Ergebnisse unakzeptabel sind, wurde für die weiteren Modellläufe ein stärkerer Vermischungsparameter von $A_m = 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gewählt. Nördlich von 72°N wird die Wellenzahl der prognostischen Variablen mit einem Rechteckfilter begrenzt. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist die Bildung von Über- und Unterschwingungen durch den Fourierfilter. Dieses Gibbsche Phänomen tritt insbesondere bei den starken Temperaturgradienten an der Eiskante auf. Durch Unterschwingungen des Filters werden die Oberflächentemperaturen an der Eiskante unrealistisch lange unter dem Gefrierpunkt gehalten. Dieses ist ein numerisches Phänomen, das keinen Bezug zu physikalischen Abläufen hat. Das Resultat dieser numerischen Schwingungen sind unrealistische Eisdicken, in Testläufen erreichte die Eismächtigkeit an der Eiskante bis zu 200 Meter.

Dieses Problem kann durch eine Beschränkung des Filterns auf Geschwindigkeiten und Stromfunktion verhindert werden. Die Tracer Temperatur und Salzgehalt werden nicht gefiltert. Dies ist möglich, da die Reibung den Zeitschritt in den Impulsgleichungen begrenzt.

8.2. “Die ungeplante Eiszeit”

Der in diesem Abschnitt vorgestellte Testlauf wurde mit einem Reibungsparameter von $A_m = 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gerechnet. Nördlich von 72°N werden Geschwindigkeiten und Stromfunktion mit einem Fourierfilter gefiltert. Weiterhin wurde die Originaltopographie von DANABASOGLU UND MCWILLIAMS (1995) (vergleiche Abbildung 5.1) verwendet. Obwohl dieser Testlauf in ein unrealistisches Gleichgewicht führt, zeigt er ein interessantes Verhalten, das im folgenden diskutiert wird. Als zeitlicher Indikator für den Verlauf der Integration wurde hier der global gemittelte Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre gewählt, der im Gleichgewicht verschwindet.

In Abbildung 8.1 ist eine Zeitreihe des mittleren globalen Wärmeflusses vom Ozean bzw. Meereis in die Atmosphäre dargestellt. Danach kann der Zeitablauf in vier unterschiedliche Phasen eingeteilt werden. Zwischen den Integrationsjahren 150 und 220 steigt der globale Wärmefluß von 0 Wm^{-2} auf knapp 0.5 Wm^{-2} an. Bis zum Jahr 280 bleibt er dann auf einem Plateau von 0.5 Wm^{-2} . Im Jahr 280 fällt der Wärmefluß wiederum ab, um sich nach 400 Jahren Integration bei einem Wert von -0.8 Wm^{-2} einzuschwingen. Der weitere Verlauf der Zeitreihe ist hier nicht abgebildet, der Wärmefluß steigt langsam und kontinuierlich wieder an und erreicht nach 1400 Jahren Integration den Wert von -0.3 Wm^{-2} . Aus Rechenzeitgründen wurde der Lauf nach 1400 Jahren gestoppt. In der Zeit zwischen dem Jahr 320 und 1400 stellt sich eine unrealistische Zirkulation ein, bei der kein Tiefenwasser mehr gebildet wird und die Arktis aussüßt und großflächig mit Meereis bedeckt ist.

In den Abbildungen 8.2 bis 8.5 ist das Overturning im Nordatlantik zu vier verschie-

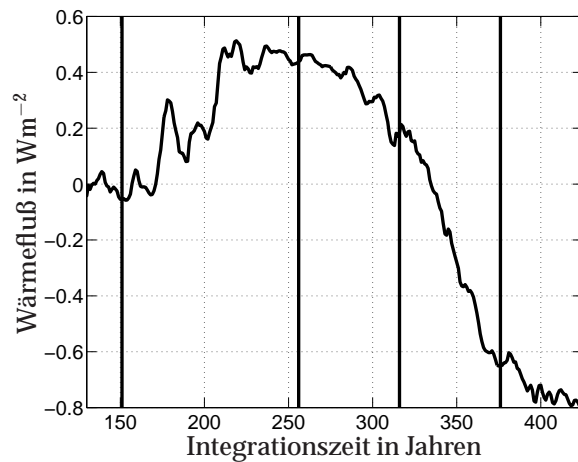


Abbildung 8.1.: Globaler mittlerer Wärmefluß vom Ozean bzw. Meereis in die Atmosphäre in Wm^{-2} ; die durchgezogenen vertikalen Linien bezeichnen die Zeitpunkte, zu denen das Overturning dargestellt wird.

denen Zeitpunkten abgebildet (übereinstimmend mit den vertikalen Strichen in Abbildung 8.1). Vor dem Jahr 170 ist die meridionale Umwälzbewegung im Nordatlantik relativ konstant und hat einen Maximalwert von 12 Sv. Die Zelle reicht bis zu einer Tiefe zwischen 3000 und 3500 Metern (vergleiche Abbildung 8.2). Parallel mit der Zunahme des Wärmeflusses steigt auch die Tiefenwasserbildung im Nordatlantik an. Die Overturningzelle reicht im Jahr 256 im Gegensatz zu Abbildung 8.2 bis zum Boden, und der Maximalwert beträgt 17 Sv (siehe Abbildung 8.3). Während der globale Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre wieder abnimmt, schwächt sich die Overturningzelle ab, und ihr Kern wandert in Richtung Süden (siehe Abbildung 8.4). Im Jahr 376 ist die Tiefenwasserbildung zusammengebrochen, die Werte der meridionalen Stromfunktion liegen unterhalb von 4 Sv, und ein Maximum ist nicht mehr erkennbar (Abbildung 8.5). Die Tiefenwasserzirkulation erholt sich bis zu dem Integrationsjahr 1400 nicht mehr.

Um dieses Verhalten des Modells in der Tiefenwasserbildung zu analysieren und mögliche Rückkopplungen der Atmosphäre zu ermitteln, wurde das Gebiet des Nordatlantik und der Arktis in drei Boxen aufgeteilt (siehe Abbildung 8.6). Box I umfaßt das Gebiet des subtropischen Nordatlantik von 18°N bis 39°N . Die gemäßigte Zone des Nordatlantiks ist in Box II zusammengefaßt und geht von 39°N bis 72°N . Box III beinhaltet den gesamten arktischen Bereich nördlich von 72°N . Temperatur und Salzgehalt sowie die Oberflächenflüsse und der laterale Austausch zwischen den Boxen werden räumlich und zeitlich (Jahresmittel) gemittelt.

In Abbildung 8.7 ist der mittlere Oberflächensalzgehalt der drei Ozeanboxen dargestellt. Die subtropische Box unterscheidet sich hier in ihrem Verhalten von den beiden anderen Boxen. Bis zum Integrationsjahr 270 süßt die erste Schicht dieser Box fast kontinuierlich aus, während in den anderen Boxen eine Zunahme des Salzgehalts zu verzeichnen ist. Der Salzgehalt der Oberflächenschicht der ersten Box wird hauptsächlich von

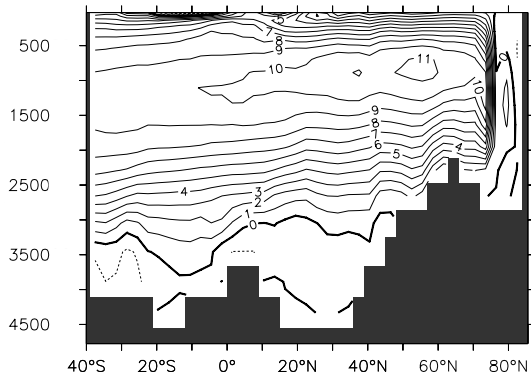


Abbildung 8.2.: *Overturning im Nordatlantik, Jahr 151*

Dargestellt ist die Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports im Nordatlantik. Die Einheiten sind in Sverdrup, die Tiefenskala in Metern.

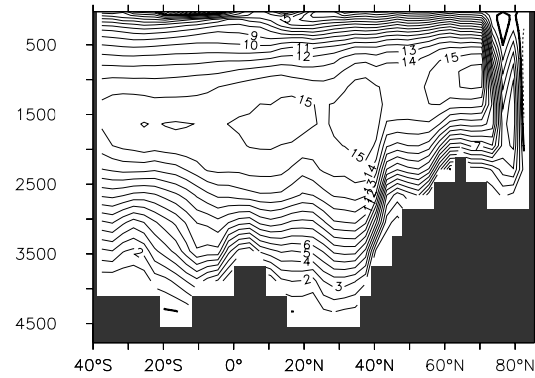


Abbildung 8.3.: *Overturning im Nordatlantik, Jahr 256*

Wie in Abbildung 8.2

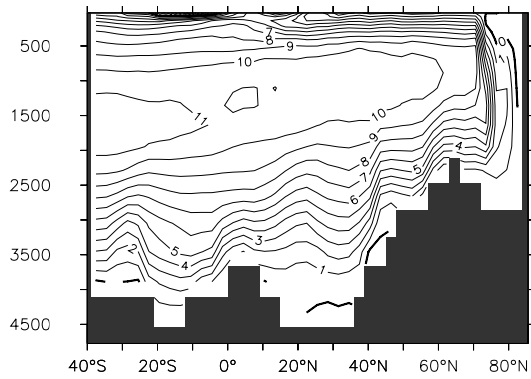


Abbildung 8.4.: *Overturning im Nordatlantik, Jahr 316*

Wie in Abbildung 8.2

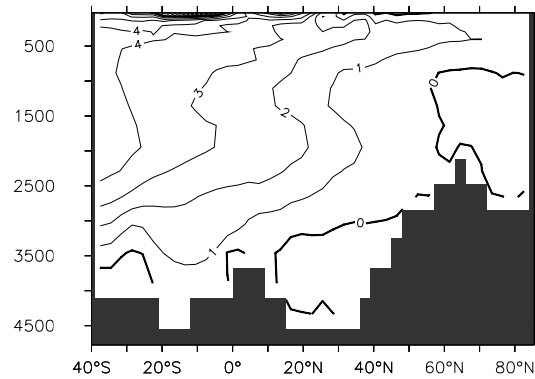


Abbildung 8.5.: *Overturning im Nordatlantik, Jahr 376*

Wie in Abbildung 8.2

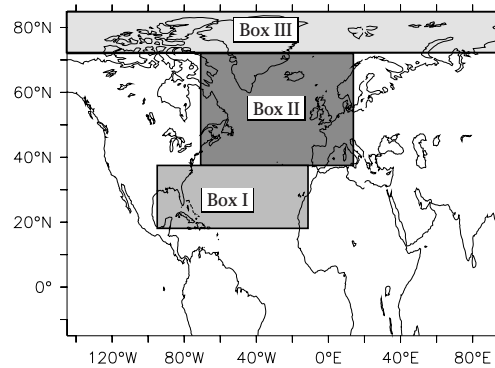


Abbildung 8.6.: Die drei Boxen des Ozeanmodells

der starken Verdunstung in den Subtropen gespeist. Die wichtigste Senke in der Massenbilanz ist hingegen der nordwärtige Transport von salzreichen Wassermassen, der den oberen Ast der thermohalinen Zirkulation darstellt. Es wird demnach bis zum Integrationsjahr 270 durch die verstärkte thermohaline Zirkulation mehr Salz in Richtung Norden transportiert, als sich durch Verdunstung in diesem Gebiet wieder bilden kann. Nach dem 270. Integrationsjahr stabilisiert sich der Salzgehalt und zeigt nach dem 370. Integrationsjahr eine ansteigende Tendenz. Dieses Verhalten tritt zeitgleich mit der Abschwächung und dem darauffolgenden Zusammenbruch der thermohalinen Zirkulation ein.

Mit Hilfe der in Abbildung 8.7 dargestellten Zeitreihen kann eine mögliche Erklärung für die Abschwächung der thermohalinen Zirkulation gefunden werden. Durch die Abnahme des Oberflächensalzgehalts in Box I während der Phase des hohen Overturings wird auch immer salzärmeres Wasser in die Polargebiete transportiert. Die Dichte des Oberflächenwassers in den Absinkgebieten nimmt beständig ab, die Schichtung wird stabilisiert, und die Tiefenwasserbildung wird geschwächt.

Wäre das Verhalten der thermohalinen Zirkulation nur von dem hier beschriebenen Mechanismus getrieben, müßte sich das System wieder erholen, sobald der Salzgehalt in den Subtropen durch Verdunstung und schwachen nordwärtsgerichteten Transport den Ausgangswert wieder erreicht hat. Die Tiefenwasserbildung würde erneut einsetzen und das Salzreservoir der Subtropen abbauen bis zu einem abermaligen Zusammenbruch der thermohalinen Zirkulation.

Das System würde zwischen einem Zustand mit verstärkter Tiefenwasserbildung und einem Zustand mit geschwächter bzw. ohne Tiefenwasserbildung oszillieren. Solche salzgetriebenen Schwingungen in der Tiefenwasserzirkulation wurden bereits häufig untersucht und diskutiert. So postulieren BROECKER ET AL. (1990) z.B., daß sich während der letzten Eiszeit ein selbsterhaltender Salz-Oszillator im Gebiet des Nordatlantiks gebildet haben mag. Zeiträume, in denen Tiefenwasser gebildet wurde, Eisschmelze einsetzte und der Salzgehalt abnahm, wechselten mit Zeitspannen, in denen die Tiefenwas-

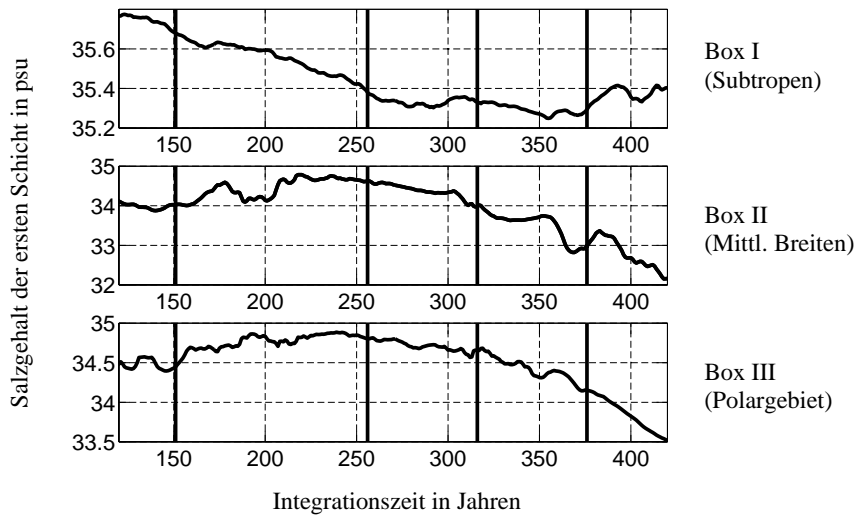


Abbildung 8.7.: Jährlich und räumlich gemittelter Oberflächensalzgehalt in psu; die Skalierung der Y-Achse ist in den drei Abbildungen unterschiedlich.

serbildung geschwächt war, die Anfrierrate erhöht und der Salzgehalt wieder anstieg.

Zum besseren Verständnis solcher salzgetriebener thermohaliner Oszillationen wird hier ein in Abbildung 8.8 dargestellter Oszillator eingeführt. Er wurde von L. Howard und W. Malkus im Mathematics Department, M.I.T. entwickelt und von WELANDER (1986) beschrieben. Es handelt sich um eine runde Scheibe, auf der am Außenrand Joghurtbecher mit Löchern angebracht sind. Die Scheibe kann sich frei um ihre eigene Achse drehen und ist leicht angewinkelt. Wird nun Wasser in die sich gerade oben befindende Tasse eingefüllt, beginnt das System sich zu drehen. Je nach Stärke des Wasserflusses stellen sich verschiedene Oszillationszustände ein. Ein relativ schwacher Fluß, gekoppelt mit einer hohen Haftreibung der Drehachse, wird erst eine Tasse weitgehend füllen, bevor sich das Rad in Bewegung setzt. Beim Drehen werden die folgenden Tassen nicht mehr schnell genug gefüllt werden, um das Drehmoment aufrechtzuerhalten. Das System wird stoppen, und der Mechanismus beginnt von vorn, solange die Randbedingungen, das heißt Haftreibung der Drehachse und Wasserfluß, in dieser Form bestehen bleiben.

In dem hier behandelten Modellauf bleiben die Randbedingungen, die durch das Atmosphärenmodell gegeben sind, nicht konstant. Während der Periode des starken Overturnings wird mehr warmes, salzreiches Wasser in den Nordatlantik transportiert. Daraufhin erwärmt sich die Atmosphäre in allen drei Boxen (siehe Abbildung 8.9). Die Erwärmung ist besonders auffällig in der polaren Box, wo die Lufttemperaturen im Mittel um 3°C ansteigen. Aber auch in den südlicheren Boxen ist ein Anstieg von 1.5°C bzw. 0.7°C zu vermerken.

Mit dem Zusammenbrechen der Tiefenzirkulation sinken die Temperaturen von At-

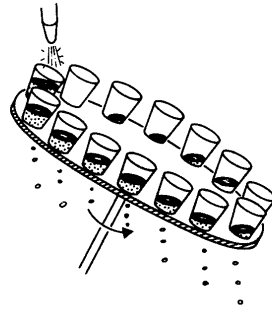


Abbildung 8.8.: Oszillator von L. Howard und W. Malkus, entnommen aus WELANDER (1986)

mosphäre und Ozean unter ihre Ausgangswerte. Diese Temperaturschwankungen beeinflussen zusammen mit den Wasseroberflächentemperaturen die Meereisbildung in den beiden nördlichen Boxen. Aus Abbildung 8.12 ist ersichtlich, daß während der Periode verstärkten Overturnings in beiden Boxen Eisschmelze stattfindet. Nach dem Integrationsjahr 230 bildet sich wieder vermehrt Meereis in der Polarbox, und die mittlere Eisdicke steigt bis zu dem Jahr 420 auf über 2.50 m, das heißt einen Meter über dem Ausgangswert. Auch in der zweiten Box erreicht die mittlere Eisdicke im Jahr 420 einen Wert, der höher als der Anfangswert liegt (0.37 m).

Die Ausbreitung des Meereises ist in den Abbildungen 8.10 und 8.11 veranschaulicht. Dabei wird zum einen die Eisdicke in der Zeit vor dem Auftreten verstärkter Tiefenwasserbildung (im Integrationsjahr 151) gezeigt. Zum anderen ist die Eisbedeckung in der

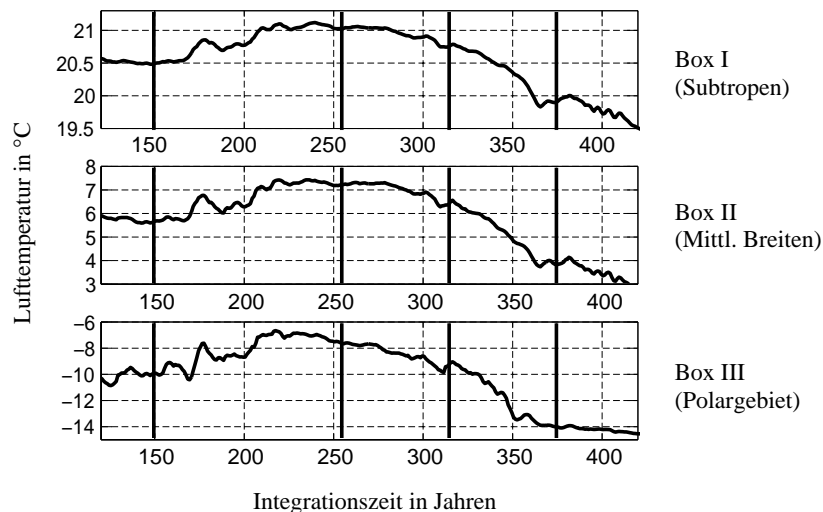


Abbildung 8.9.: Jährlich und räumlich gemittelte Atmosphärentemperatur in °C; die Skalierung der Y-Achse ist in den drei Abbildungen unterschiedlich.

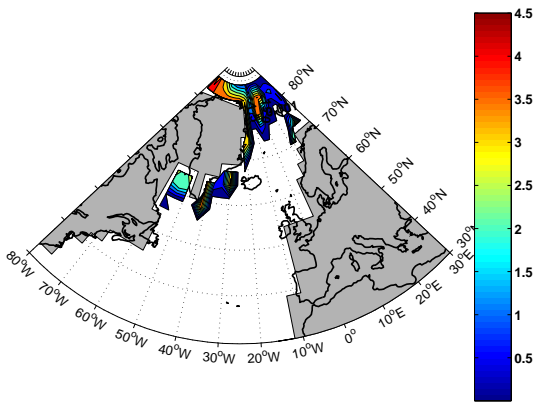


Abbildung 8.10.: Eismächtigkeit in Metern im Jahr 151

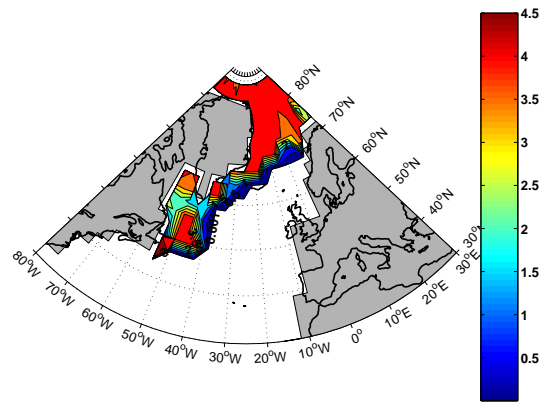


Abbildung 8.11.: Eismächtigkeit in Metern im Jahr 1036

Zeit nach dem Zusammenbrechen der thermohalinen Zirkulation (im Integrationsjahr 1036) abgebildet. Weite Gebiete des Nordatlantiks sind eisbedeckt, und an der Ostküste Nordamerikas reicht die Meereisdecke bis $45^{\circ}N$.

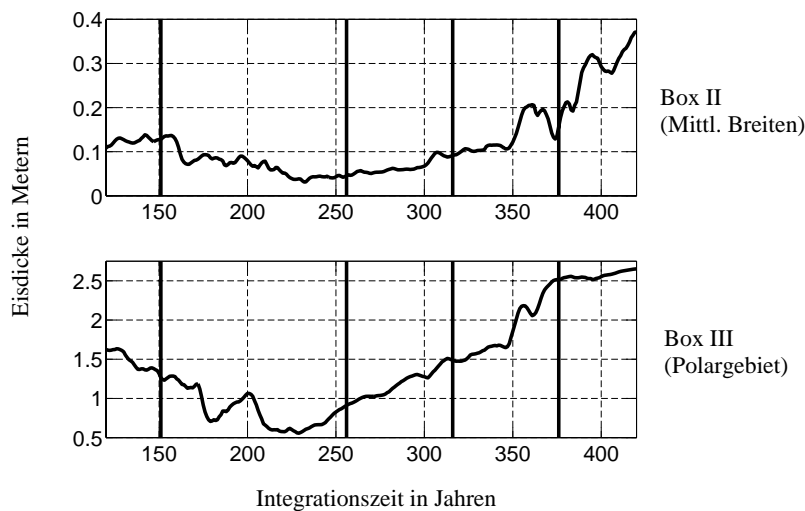


Abbildung 8.12.: Jährlich und räumlich gemittelte Eisdicke in Metern; die Skalierung der Y-Achse ist unterschiedlich.

Die Verdunstung ist stark von der Wasseroberflächentemperatur und der Eisbedeckung abhängig. Während der Periode starken Overturnings steigt auch die Verdunstung in der Polarbox an, da wärmeres Wasser in den Norden transportiert wird und die Eisbedeckung zurückgeht (vergleiche Abbildung 8.13). Mit der Zunahme der Eisbedeckung nimmt die Verdunstung rapide ab und erreicht im Integrationsjahr 400 einen

Wert von nur 10 mm pro Jahr. Zu diesem Zeitpunkt ist die Polarbox zu fast 100% eisbedeckt. Der weiterhin bestehende Süßwassereintrag durch Schnee und kontinentalen Abfluß süßt die erste Ozeanschicht der Polarbox immer mehr aus, und es bildet sich sehr leichtes Oberflächenwasser in den Absinkgebieten. Das warme, salzreiche Wasser aus den Subtropen taucht demnach südlich der Absinkgebiete unter die kalte, salzarme Oberflächenschicht der Polarmeere. Diese Oberflächenschicht isoliert somit die tieferliegenden subtropischen Wassermassen und verhindert eine Abkühlung durch die Atmosphäre. Die Tiefenzirkulation kann selbst durch ein wieder aufgefülltes Salzreservoir in den Subtropen nicht mehr in Gang kommen.

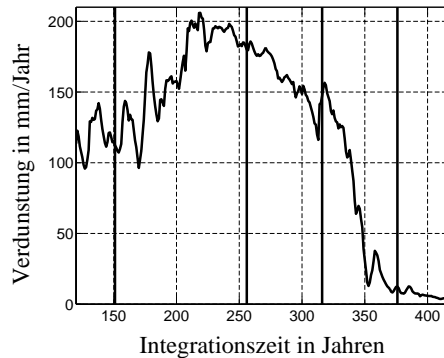


Abbildung 8.13.: *Jährlich und räumlich gemittelte Verdunstung in der polaren Box III in mm/ Jahr*

Die kalten und salzarmen Wassermassen dieser isolierenden Oberflächenschicht in hohen Breiten sind in den Abbildungen 8.15 und 8.17 gut zu erkennen. In diesen Abbildungen sind die potentielle Temperatur und der Salzgehalt der ersten Schicht im Integrationsjahr 1036 dargestellt, das heißt lange nach dem Zusammenbruch der thermohalinen Zirkulation. Zum Vergleich sind die Oberflächentemperatur- und Salzgehaltsverteilung im Integrationsjahr 151 in den Abbildungen 8.14 und 8.16 abgebildet.

Um dieses unrealistische Verhalten des gekoppelten Systems zu vermeiden, wurde eine geringfügige Änderung in der Topographie vorgenommen. Durch eine Beschränkung der Tiefe der Barentssee von den ursprünglichen 2288 m auf realistischere 470 m verringert sich das Volumen des arktischen Beckens. Die Absinkgebiete, vorher hauptsächlich in der Barentssee und im Nordpolarmeer lokalisiert, stellen sich weiter südlich in der Labradorsee und vor der Süd-Ostküste Grönlands ein. Die im nächsten Absatz vorgestellten Ergebnisse wurden mit einer Modellkonfiguration gerechnet, in der außerdem der Grönland-Schottland-Rücken erhöht wurde. Dieses hat allerdings einen nur sehr geringfügigen Einfluß auf die Zirkulation, wie ein Kontrolllauf mit dem ursprünglichen Grönland-Schottland-Rücken und flacher Barentssee erwies.

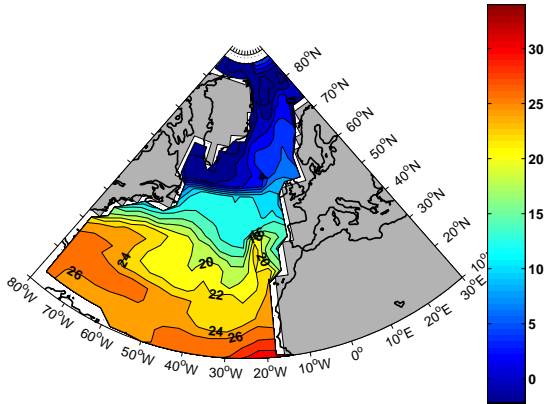


Abbildung 8.14.: SST in °C im Jahr 151

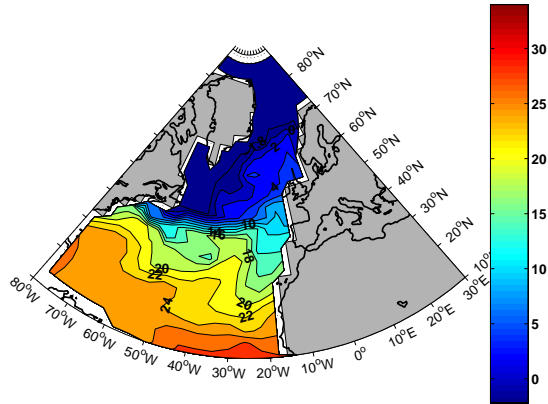


Abbildung 8.15.: SST in °C im Jahr 1036

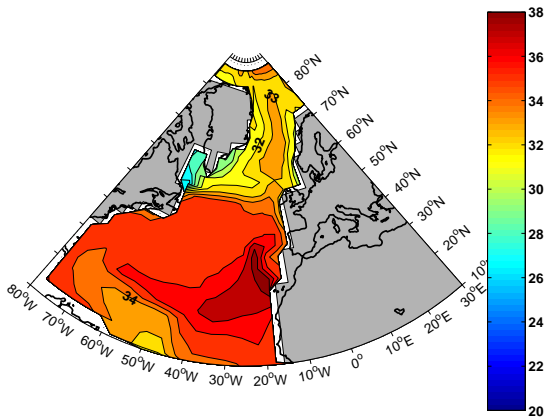


Abbildung 8.16.: Oberflächensalzgehalt in psu im Jahr 151

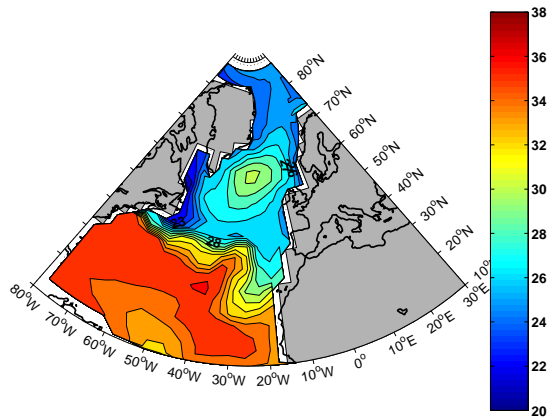


Abbildung 8.17.: Oberflächensalzgehalt in psu im Jahr 1036

8.3. Die Ergebnisse des gekoppelten Modells

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse des gekoppelten Modells im Gleichgewicht vorgestellt. Dabei wurde das Ozeanmodell mit einem horizontalen Vermischungsparameter für Impuls von $A_m = 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gerechnet. Weiterhin wurden Geschwindigkeiten und Stromfunktion nördlich von 72° N gefiltert (siehe Abschnitt 8.1 für nähere Erläuterungen). Die ursprüngliche Topographie von DANABASOGLU UND MCWILLIAMS (1995) wurde wie in Absatz 8.2 beschrieben in der Barentssee und am Grönland-Schottland-Rücken geändert. Bei dem Atmosphärenmodell handelt es sich um das in Absatz 7.1 analysierte "AtmOz"-Modell. Nach einer Einschwingphase von 1000 Integrationsjahren erreicht das Modell ein weitgehendes Gleichgewicht. Bei den hier abgebildeten Ergebnissen handelt es sich um ein Jahresmittel des Jahres 3707.

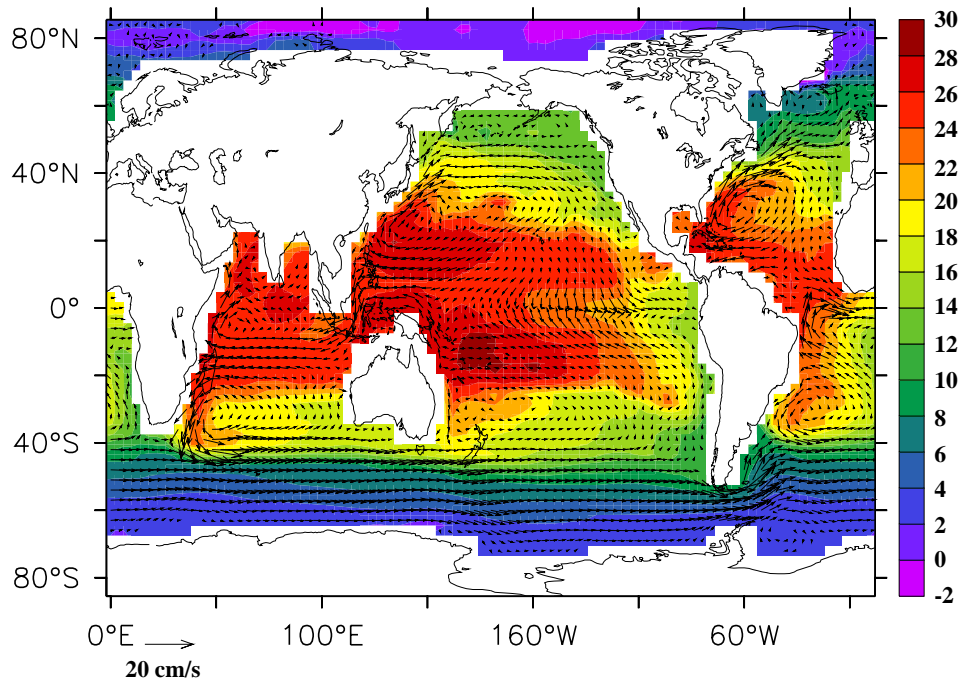


Abbildung 8.18.: Potentielle Wassertemperatur der zweiten Schicht in $^{\circ}\text{C}$, Strömungsgeschwindigkeiten in cm s^{-1}

Da die Zirkulation der ersten Schicht des Ozeans hauptsächlich windgetrieben ist, werden die Wassertemperaturverteilungen und das Strömungsfeld der zweiten Schicht, das heißt in 75m Tiefe, dargestellt (siehe Abbildung 8.18). Die großskaligen Temperaturverteilungen stimmen weitgehend mit den klimatologischen Daten überein. Die Temperaturmaxima befinden sich im Westpazifik und im Indik, weiterhin ist der Ost-Westgradient sowohl im atlantischen als auch im pazifischen Ozeanbecken gut erkennbar. Die relativ kalten Wassermassen an den östlichen Rändern der Ozeanbecken stammen aus den Auftriebsgebieten vor den Westküsten Südamerikas und Südafrikas. Durch den Humboldtstrom breitet sich das kalte Wasser vor Südamerika in Richtung Westen

aus und bildet so eine Kaltwasserzunge am Äquator. Mit Ausnahme des Auftriebsgebiets vor Westafrika, das nicht nachgebildet wurde und somit zu erhöhten Temperaturen in diesem Bereich führt, sind die Auftriebsgebiete im gekoppelten Modell gut wiedergegeben. Im Nordatlantik werden durch den Golfstrom warme Wassermassen an der Ostküste Nordamerikas entlang in Richtung Norden geführt. Die Warmwasserzunge reicht bis in das europäische Nordpolarmeer; auch in diesem Gebiet stimmen Zirkulation und Wassertemperaturen weitgehend mit klimatologischen Datensätzen überein. Im Bereich des Nordpazifiks sind die Wassertemperaturen allerdings zu hoch. Weiterhin sind die Polar-meere der Arktis und Antarktis in der zweiten Schicht zu warm. Hierbei handelt es sich um ein großskaliges Problem des gekoppelten Modells, das die Polargebiete nicht naturgetreu simuliert. Die Arktis und Antarktis sind bis auf die Oberflächenschicht in allen Tiefen zu salzarm und zu warm. Die Oberflächentemperaturen der Arktis entsprechen den Verteilungen der heutigen Zirkulation, im südlichen Ozean sind die Oberflächentemperaturen im Bereich nördlich von 60°S zu hoch. Die Ablenkung des Antarktischen Zirkumpolarstroms (ACC) östlich der Drake-Passage in Richtung Norden entspricht dem Verhalten der heutigen Zirkulation. Die auffälligen advektiven Strukturen an den Ostküsten Südafrikas und Australiens werden durch den Einsatz des FCT-Schemas selbst bei der hier verwendeten relativ groben Auflösung ermöglicht.

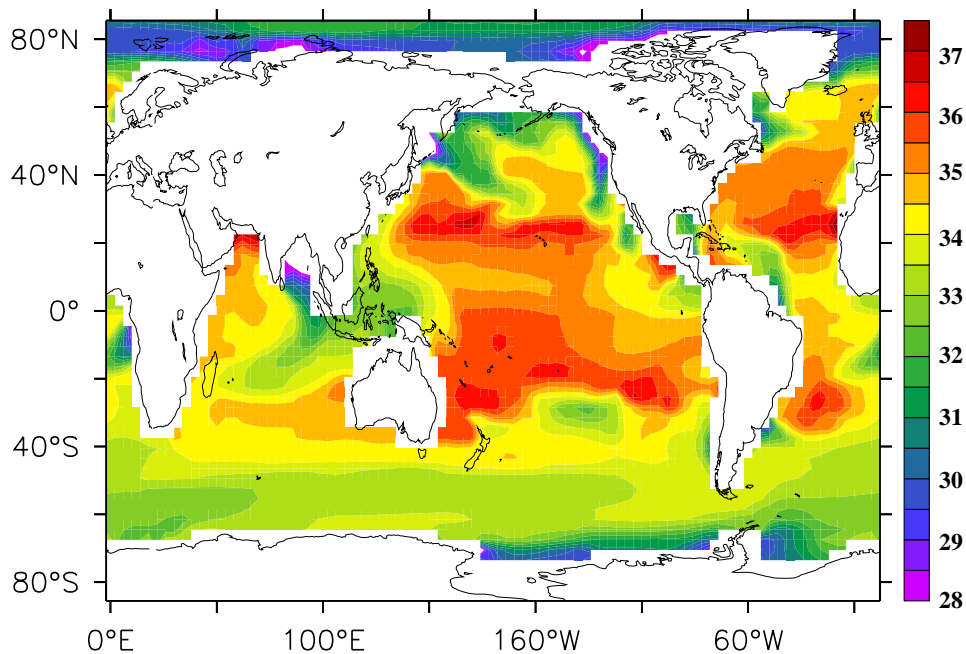


Abbildung 8.19.: Oberflächensalzgehalt in psu

Der Oberflächensalzgehalt des Modells im Gleichgewicht spiegelt die charakteristische Asymmetrie zwischen Atlantik und Pazifik wider (vergleiche Abbildung 8.19). Die starken nordostwärtigen Transporte im nördlichen Atlantik bewirken ein weit nach

Norden vordringendes subtropisches Salzsignal. Allerdings ist die Asymmetrie weniger stark ausgeprägt als in klimatologischen Daten, so ist der tropische Pazifik zu salzig und der gesamte Atlantik zu salzarm. Außerdem reicht die Salzzunge im westlichen Teil des Nordatlantiks nicht weit genug in den Nordwesten; ihr Salzgehalt von weniger als 35 *psu* ist etwas zu schwach. Dieses führt zur Bildung von relativ salzarmem und dementsprechend leichtem Tiefenwasser im Nordatlantik. Der Süßwassereintrag von Amazonas und Kongo hat im Modell wesentlich stärkere Auswirkungen als in der Realität. Die Struktur des Salzgehalts im Indischen Ozean gleicht den heutigen Verhältnissen, unter denen der westliche Indische Ozean salzreicher ist als der östliche. Insgesamt ist der Indische Ozean allerdings zu süß. Weiterhin ist der Durchstrom durch den Indonesischen Archipel gut erkennbar, wenn auch die Wassermassen in diesem Gebiet zu salzarm sind. Die Struktur des Salzgehalts an den Küsten Südamerikas stimmt mit klimatologischen Verteilungen weitgehend überein. Das recht salzarme Wasser vor den Küsten des nördlichen Pazifiks stammt von dem kontinentalen Abfluß des über Land gefallenen Regens. Seine Ausbreitung folgt dem Subpolarwirbel des Nordpazifiks. Die meisten der hier ersichtlichen salzarmen Strukturen sind auf die erste Schicht des Ozeanmodells beschränkt. Der Nordpazifik ist in der zweiten Schicht z.B. salzreicher als in klimatologischen Datensätzen, und der Süßwassereintrag durch kontinentalen Abfluß ist nicht mehr identifizierbar. Auch die durch den Kongo und Amazonas hervorgerufenen salzarmen Zungen sowie der geringe Salzgehalt des östlichen Indischen Ozeans sind auf die oberste Schicht beschränkt. Es ist zu beachten, daß das Modell ganz ohne Dämpfung ("Restoring") an klimatologische Salzgehalte auskommt und sich der Salzgehalt allein aus der Bilanz von Oberflächenflüssen und ozeanischen Transporten ergibt. Insgesamt kann die Simulation also als sehr erfolgreich betrachtet werden.

Etwas näherer Betrachtung bedarf das Gebiet des Südpolarmeers. Der Salzgehalt nördlich der Antarktis ist großflächig zu niedrig. Durch das salzarme Wasser an der Oberfläche ist die Wassersäule in diesen Bereichen stabil, und es kommt nicht zu Bildung von Antarktischem Bodenwasser. Das Atmosphärenmodell prognostiziert in diesem Gebiet einen Netto-Niederschlag, der großflächig unter 300 *mm* pro Jahr liegt. Dieses entspricht den Daten von PEIXOTO UND OORT (1992), die für die Stärke der Verdunstung im Gebiet von 50°S bis 70°S Werte in der Größenordnung von 200 *mm* pro Jahr veranschlagen und sich für den Niederschlag in Größenordnungen von 500 *mm* pro Jahr bewegen. Der schwache Salzgehalt ist demnach nicht eine Konsequenz zu hoher Netto-Niederschläge über dem Südpolarmeer. Er wird eher durch einen sehr hohen kontinentalen Abfluß vom antarktischen Kontinent hervorgerufen. Die vom Atmosphärenmodell prognostizierten Niederschläge über Land sind zu hoch, und die Integration des gefallenen Regens über die gesamte Landfläche summiert den Fehler zu sehr hohen Süßwassereinträgen an der Küste der Antarktis. Das zonale Mittel des gesamten Netto-Süßwassereintrags, hervorgerufen durch Regen, Verdunstung, Eisschmelze oder -frieren und kontinentalen Abfluß, ist in Abbildung 8.20 dargestellt. Durch den hohen kontinentalen Abfluß ist das zonale Mittel des Süßwasserflusses im südlichen Polarmeer von einer für die mittleren Breiten typischen Größenordnung. Das Tuning der Atmosphä-

re erfolgt unter anderem mit klimatologischen Netto-Niederschlagsdaten von COADS (für nähere Erläuterungen siehe Absatz 3.7.3). Dieser Datensatz weist unrealistisch hohe Niederschlagsraten zwischen 45°S und 75°S auf (Abbildung 8.20), was den hohen kontinentalen Abfluß im Modell erklärt. Die entsprechenden Werte aus dem Datensatz von OBERHUBER (1988) sind zum Vergleich abgebildet. Außerhalb der Polargebiete spiegeln die Modellergebnisse grob die Struktur der klimatologischen Daten von OBERHUBER (1988) wider.

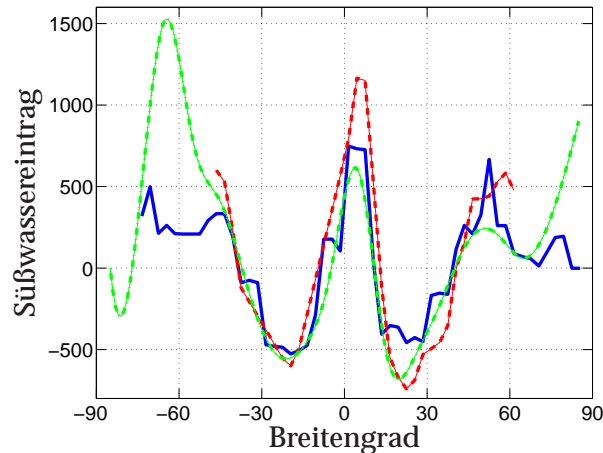


Abbildung 8.20.: Zonal gemittelter Süßwassereintrag in mm/Jahr; dargestellt ist der gesamte Süßwassereintrag von Atmosphäre, Meereis und kontinentalem Abfluß in blau. Die gestrichelte Linie in rot zeigt zum Vergleich klimatologische Daten von OBERHUBER (1988), die strichpunktierte grüne Linie klimatologische Daten von COADS.

Die zonal integrierte meridionale Umwälzbewegung im Nordatlantik ist in Abbildung 8.21 dargestellt. Durch das salzarme, leichte Wasser im Nordatlantik ist die Zelle zu flach und reicht nur bis 2000 m Tiefe. Der Maximalwert von 18 Sv liegt im Bereich anderer Abschätzungen. MANABE UND STOUFFER (1995) finden mit gekoppelten GCMs einen Maximalwert von 16 Sv ; Abschätzungen der Stärke der heutigen thermohalinen Zirkulation anhand von Meßdaten variieren zwischen 15 Sv (TOMCZAK UND GODFREY, 1994) und 20 Sv (BROECKER, 1990). Das "Upwelling" in mittleren Breiten (bei 40°N) ist unrealistisch, aber ein sehr verbreitetes Ergebnis bei Modellsimulationen (vergleiche z.B. Ergebnisse von MANABE UND STOUFFER (1997)).

Um die Verteilung der Wassermassen im Pazifik zu diskutieren, werden hier die Salzgehalts- und Temperaturverteilung entlang des Nord-Süd-Schnitts bei 162°W gezeigt (Abbildungen 8.22 und 8.23). Zum Vergleich sind auch die klimatologischen Verteilungen von DA SILVA ET AL. (1994) in den Abbildungen 8.24 und 8.25 dargestellt. Das westlich der Südspitze Südamerikas gebildete Subantarktische Zwischenwasser breitet sich in einer Tiefe von 1000 bis 1500 m bis 10°S aus (siehe Abbildung 8.22). Das gekoppelte Modell simuliert die Ausbreitungsstruktur gut, das Zwischenwasser ist allerdings um 0.5 psu zu salzarm. Das Nordpazifische Zwischenwasser ist in diesem Längsschnitt durch den Pa-

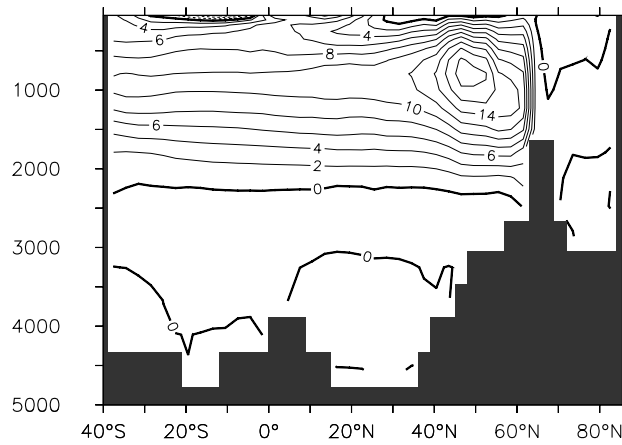


Abbildung 8.21.: Overturning im Nordatlantik; die Einheiten sind in Sverdrup, die Tiefenskala in Metern.

zifik nur ansatzweise zu erkennen und reicht lediglich bis zu einer Tiefe von 400 m. Wie aus Abbildung 8.23 ersichtlich, ist es mit 10°C zu warm, um eine realistische Tiefenausbreitung zu erreichen. Auffällig sind weiterhin kleinskalige, salzarme Strukturen in den ersten hundert Metern Tiefe bei 25°S und 35°N . Im Norden stammt diese Salzanomalie von der Rezirkulation des Subtropenwirbels, der das salzarme Oberflächenwasser vor den Küsten Asiens über den 162°W -Schnitt transportiert. Im Süden wird salzarmes Wasser aus dem Zirkumpolarstrom in 100 m Tiefe durch den südlichen Subtropenwirbel über den 162°W -Schnitt transportiert. Die salzreiche Wassermasse in den Tropen reicht in den Datensätzen von DA SILVA ET AL. (1994) nur bis zu einer Tiefe von 500 m. Die Sprungschicht ist in den Modellergebnissen zu tief, dieses ist auch an den hohen Temperaturen in den oberen 1000 m des Schnitts zu erkennen. Zwei tiefreichende Zellen von warmem, salzreichem Wasser bei 30°N und 30°S sind besonders ausgeprägt. Es handelt sich hier um Wassermassen der westlichen Randströme (Ostküsten Asiens und Australiens), die durch Advektion in den Subtropenwirbeln über den 162°W -Schnitt transportiert werden. Eine mögliche Erklärung für die tiefreichende Sprungschicht ist ein zu schwaches "Upwelling" in den Tropen. Dieses wird durch eine ungenügende Expansion des Tiefenwassers aus dem Atlantik bewirkt, die wiederum ihren Ursprung in den zu leichten Wassermassen der Polargebiete findet. Durch das fehlende Nordpazifische Zwischenwasser ist die Sprungschicht auch in den mittleren nördlichen Breiten zu tief, was zu sehr hohen Temperaturen in dieser Tiefe führt. Wie bereits angesprochen, simuliert das gekoppelte System die Polargebiete nur ungenügend, die Polarmeere sind in allen Tiefenschichten des 162°W -Schnitts zu warm, die Arktis ist unterhalb von 200 m um 0.5 psu zu süß. In der Antarktis müßten die salzreichen Wassermassen von über 34.7 psu über eine Tiefe von 500 m bis zum Boden reichen (vergleiche auch DIETRICH ET AL. (1975)). In den Modellergebnissen ist diese Charakteristik auf das Bodenwasser beschränkt, weil kein Antarktisches Bodenwasser gebildet wird.

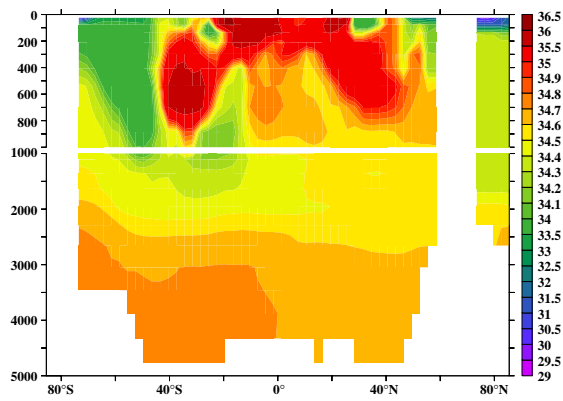


Abbildung 8.22.: Salzgehalt in psu, Meridional-schnitt durch den Pazifik bei 162°W, Modellergebnis

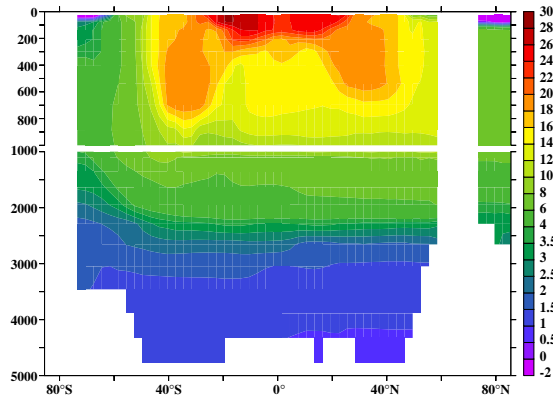


Abbildung 8.23.: Potentielle Temperatur in °C, Meridional-schnitt durch den Pazifik bei 162°W, Modellergebnis

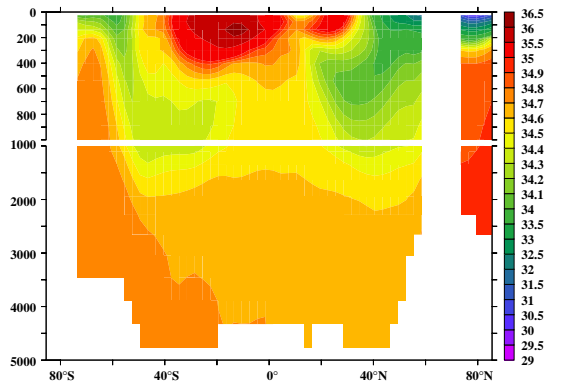


Abbildung 8.24.: Salzgehalt in psu, Meridional-schnitt durch den Pazifik bei 162°W, Daten von DA SILVA ET AL. (1994)

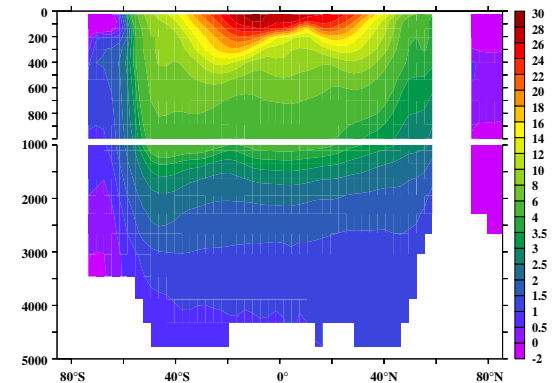


Abbildung 8.25.: Potentielle Temperatur in °C, Meridional-schnitt durch den Pazifik bei 162°W, Daten von DA SILVA ET AL. (1994)

In Abbildung 8.26 ist die über das atlantische Becken zonal gemittelte Verteilung des Salzgehalts dargestellt. Wie im Pazifik ist die Struktur der Ausbreitung Subantarktischen Zwischenwassers zufriedenstellend. Die salzarme Zunge reicht bis zu 20°N, das heißt etwa 10° zu weit nördlich. Außerdem ist das Zwischenwasser um 0,5 psu zu süß. Die Farbskala der in Abbildung 8.28 dargestellten Salzgehaltsverteilung von DA SILVA ET AL. (1994) ist um 0,5 psu gegenüber Abbildung 8.26 verschoben, um den Vergleich der Ausbreitungspfade verschiedener Wassermassen zu erleichtern. Das gesamte Gebiet des Nordatlantiks ist in allen Tiefenschichten zu salzarm. Dieses ist zum einen durch die zu flache Overturningzelle bedingt; das salzreiche Wasser sinkt nicht tief genug. Zum anderen ist das in der Labradorsee und vor der Südküste Grönlands gebildete Tiefenwasser

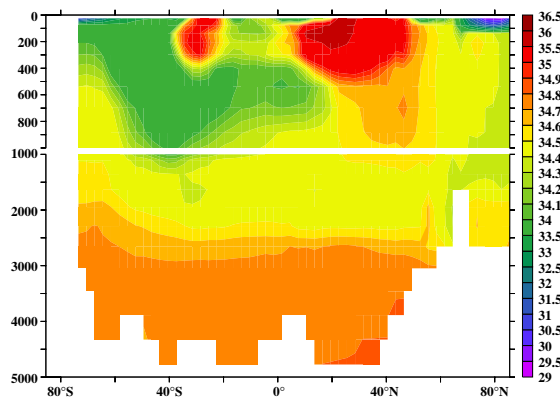


Abbildung 8.26.: Salzgehalt in psu, zonales Mittel über das Atlantische Becken, Modellergebnis

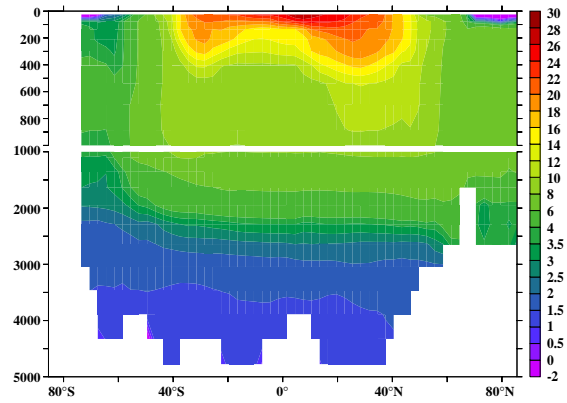


Abbildung 8.27.: Potentielle Temperatur in °C, zonales Mittel über das Atlantische Becken, Modellergebnis

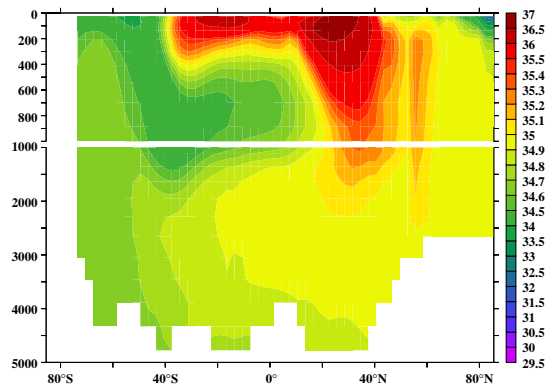


Abbildung 8.28.: Salzgehalt in psu, zonales Mittel über das Atlantische Becken, Daten von DA SILVA ET AL. (1994); die Farbskala ist im Vergleich zu Abbildung 8.26 um 0.5 psu verschoben.

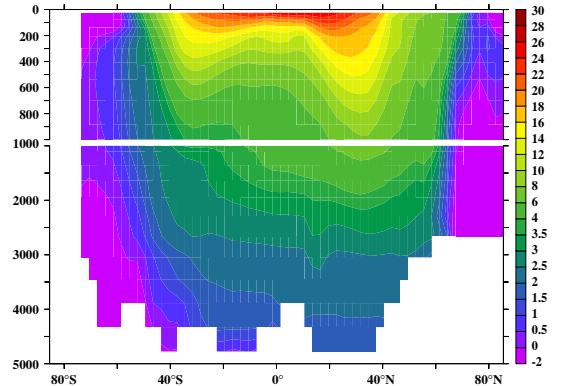


Abbildung 8.29.: Potentielle Temperatur in °C, zonales Mittel über das Atlantische Becken, Daten von DA SILVA ET AL. (1994)

zu salzarm und sorgt so für salzarme Tiefenschichten. Wie im Pazifik sind die Polarmeere zu warm und die Sprungschicht zu flach in diesen Regionen (siehe Abbildungen 8.27 und 8.29). Außerhalb der Polargebiete ist die Sprungschicht recht gut wiedergegeben. Nur in dem Ausbreitungsbereich Subpolaren Zwischenwassers sind die Temperaturen zu hoch, weil das Zwischenwasser aus den zu warmen Polargebieten stammt.

Um die Ausbreitung des Nordatlantischen Tiefenwassers zu untersuchen, wurde über eine Zeitspanne von 1000 Jahren ein fiktiver Oberflächentracer definiert, dessen Konzentration in der ersten Schicht konstant und identisch eins ist. Mit Hilfe dieses Tra-

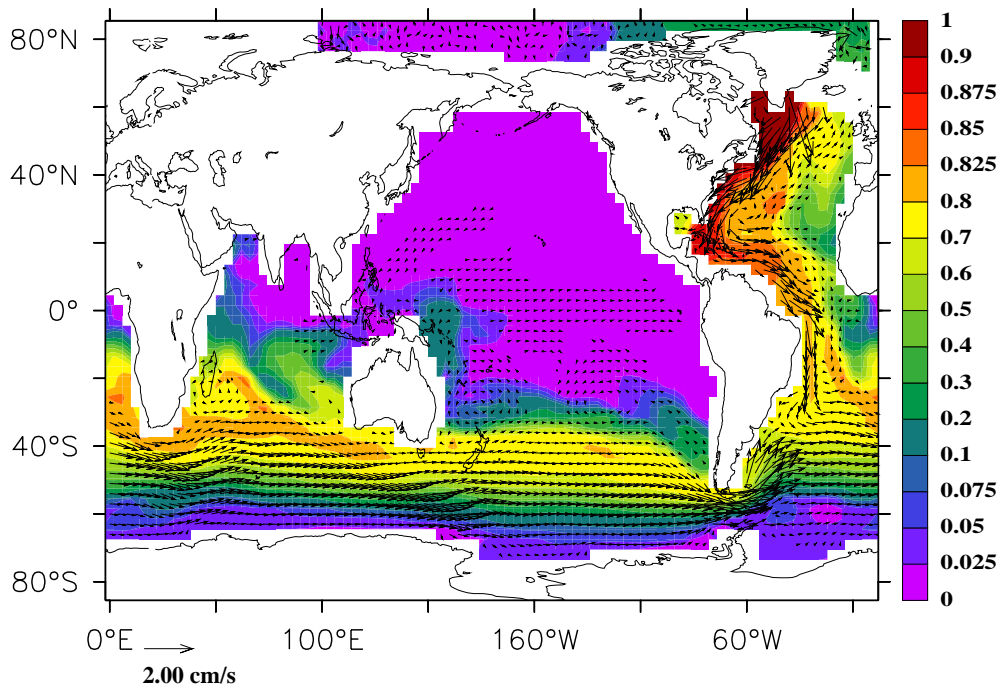


Abbildung 8.30.: Konzentration eines an der Oberfläche eingebrachten Tracers in 1950 m Tiefe, Strömungsgeschwindigkeiten in cm s^{-1}

cers kann in tieferen Schichten festgestellt werden, welcher Anteil der Wassermassen in den letzten tausend Jahren durch Wasser ersetzt worden ist, das Kontakt mit der Oberfläche hatte. In Abbildung 8.30 ist die Konzentration des Oberflächentracers sowie das Strömungsfeld in 1950 m Tiefe dargestellt. Die höchsten Konzentrationen sind im nordwestlichen Atlantik nahe den Bildungsgebieten lokalisiert. Das Nordatlantische Tiefenwasser wird mit dem tiefen westlichen Randstrom entlang des amerikanischen Kontinentalabhangs in Richtung Süden transportiert. Im Südatlantik schließt es sich dem Antarktischen Zirkumpolarstrom an und breitet sich in Richtung Osten aus. Diese Tiefenzirkulation von Nordatlantischem Tiefenwasser stimmt mit den heutigen Vorstellungen überein (SCHMITZ, 1996).

Die zonal integrierten meridionalen Wärmetransporte des gekoppelten Systems sind in Abbildung 8.31 wiedergegeben. Der atmosphärische Wärmetransport beträgt 3.7 Petawatt bei 45°N und -4.2 Petawatt bei 35°S . Im Vergleich zu den Angaben von PEIXOTO UND OORT (1992) sind die Wärmetransporte in der Atmosphäre um etwa 25% zu hoch. Das Atmosphärenmodell gleicht hier den relativ schwachen meridionalen Wärmetransport des Ozeanmodells aus, der mit Maximalwerten von 1.16 Petawatt bei 20°N und -0.52 Petawatt bei 10°S weit unter den klimatologischen Abschätzungen von PEIXOTO UND OORT (1992) liegt. Die unzureichende Darstellung des meridionalen Wärmetransports ist ein weitverbreitetes Problem in der Ozeanmodellierung (vergleiche z.B. FANNING UND WEAVER (1996)).

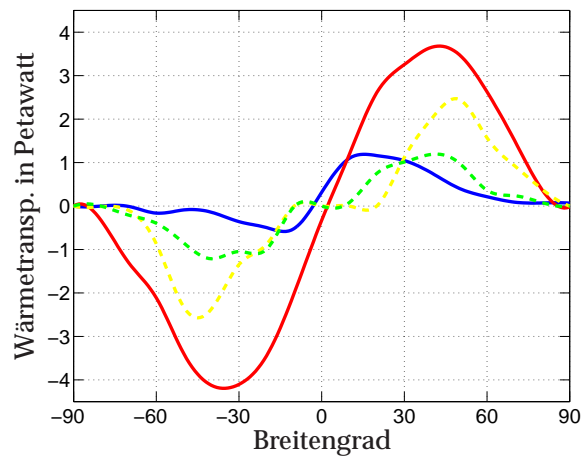


Abbildung 8.31.: Zonal integrierte meridionale Wärmetransporte des gekoppelten Systems; die blaue Linie stellt den gesamten Wärmetransport des Ozeans dar, die rote den Wärmetransport der Atmosphäre. Weiterhin sind die Transporte sensibler Wärme (in gelb) und latenter Wärme (in grün) durch transiente Wirbel abgebildet. Nordwärtsgerichtete Transporte sind positiv definiert.

Obwohl während eines Modellaufs keine Daten in das Modell eingespeist werden, wird die großräumige Zirkulation in den meisten Regionen gut wiedergegeben. Die bevorzugten Absinkgebiete von Nordatlantischem Tiefenwasser befinden sich bei diesem Modellauf in der Irmingersee und in der Grönlandsee. Die Ausbreitungspfade von Wassermassen ähneln denen der heutigen Zirkulation (Golfstrom, Durchstrom des Indonesischen Archipels, Humboldtstrom usw.), wenn auch die Charakteristika, das heißt Temperatur und Salzgehalt oft von den Datensätzen abweichen. Dieses ist verständlich, da das Modell weder mit einer Flußkorrektur am Wasser-Luftübergang rechnet, noch durch ein sogenanntes "Restoring" an klimatologische Werte herangeführt wird. Ein Problem bei grobauflösenden Modellen ist die realitätsnahe Simulation der meridionalen Transporte im Ozean. Dieses erkennt man in den Ergebnissen an der zu süßen und nicht weit genug ausgebreiteten Salzzunge im Nordatlantik. Weiterhin hat dieses Modell Schwierigkeiten in der Darstellung der Polargebiete. Durch einen zu hohen kontinentalen Abfluß vom Antarktischen Kontinent ist das Südpolarmeer zu süß, um Bodenwasser zu bilden. Die hohen Werte des kontinentalen Abflusses liegen in den sehr hohen Niederschlagsraten der Tuningdaten der Atmosphäre begründet. Auch die Zirkulation und Wassermassen der Arktis sind nur ungenügend wiedergegeben; dieses kann einerseits in der groben Auflösung des Modells, andererseits in der vereinfachten Topographie begründet sein.

9. Variabilität der thermohalinen Zirkulation

Die Zeitreihe des jährlich gemittelten globalen Wärmeflusses vom Ozean bzw. Meereis in die Atmosphäre zeigt eine Einschwingphase von ungefähr 1200 Jahren, danach ist keine Drift mehr in der Zeitreihe zu erkennen (vergleiche Abbildung 9.1). Auffällig sind hingegen Variationen um den Mittelwert. Ziel dieses Kapitels ist es, die Variabilität der thermohalinen Zirkulation herauszufiltern und zu analysieren.

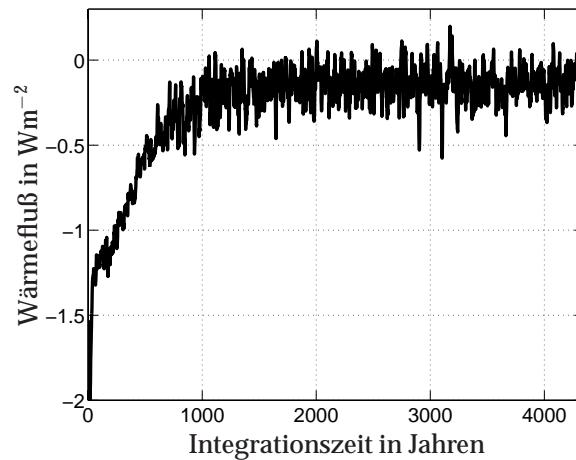


Abbildung 9.1.: Globaler mittlerer Wärmefluß vom Ozean bzw. Meereis in die Atmosphäre in Wm^{-2}

Die Hauptmoden der Variabilität werden mit Hilfe von Empirischen Orthogonalfunktionen (EOFs) analysiert. Dieses Verfahren, auch Hauptkomponentenanalyse genannt, wird in Anhang A.1 erläutert. Die Analyse erfolgt über die letzten 500 Jahre der Integration des gekoppelten Modells (Jahr 3673 bis 4172). Weiterhin werden die multivariaten Zeitreihen verschiedener Variablen mit Hilfe der Kanonischen Korrelationsanalyse (CCA) untersucht, um mögliche Zusammenhänge zu ermitteln. Diese Methode wird in Anhang A.2 beschrieben.

Obwohl eine große Variabilität in fast allen Ozean-, Meereis- und Atmosphärenvariablen im südlichen Ozean zu finden ist, liegt der Schwerpunkt dieser Analyse auf dem Nordatlantik. Die Fluktuationen dort sind mit Schwankungen der großräumigen ozeanischen Umwälzbewegung verbunden und damit von besonderem Interesse. Aus diesem Grund werden im folgenden Text häufig EOFs und CCAs der zweiten Ordnung analysiert. Diese Muster beschreiben einen dementsprechend geringen Anteil der gesamten

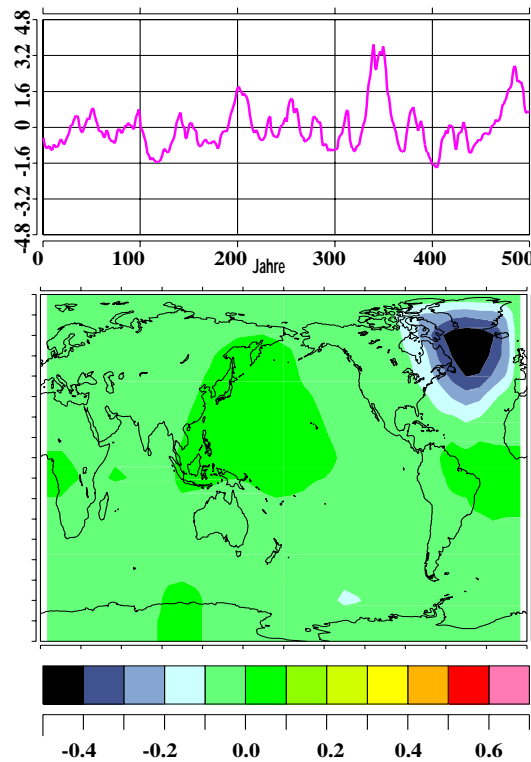


Abbildung 9.2.: Zweite EOF der Lufttemperatur; dargestellt ist die zweite Hauptkomponente für die letzten 500 Jahre der Integration (Jahr 3673 bis 4172, oben) sowie das zweite EOF-Muster (unten). Die Einheiten des EOF-Musters sind in $^{\circ}\text{C}$, das Minimum beträgt -0.49°C . Das Muster beschreibt 19.1% der Varianz.

Varianz; es ist aber zu beachten, daß es sich jeweils um den Anteil der Varianz des gesamten, globalen Felds handelt. Im Bereich des Nordatlantiks stellen sie lokal einen wesentlich höheren Prozentsatz der Varianz dar.

In Abbildung 9.2 ist die zweite EOF der Lufttemperatur des Atmosphärenmodells dargestellt. Sie repräsentiert 19% der Varianz des globalen Felds und weist eine großskalige Anomalie über dem Nordatlantik auf. Aus dem Extremwert des EOF-Musters und der Zeitreihe der Hauptkomponente ist ersichtlich, daß die maximale Abweichung der Temperatur vom Mittelwert bis zu 2°C im Kern der Anomalie beträgt. Dieses entspricht der Größenordnung der Reaktion des ungekoppelten Atmosphärenmodells auf eine "SST-Anomalie" von 3°C , die in Absatz 7.3 beschrieben wurde. Auch der Zusammenhang zwischen Lufttemperatur- und Netto-Niederschlagsanomalien ist ähnlich wie dort gezeigt. Dieses wird mit Hilfe einer Kanonischen Korrelationsanalyse (CCA) verdeutlicht. Die CCA ist eine lineare Methode zur Bestimmung von Mustern mit maximal korrelierten Zeitreihen aus zwei multivariaten Datensätzen. Die zweite CCA zwischen Lufttemperatur und Netto-Niederschlag (siehe Abbildung 9.3) beschreibt ein mit der zweiten EOF der Lufttemperatur vergleichbares Muster. Die Korrelation der beiden Zeitreihen der CCA beträgt 0.83. Das CCA-Muster der Lufttemperatur stellt 19.2%, das

CCA-Muster des Netto-Niederschlags 10.4% der Varianz dar. Auffällig ist das Auftreten einer negativen Anomalie des Netto-Niederschlags im östlichen Bereich der Region der positiven Lufttemperaturanomalie. Es handelt sich hier um Gitterboxen mit prozentualer Wasserbedeckung, in denen die Verdunstung verstärkt ist. Die Lufttemperaturanomalie ist im Gegensatz zu dem in Absatz 7.3 studierten Fall positiv; die Umverteilung von Energie in diesem Gebiet wird von den gleichen, in Absatz 7.3 beschriebenen Mechanismen bestimmt. In dem hier vorgestellten Fall wird Wärme u.a. in Form von latenter Wärme aus dem Gebiet der Anomalie heraustransportiert, dieses ist an einem erhöhten Niederschlag und somit an einer positiven Anomalie im Netto-Niederschlag in den umliegenden Gebieten zu erkennen (Labradorsee, tropischer Atlantik und Europäisches Nordmeer).

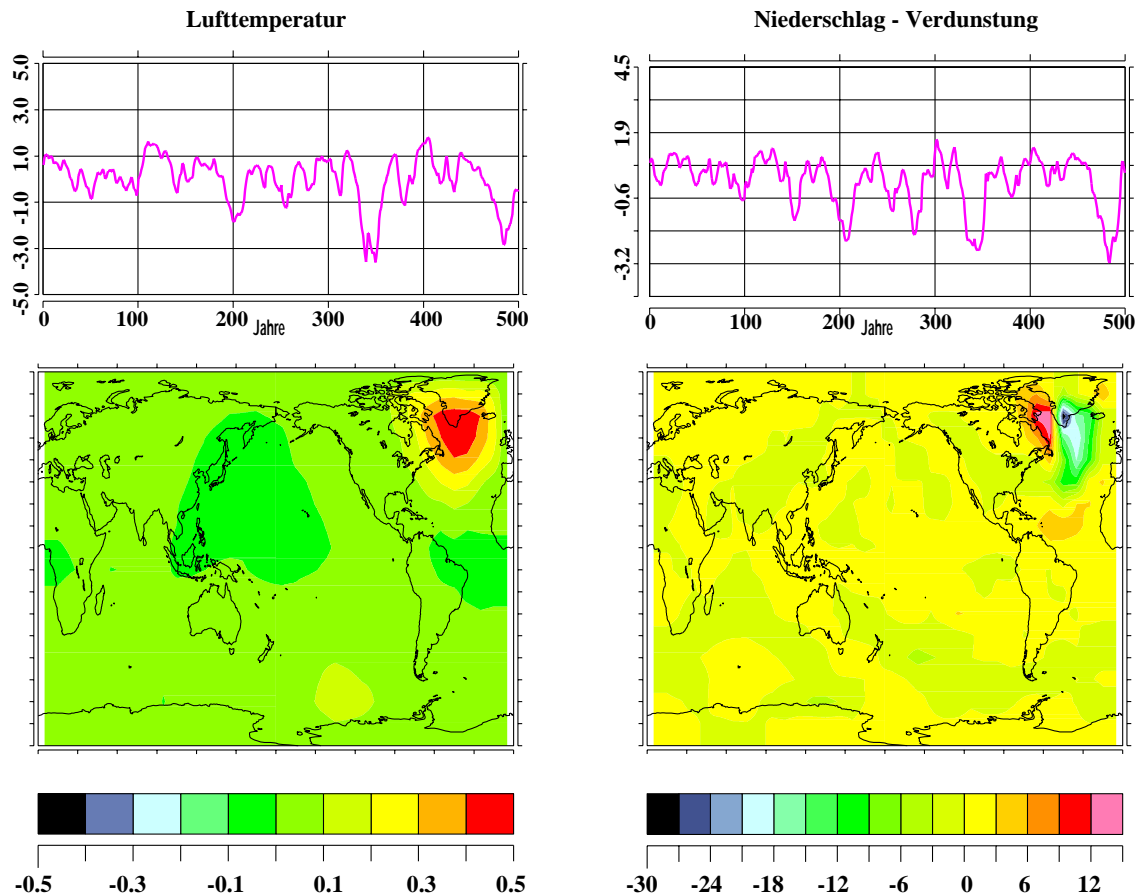


Abbildung 9.3.: Zweite CCA zwischen Lufttemperatur und Netto-Niederschlag; dargestellt sind die Zeitreihen der zweiten CCA für die letzten 500 Jahre der Integration (Jahr 3673 bis 4172, oben) sowie die CCA-Muster (unten). Die Einheiten der CCA-Muster sind in °C bzw. mm/ Jahr. Die Korrelation zwischen den Zeitreihen beträgt 0.831; das CCA-Muster der Lufttemperatur stellt 19.2%, das CCA-Muster des Netto-Niederschlags 10.4% der Varianz dar.

Die in den Abbildungen 9.2 und 9.3 dargestellten Anomalien befinden sich über den

Bildungsgebieten von Nordatlantischem Tiefenwasser und geben Anlaß zu der Vermutung, daß sie mit Schwankungen der thermohalinen Zirkulation im Nordatlantik verbunden sind. Die folgende Betrachtung der Variabilität der Overturningzelle bestätigt diese Vermutung. Die erste EOF der Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports für den Atlantik (siehe Abbildung 9.4) zeigt eine großskalige Anomalie, deren Abweichungen vom zeitlichen Mittel bis zu 5 Sv betragen. Diese EOF stellt 57% der Varianz dar und beschreibt Variabilitäten in der Tiefenwasserbildungsrate.

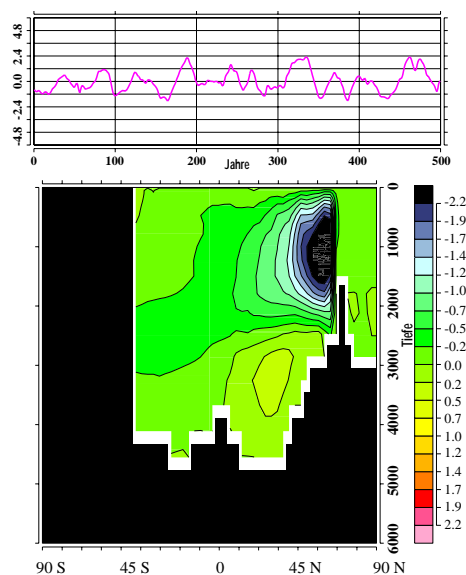


Abbildung 9.4.: 1. EOF des Overturnings

Dargestellt ist die erste Hauptkomponente für die letzten 500 Jahre der Integration (Jahr 3673 bis 4172, oben) sowie das erste EOF-Muster (unten). Die Einheiten des EOF-Musters sind in Sv, das Muster beschreibt 57.6% der Varianz.

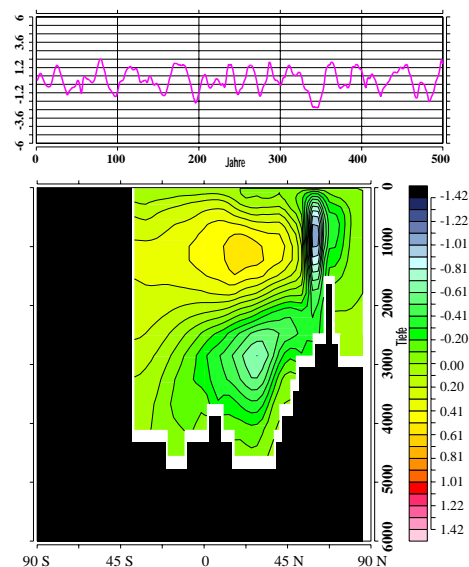


Abbildung 9.5.: 2. EOF des Overturnings

Dargestellt ist die zweite Hauptkomponente für die letzten 500 Jahre der Integration (Jahr 3673 bis 4172, oben) sowie das zweite EOF-Muster (unten). Die Einheiten des EOF-Musters sind in Sv, das Muster beschreibt 16.2% der Varianz.

Die zweite EOF (Abbildung 9.5) repräsentiert 16% der Varianz und beschreibt eine kleinskalige Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken, die mit einer Anomalie des gleichen Vorzeichens im tiefen Nordatlantik und einer Anomalie entgegengesetzten Vorzeichens in den oberen 2000 m südlich von $53^{\circ}N$ gekoppelt ist. Im Gegensatz zu der ersten EOF zeigt diese Struktur eine Verlagerung der Absinkgebiete; so entsteht verstärkte Tiefenkonvektion bei $53^{\circ}N$. Die Tiefenkonvektion am Grönland-Schottland-Rücken ist hingegen geschwächt.

Im weiteren Verlauf der Diskussion wird gezeigt, daß zwischen diesen beiden EOF-Mustern ein zeitlicher Zusammenhang besteht. Die zweite EOF führt zeitlich, die kleinskalige Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken breitet sich in Richtung Süden aus, um einige Jahre später in das Muster der ersten EOF überzugehen. Schwankungen der

thermohalinen Zirkulation sind mit Fluktuationen des ozeanischen Wärmetransports und schließlich der Wärmeflüsse zwischen Ozean und Atmosphäre verbunden. Um diese Zusammenhänge aufzuzeigen, wurde eine CCA der Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports und der Oberflächenwärmeflüsse von der Atmosphäre bzw. dem Meereis in den Ozean gerechnet.

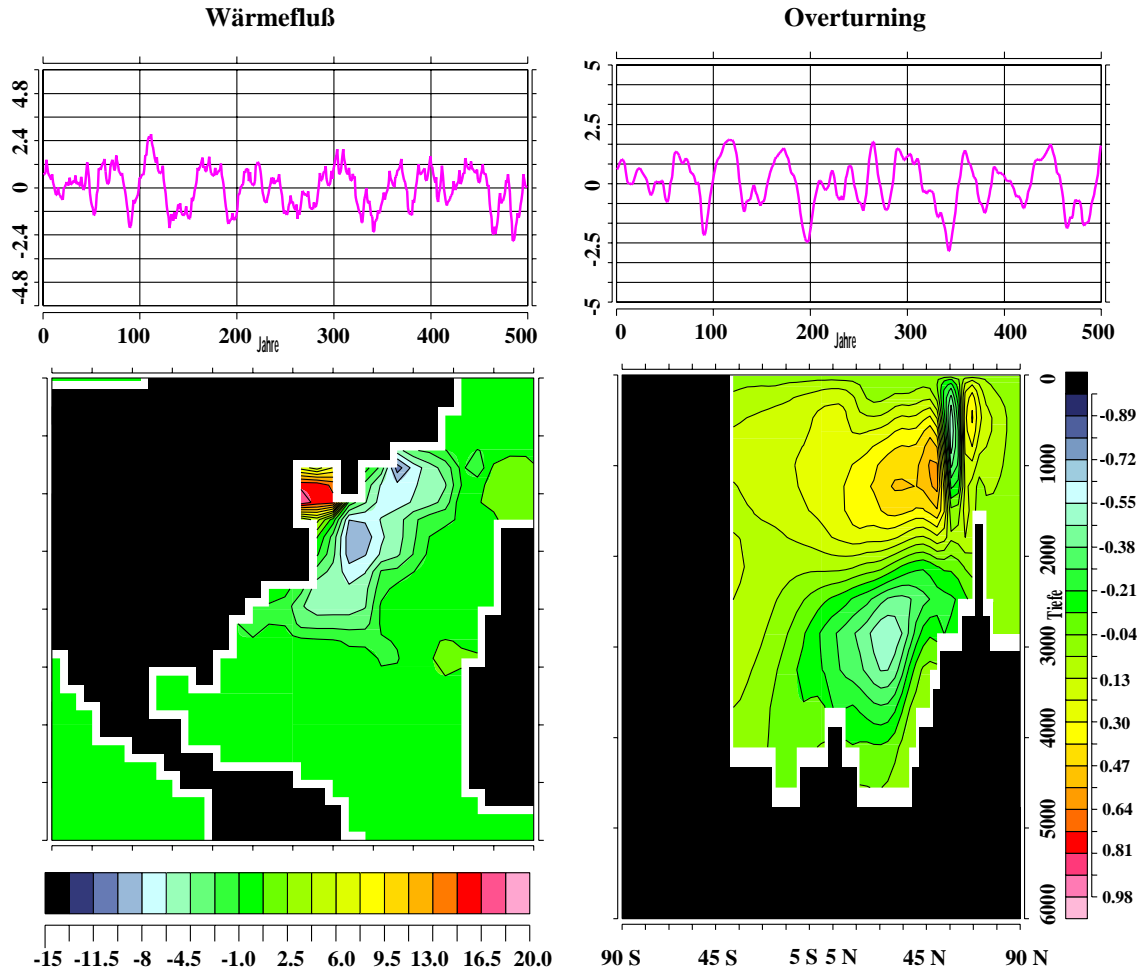


Abbildung 9.6.: Zweite CCA zwischen Overturning und Wärmefluß in den Ozean am Wasser-Luftübergang; dargestellt sind die Zeitreihen der zweiten CCA für die letzten 500 Jahre der Integration (Jahr 3673 bis 4172, oben) sowie die CCA-Muster (unten). Die Einheiten der CCA-Muster sind in Wm^{-2} bzw. Sv. Die Korrelation zwischen den Zeitreihen beträgt 0.771, das CCA-Muster des Wärmeflusses beschreibt 11.1%, das CCA-Muster des Overturnings 18.1% der Varianz.

Das zweite CCA-Muster zwischen Overturningzelle und Wärmefluß in den Ozean (siehe Abbildung 9.6) zeigt im Overturning eine der zweiten EOF ähnliche Struktur. Das CCA-Muster des Wärmeflusses weist eine Dipolstruktur zwischen Labradorsee und dem Gebiet östlich davon auf. Eine schmale, negative Anomalie im Overturning am Grönland-Schottland-Rücken ist mit einer positiven Wärmeflußanomalie in der Labra-

dorsee korreliert. Der Ozean erfährt einen höheren Wärmeverlust südöstlich von Grönland, in der Labradorsee ist der Wärmeverlust hingegen geschwächt. Dieses läßt auf eine Änderung der Zirkulation im Nordatlantik sowie auf eine Verlagerung der Eiskante schließen. Die große Anomalie der Wärmeflüsse in der Labradorsee (bis zu 40 Wm^{-2}) läßt weiterhin vermuten, daß der Labradorsee eine Schlüsselrolle bei der Variabilität der thermohalinen Zirkulation in diesem Modell zukommt.

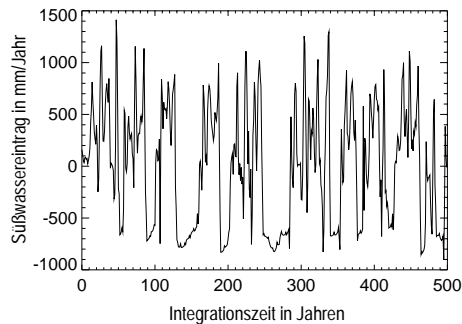


Abbildung 9.7.: Zeitreihe des Süßwassereintrags in die Labradorsee

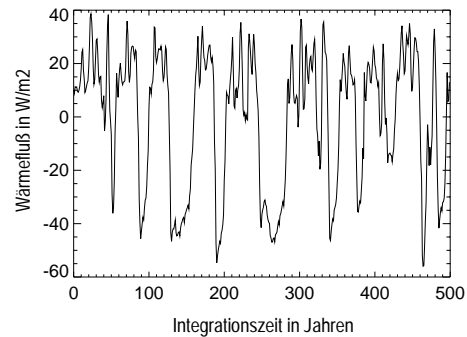


Abbildung 9.8.: Zeitreihe des Wärmeflusses in die Labradorsee ($\alpha(t)$)

Aus diesem Grund wurden die über das Becken der Labradorsee gemittelten Wärme- und Süßwassereinträge analysiert. Die Zeitreihen des Süßwassereintrags und des Wärmeflusses in die Labradorsee sind in den Abbildungen 9.7 und 9.8 dargestellt. Perioden mit positivem Wärmefluß und einer großen Variabilität wechseln mit Perioden mit einem Wärmefluß von weniger als -20 Wm^{-2} und geringer Variabilität. Auch die Zeitreihe des Süßwassereintrags zeigt ein ähnliches Verhalten, einen Wechsel zwischen Perioden hoher Variabilität und starken Süßwassereintrags und Perioden, in denen sowohl die Variabilität als auch der Eintrag schwächer sind. Eine Kreuzspektralanalyse sowie die Varianzdichtespektren der beiden Zeitreihen sind in Abbildung 9.9 wiedergegeben. Beide Zeitreihen sind für Perioden größer als 30 Jahre stark kohärent (Abbildung 9.9, unten). Außerdem ist bei beiden Größen in der Varianz eine bevorzugte Periode von 50 Jahren zu erkennen (Abbildung 9.9, oben). Der Süßwassereintrag und Wärmefluß sind bei langen Perioden in Phase (Abbildung 9.9, Mitte). Ein verstärkter Süßwassereintrag ist auf langen Zeitskalen mit einem verstärkten Wärmefluß von der Atmosphäre bzw. dem Meereis in den Ozean korreliert.

Die Labradorsee pendelt demnach zwischen einem Zustand mit erhöhtem Süßwassereintrag und Wärmefluß und einem Zustand mit reduziertem Süßwassereintrag und höherem Wärmeverlust. Um in Erfahrung zu bringen, in welchem Zusammenhang diese Schwankungen der Oberflächenflüsse mit der Variabilität der thermohalinen Zirkulation stehen, wurde das "assozierte Muster" der Overturningzelle zu der Zeitreihe des Wärmeflusses $\alpha(t)$ (vergleiche Abbildung 9.8) ermittelt. Dabei wurde in jedem Gitterpunkt eine Regression zwischen den Werten der Stromfunktion des zonal inte-

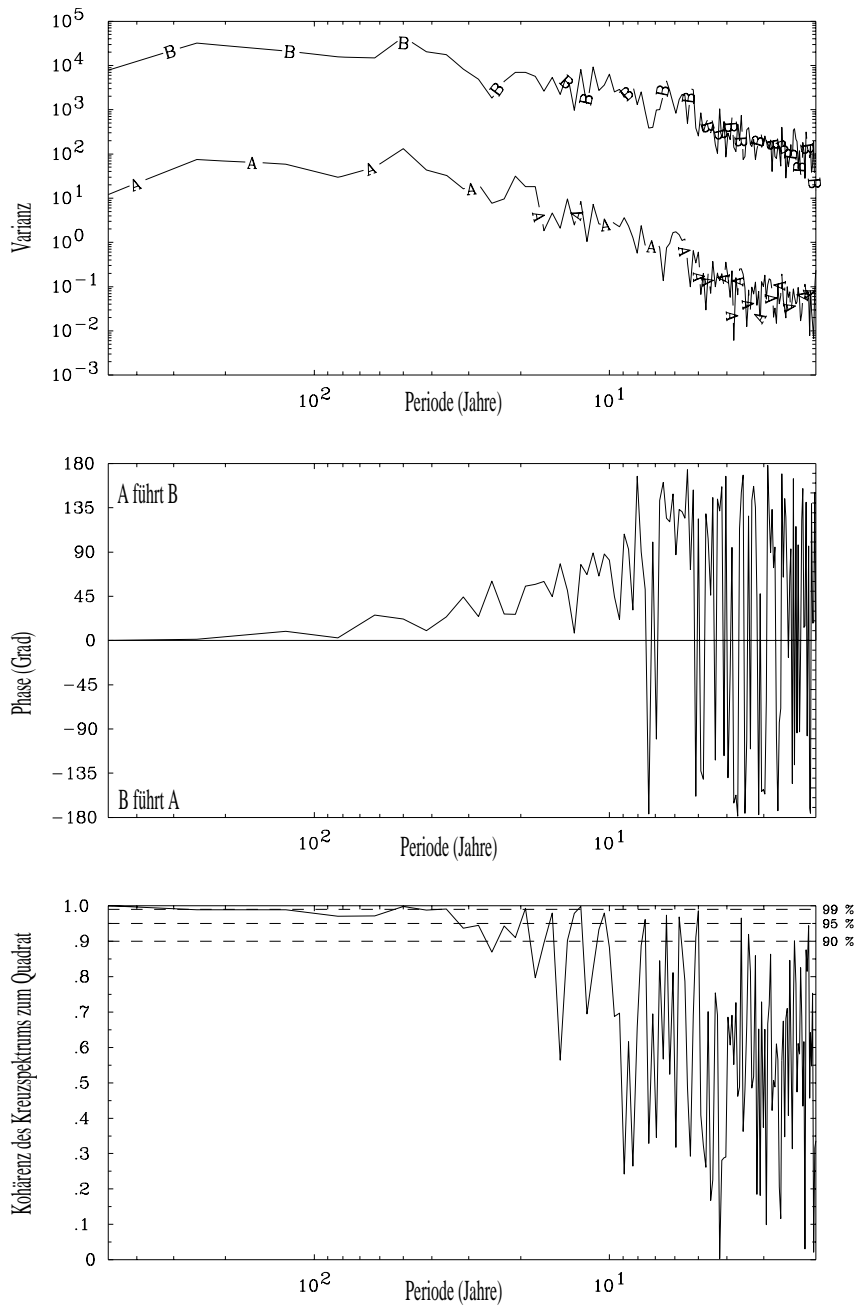


Abbildung 9.9.: Analyse des über die Labradorsee gemittelten Süßwassereintrags (B) und Wärmeflusses (A) am Wasser-Luftübergang; Varianzdichtespektrum (oben), Phasenspektrum der Kreuzkorrelation (Mitte) und Quadrat der Kohärenz der Dichtespektren (unten)

grierten meridionalen Transports $X(x, t)$ und dieser Zeitreihe $\alpha(t)$ berechnet. Ziel dieser Analyse ist es, ein zeitunabhängiges Feld $Y(x)$ zu ermitteln, für das der Ausdruck $\|X(x, t) - \alpha(t)Y(x)\|$ minimal ist (x bezeichnet hier die räumlichen Koordinaten, t die Zeit).

Das resultierende sogenannte assoziierte Muster $Y(x)$ ist in Abbildung 9.10 dargestellt. Das bereits vertraute Muster einer kleinskaligen Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken, gekoppelt mit einer Anomalie in der Tiefsee und einer Anomalie entgegengesetzten Vorzeichens südlich von $53^\circ N$, ist erkennbar. Dieses assoziierte Muster wird im folgenden Text als "lag 0" bezeichnet. Die Korrelation dieses Musters mit der Zeitreihe $\alpha(t)$ ist in Abbildung 9.11 dargestellt. Um die Signifikanz der Korrelation zu bestimmen, wurde ein autoregressiver Prozeß erster Ordnung AR(1) an $\alpha(t)$ angepaßt. In einem Monte-Carlo-Experiment werden Zufallszeitreihen mit der gleichen Autokorrelation wie $\alpha(t)$ erzeugt und die Korrelation mit $\alpha(t)$ berechnet. Es ergibt sich, daß Korrelationen von über 0.19 signifikant auf dem 90%-Niveau sind. Korrelationen von über 0.28 sind signifikant auf dem 99%-Niveau.

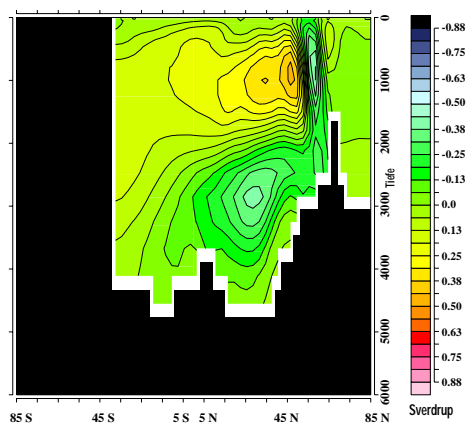


Abbildung 9.10.: Assoziiertes Muster "lag 0"

Assoziiertes Muster der Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports zu der Zeitreihe des Oberflächenwärmeflusses der Labradorsee

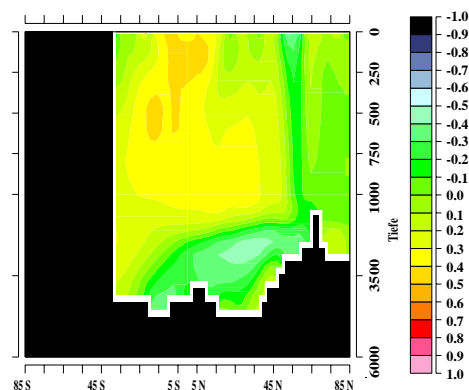


Abbildung 9.11.: Korrelation des Musters "lag 0"

Korrelation des in Abbildung 9.10 dargestellten Musters mit der Zeitreihe des Oberflächenwärmeflusses der Labradorsee

Um einen Einblick in den zeitlichen Ablauf der Variationen der thermohalinen Zirkulation zu bekommen, werden zeitlich verschobene assoziierte Muster berechnet. Sie sind in den Abbildungen 9.12 bis 9.23 dargestellt. 20 Jahre vor dem assoziierten Muster "lag 0" ist eine positive Anomalie südlich des Grönland-Schottland-Rückens zu erkennen, die sich bis auf den Boden ausbreitet. Außerdem existiert südlich von $25^\circ N$ eine negative Anomalie (siehe Abbildung 9.12). Vier Jahre später hat sich die positive Anomalie weiter nach Süden ausgebreitet. Sie ist außerdem in ihrer Intensität verstärkt und nimmt nun fast das ganze Becken ein. Die negative Anomalie ist abgeschwächt und nur noch in

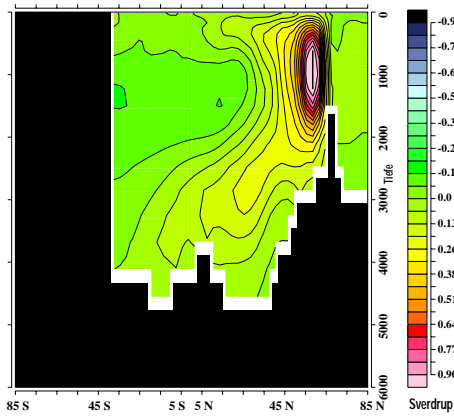


Abbildung 9.12.: Muster "lag -20"

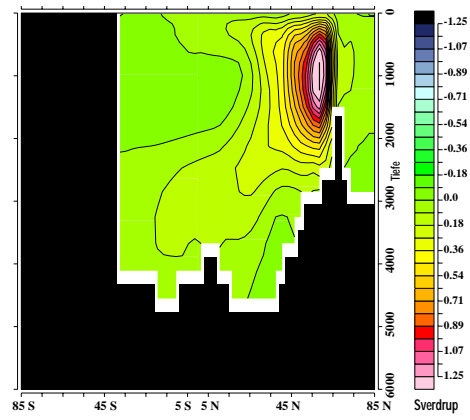


Abbildung 9.13.: Muster "lag -16"

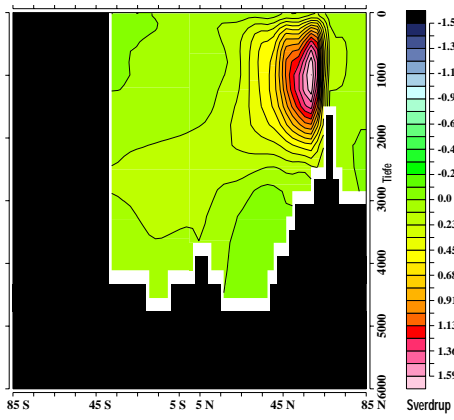


Abbildung 9.14.: Muster "lag -12"

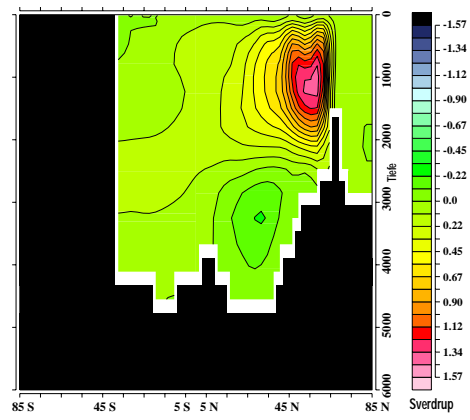


Abbildung 9.15.: Muster "lag -8"

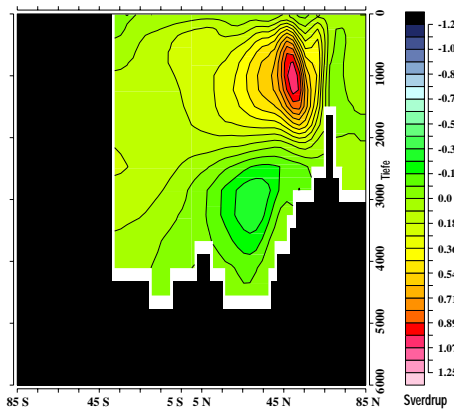


Abbildung 9.16.: Muster "lag -4"

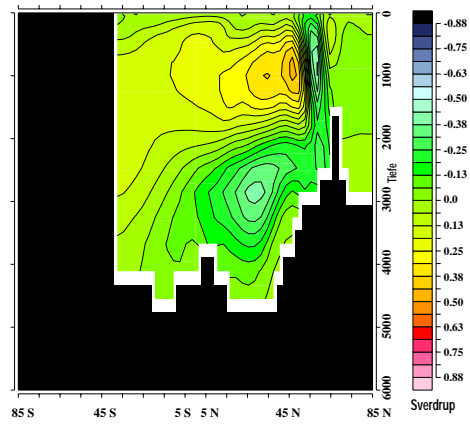


Abbildung 9.17.: Muster "lag 0"

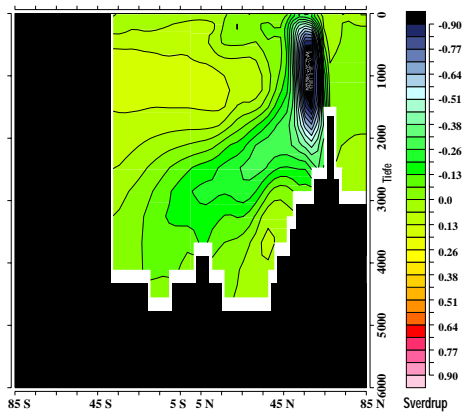


Abbildung 9.18.: Muster "lag 4"

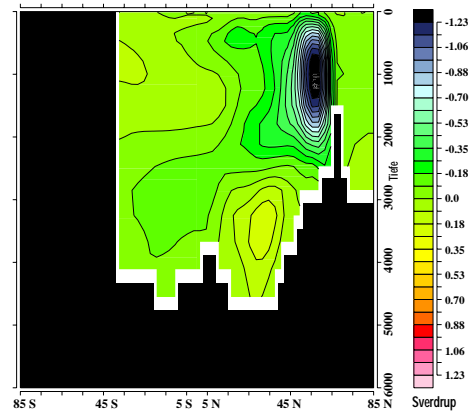


Abbildung 9.19.: Muster "lag 8"

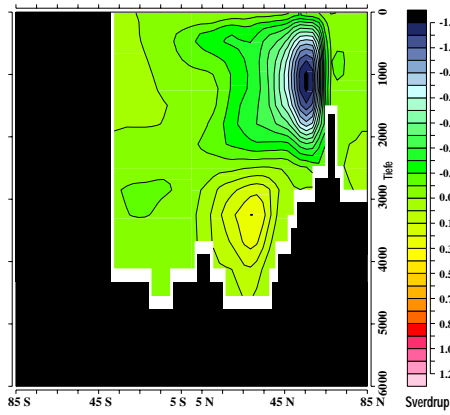


Abbildung 9.20.: Muster "lag 12"

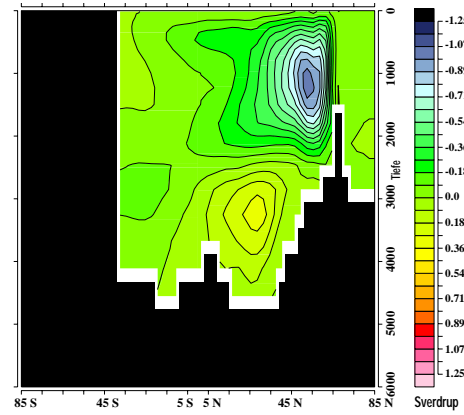


Abbildung 9.21.: Muster "lag 16"

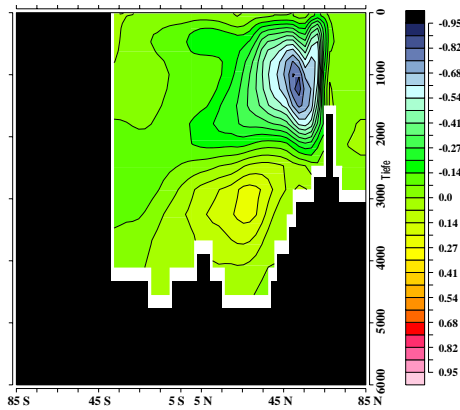


Abbildung 9.22.: Muster "lag 20"

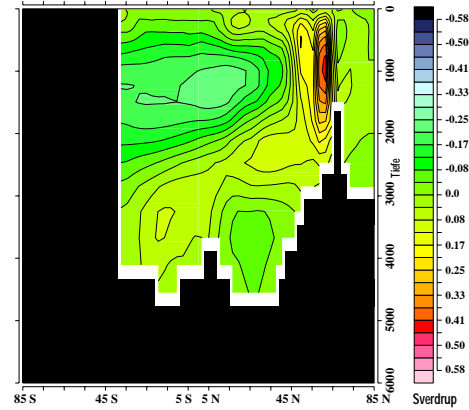


Abbildung 9.23.: Muster "lag 36"

den oberen 2000 m südlich von $15^{\circ}N$ zu erkennen. Weitere vier Jahre später, das heißt 12 Jahre vor dem assoziierten Muster "lag 0", hat sich die positive Anomalie noch weiter in Richtung Süden ausgebreitet und ist abermals stärker geworden (Abbildung 9.14). Wiederum vier Jahre später ist die positive Anomalie großflächiger geworden. Sie hat sich weiter nach Süden ausgebreitet, dabei ist ihre Intensität etwas schwächer als vier Jahre zuvor (Abbildung 9.15). 4 Jahre vor dem assoziierten Muster "lag 0" hat sich der Kern der positiven Anomalie vom Rücken gelöst und nach Süden bewegt, und die Intensität der Zelle hat weiterhin abgenommen. Das verstärkte Absinken ist nun nicht mehr direkt südlich des Grönland-Schottland-Rückens lokalisiert, sondern findet bei $55^{\circ}N$ statt (Abbildung 9.16). In Abbildung 9.17 ist wie in Abbildung 9.10 das Muster ohne zeitliche Verschiebung dargestellt. Die positive Anomalie ist schwächer geworden. Außerdem ist eine kleinskalige, negative Anomalie am südlichen Hang des Grönland-Schottland-Rückens entstanden. Dieses Muster zeigt ein verstärktes Absinken bei $53^{\circ}N$ und eine geschwächte Tiefenwasserbildung nördlich davon.

Vier Jahre später ist die positive Anomalie in Richtung Süden gewandert und nur noch schwach zu erkennen (Abbildung 9.18). Die kleinskalige, negative Anomalie hat sich ebenfalls nach Süden ausgebreitet und ist stärker geworden. Die gesamte Tiefenwasserbildung ist demnach zurückgegangen. Dieses Muster ähnelt dem Muster bei einer negativen Zeitverschiebung von 20 Jahren, "lag -20" (Abbildung 9.12), wenn die Anomalien mit entgegengesetzten Vorzeichen betrachtet werden. Handelte es sich hier um einen regelmäßigen periodischen Vorgang, läge eine Abschätzung der Periode bei ungefähr 48 Jahren. Bei weiteren positiven Zeitverschiebungen folgt ein ähnliches Verhalten, wie bereits bei der negativen Zeitverschiebung beobachtet. Diesmal breitet sich die negative Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken in Richtung Süden aus, ihre Intensität nimmt zunächst zu und schwächt sich dann langsam ab, während der Kern der Anomalie in Richtung Süden wandert (siehe Abbildungen 9.19 bis 9.22). Bei einer positiven Zeitverschiebung von 36 Jahren erscheint wieder eine kleinskalige, positive Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken, und der Zyklus ist damit geschlossen (Abbildung 9.23). An dieser Stelle muß erwähnt werden, daß die Muster der Regressionsanalyse an Korrelation verlieren, je größer die Verschiebung ist. Das in Abbildung 9.23 dargestellte Muster ist kaum noch aussagekräftig und wurde hier nur gezeigt, um eine halbe Periode des hier beschriebenen Mechanismus vollständig darzustellen (an dieser Stelle erhält man eine Periode von 72 Jahren). Die Korrelationen der assoziierten Muster "lag -8" und "lag 8" (Abbildung 9.15 und 9.19) mit der Zeitreihe des Oberflächenwärmeflusses der Labradorsee sind in den Abbildungen 9.24 und 9.25 wiedergegeben. Sie zeigen, daß in diesem Zeitraum der Verschiebung den Mustern des Overturnings noch Vertrauen geschenkt werden darf.

Die thermohaline Zirkulation unterliegt demnach einer internen Dynamik, die durch Störungen in den Oberflächenflüssen angeregt wird. Durch advektive Prozesse und Wellen breitet sich eine Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken in Richtung Süden aus (DÖSCHER ET AL., 1994; GERDES UND KÖBERLE, 1995). Diese Ausbreitung der Anomalie zieht einen verstärkten (im Fall einer positiven Anomalie) bzw. einen reduzierten Trans-

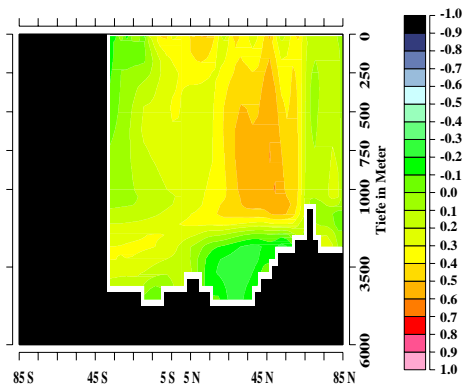


Abbildung 9.24.: Korrelation des assoziierten Musters "lag -8" (Abbildung 9.15)

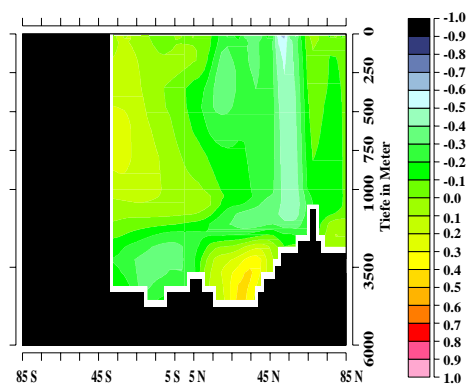


Abbildung 9.25.: Korrelation des assoziierten Musters "lag 8" (Abbildung 9.19)

port von warmen, salzreichen Wassermassen der Subtropen in den Nordatlantik nach sich. Während der Ausbreitung verstärkt sich die Intensität der Anomalie; vermutlich handelt es sich hier um den positiven Rückkopplungseffekt der meridionalen Salztransporte (siehe z.B. WEAVER ET AL. (1993); LOHMANN ET AL. (1996); RAHMSTORF (1999)). Durch eine Unterbrechung des Antriebs der Zelle löst sich der Kern der Anomalie vom Grönland-Schottland-Rücken und wandert in Richtung Süden. Gleichzeitig schwächt sich die Intensität der Anomalie ab. Dieses ermöglicht die Entstehung einer schmalen Zelle des entgegengesetzten Vorzeichens am Grönland-Schottland-Rücken, und der ganze Prozeß beginnt von vorne, wobei die "alte" Anomalie in Richtung Süden abwandert und verschwindet. Ausschlaggebend ist hierbei die Bildung der kleinskaligen Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken, die das System von einem Zustand verstärkter Tiefenwasserbildung in einen Zustand schwacher Tiefenwasserbildung (oder umgekehrt) umschlagen läßt. Das maßgebliche Muster im Overturning ist hierbei das assoziierte Muster "lag 0", ein Muster, daß anhand einer Zeitreihe der Oberflächenflüsse ermittelt wurde.

Durch die Projektion dieses Musters auf die Zeitreihe der Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports wurde eine assoziierte Zeitreihe zum Muster "lag 0" ermittelt. Diese Zeitreihe ist auf Standardabweichung 1 normiert und in Abbildung 9.26 dargestellt.

Die Atmosphären-, Meereis- und Ozeanvariablen werden über Zeitpunkte gemittelt, in denen die Zeitreihe größer als 1 (positives Composite) und kleiner als -1 (negatives Composite) ist, um mögliche Zusammenhänge zwischen dem Muster "lag 0" und Ereignissen in der Atmosphäre oder dem Meereis zu ermitteln.

Die Composites der Lufttemperaturanomalien sind in den Abbildungen 9.27 und 9.28 dargestellt. Zeitgleich zu dem assoziierten Muster "lag 0" (Abbildung 9.10) entsteht über dem Nordatlantik eine positive Temperaturanomalie (Abbildung 9.27). Sie wird durch

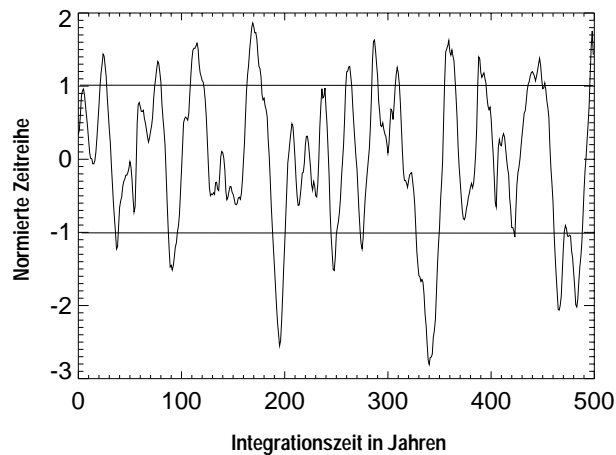


Abbildung 9.26.: Auf Standardabweichung 1 normierte Zeitreihe der Projektion des assoziierten Musters "lag 0" auf die Zeitreihe der Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports; die zwei waagerechten Linien grenzen die Bereiche ab, in denen die Abweichungen eine Standardabweichung überschreiten.

zwei Rückkopplungen hervorgerufen. Durch die positive Anomalie des Overturnings in den oberen 2000 Metern südlich von $53^{\circ}N$ wird mehr warmes und salzreiches Wasser in das Gebiet des Nordatlantiks transportiert. Dieses warme Wasser erhöht einerseits die Lufttemperatur direkt, andererseits führt es zu Eisschmelze, und die Eiskante befindet sich weit nördlich (vergleiche Abbildung 9.29, positives Composite der Eisdicke). Die Oberflächenalbedo geht zurück und führt zu einer Erwärmung der Luft. Das negative Composite zum assoziierten Muster "lag 0" weist eine negative Lufttemperaturanomalie im Bereich des Nordatlantiks auf. Das negative Muster zu "lag 0" ist durch eine negative Anomalie im Overturning in weiten Teilen des Nordatlantiks charakterisiert. Es wird demnach weniger warmes Wasser in den Nordatlantik transportiert, und die Lufttemperatur geht zurück, während die Eisbedeckung zunimmt. Die Eiskante liegt südlicher (vergleiche Abbildung 9.30), und die Oberflächenalbedo wird größer.

Zeitgleich zu dem assoziierten Muster "lag 0" ist das regionale Klima über dem Nordatlantik milder als im Zeitmittel. Wodurch entsteht jedoch die kleinskalige, negative Anomalie in der Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports am Grönland-Schottland-Rücken? Die Antwort auf diese Frage liefert das Composite des gesamten Süßwassereintrags in den Ozean (siehe Abbildung 9.31). Auffällig ist hier eine starke positive Anomalie im Bereich der Labradorsee. Durch den verstärkten Süßwassereintrag an der Oberfläche stabilisiert sich die Wassersäule, und die Konvektion wird in den umliegenden Gebieten geschwächt oder unterbrochen. Die Absinkgebiete verlagern sich weiter südlich und erklären somit die kleinskalige, negative Anomalie. Zeitgleich zu dem negativen Muster von "lag 0" ist eine starke negative Anomalie des Süßwassereintrags im Bereich der Labradorsee zu erkennen. Hierdurch wird in diesen Gebieten die Wassersäule destabilisiert, was zu verstärkter Konvektion und einer Verlagerung der

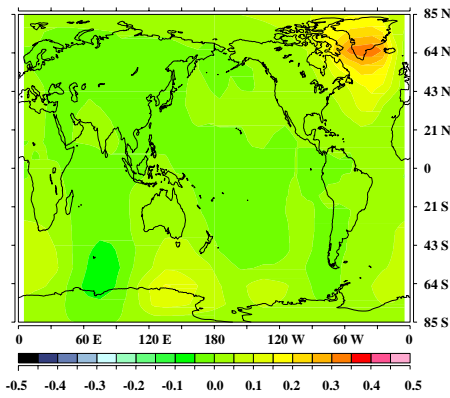


Abbildung 9.27.: *Positives Composite der Anomalien der Lufttemperatur in °C*

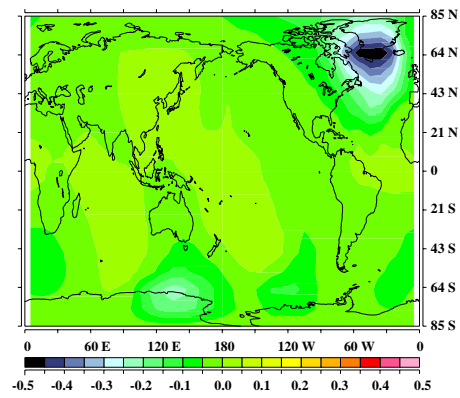


Abbildung 9.28.: *Negatives Composite der Anomalien der Lufttemperatur in °C*

Tiefenwasserbildungsgebiete führt. In diesem Fall erklärt die Anomalie im Süßwassereintrag die schmale, positive Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken. Der ausschlaggebende Mechanismus, der das System der thermohalinen Zirkulation von einem Zustand verstärkter Tiefenwasserbildung in einen Zustand schwacher Tiefenwasserbildung umschlagen läßt, ist demnach regional auf die Labradorsee beschränkt.

Der gesamte Süßwassereintrag in den Ozean setzt sich aus kontinentalem Abfluß, parametrisiertem Eistransport aus dem Nordpolarmeer, Regen, Verdunstung und dem Süßwasser- bzw. Salzeintrag durch Eisbildung oder Schmelzen von Meereis zusammen. Um in Erfahrung zu bringen, welche dieser Komponenten zu den starken Anomalien in der Labradorsee beitragen, wurden hier die Standardabweichungen dieser Variablen verglichen. Die Standardabweichung des gesamten Süßwassereintrags ist in Abbildung 9.33 abgebildet. Im Gebiet der Labradorsee liegen die Werte der Standardabweichung zwischen 500 mm und 600 mm pro Jahr. Das Maximum der Standardabweichung des kontinentalen Abflusses beträgt nur 9.67 mm pro Jahr und befindet sich zudem an der antarktischen Küste. Das Maximum der Standardabweichung im Netto-Niederschlag ist zwar im Gebiet des Nordatlantiks, es liegt allerdings mit 62.39 mm pro Jahr weit unter den Werten des gesamten Süßwassereintrags. Auch der Eisexport kommt als Ursache der hohen Anomalien in der Labradorsee nicht in Frage. Das Maximum der Standardabweichung liegt hier bei 82.28 mm pro Jahr und ist an der Ostküste Grönlands lokalisiert. In der Labradorsee liegt die Standardabweichung unterhalb von 60 mm pro Jahr. Lediglich die Standardabweichung des Süßwasser- oder Salzeintrags durch Schmelzen und Frieren von Meereis liegt mit einem in der Labradorsee lokalisierten Maximum von 497.81 mm pro Jahr in der Größenordnung der Standardabweichung des gesamten Süßwassereintrags im Bereich der Labradorsee. Auch die Verteilungsstrukturen der beiden Standardabweichungen ähneln sich (vergleiche Abbildung 9.34). Die negative Rückkopplung ist in diesem Fall also durch das Meereis in der Labradorsee gegeben.

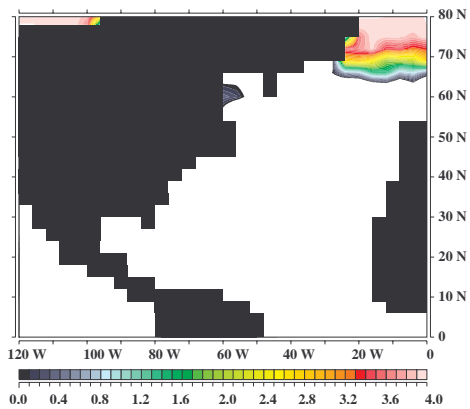


Abbildung 9.29.: *Positives Composite der Eisdicke in m (absolute Werte)*

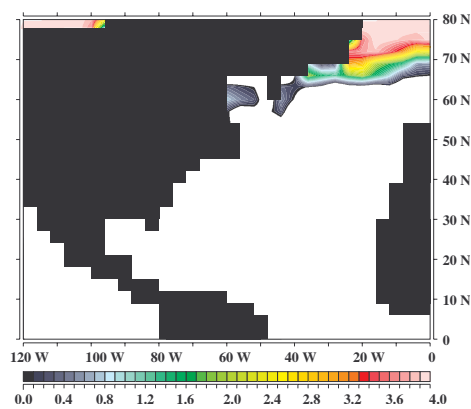


Abbildung 9.30.: *Negatives Composite der Eisdicke in m (absolute Werte)*

Der gesamte Zyklus der Variabilität der thermohalinen Zirkulation ist in Abbildung 9.35 dargestellt. Eine schmale, positive Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken (Bild oben) breitet sich durch Wellen und advective Prozesse in Richtung Süden aus, wobei sie an Intensität zunimmt. Durch die erhöhten Transporte von warmen, salzreichen Wassermassen in den Nordatlantik erwärmt sich die Luft, die Eisbedeckung geht zurück, und es wird durch Eisschmelze mehr Süßwasser in den Ozean eingespeist. Dieser Süßwassereintrag trennt die Anomalie von ihrem Antrieb; es folgt eine Abschwächung der Intensität und eine Verlagerung des Kerns in Richtung Süden. Die Eisschmelze in der Labradorsee sorgt für einen sehr hohen und lokal beschränkten Süßwassereintrag, der die Wassersäule in diesem Bereich stabilisiert und eine Verlagerung der Absinkgebiete nach sich zieht (Entstehung einer schmalen, negativen Anomalie am Grönland-Schottland-Rücken). Die negative Anomalie breitet sich in Richtung Süden aus und nimmt an Intensität zu. Das System schlägt in einen Zustand mit schwächerer Tiefenwasserbildung um; die Lufttemperatur über dem Nordatlantik sinkt, und es bildet sich wieder vermehrt Meereis. Der daraus resultierende Salzeintrag treibt die Tiefenwasserbildung an; der Kern der negativen Anomalie löst sich vom Grönland-Schottland-Rücken, und die Intensität der Anomalie ist geschwächt. Durch eine sehr hohe Eisbildungsrate in der Labradorsee entsteht schließlich ein hoher und lokal begrenzter Salzeintrag in die Labradorsee, der die Wassersäule destabilisiert und das System wiederum in einen Zustand verstärkter Tiefenwasserbildung bringt.

Die Zeitskala der hier analysierten Variabilität wird durch Advektion und Wellenausbreitung im Ozean bestimmt. Die horizontale Auflösung und das Integrationsverfahren bedingen eine gewisse Verfälschung dieser Prozesse, die zu unrealistisch langen Zeitskalen führt. Durch die grobe Auflösung des Ozeanmodells wird die Phasengeschwindigkeit topographischer Rossbywellen gedämpft (HSIEH ET AL., 1983; WAJSOWICZ, 1986). Weiterhin werden im Ozeanmodell unterschiedliche Zeitschritte für Tracer (Temperatur und

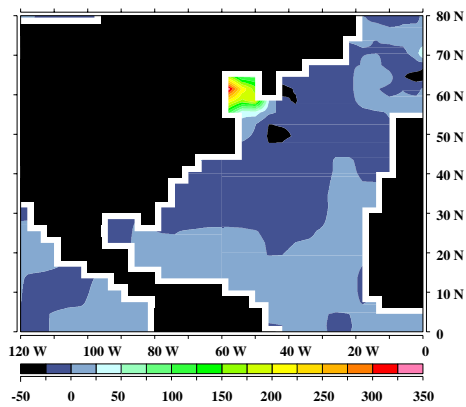


Abbildung 9.31.: *Positives Composite der Anomalien des gesamten Süßwassereintrags in mm/Jahr*

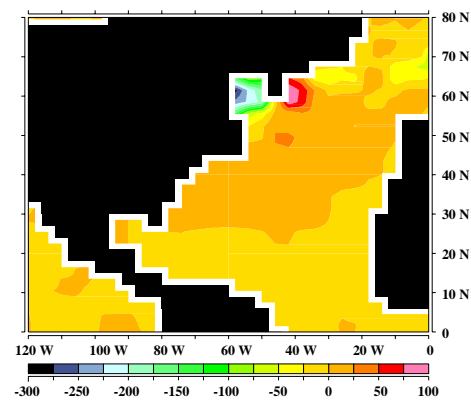


Abbildung 9.32.: *Negatives Composite der Anomalien des gesamten Süßwassereintrags in mm/Jahr*

Salzgehalt) und Impuls benutzt (BRYAN, 1984); mit dieser asynchronen Integrationstechnik wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen weiter reduziert.

Der entscheidende negative Rückkopplungseffekt wird in dem hier beschriebenen Mechanismus vom Meereis gegeben. Es wäre in einer späteren Version interessant zu untersuchen, ob das gekoppelte System mit einem advektiven Meereismodell ein ähnliches Verhalten aufweist. Bis zum heutigen Tag gibt es keine Beobachtungen, daß das Vordringen der Eiskante im Zusammenhang mit der Variabilität der thermohalinen Zirkulation steht. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß es unter anderen klimatischen Begebenheiten einen direkten Zusammenhang zwischen Meereisbedeckung und Absinkgebieten gab. Die in diesem Kapitel beschriebenen Variabilitäten der thermohalinen Zirkulation sind ein sehr verbreitetes Phänomen in gekoppelten Modellen. DELWORTH ET AL. (1993) beschreiben eine unregelmäßige interdekadische Variabilität, die durch Dichteanomalien in den Absinkgebieten angetrieben wird. Das gekoppelte NCAR Climate System Model weist in hohen Breiten eine interdekadische Variabilität auf, die im Zusammenhang mit der Eisbedeckung im Nordatlantik und dem Weddellmeer steht (BOVILLE UND GENT, 1998; SARAVAN, 1998). Hierbei ist bemerkenswert, daß diese Variabilität sowohl in der räumlichen Beschaffenheit als auch in der Größenordnung mit den hier analysierten Ergebnissen weitgehend übereinstimmt. Außerdem steht die Nordatlantische Variabilität bei diesen Modellergebnissen im Zusammenhang mit einer niederfrequenten Fluktuation der thermohalinen Zirkulation, deren Zeitskalen oberhalb von 70 Jahren liegen (CAPOTONDI UND HOLLAND (1998, submitted to J. Climate), zitiert in BOVILLE UND GENT (1998)).

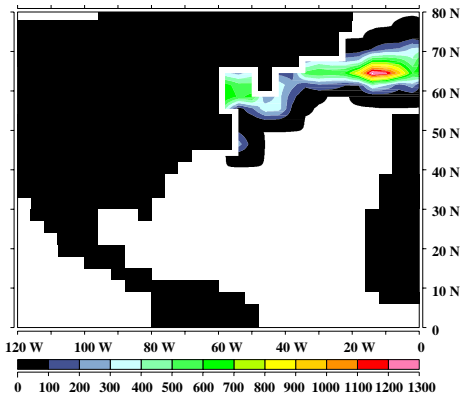


Abbildung 9.33.: Standardabweichung des gesamten Süßwassereintrags in mm/Jahr

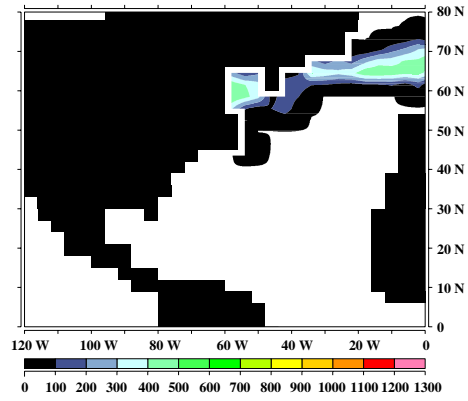


Abbildung 9.34.: Standardabweichung des Süßwasser-, bzw. Salzeintrags durch Schmelzen und Frieren von Meereis in mm/Jahr

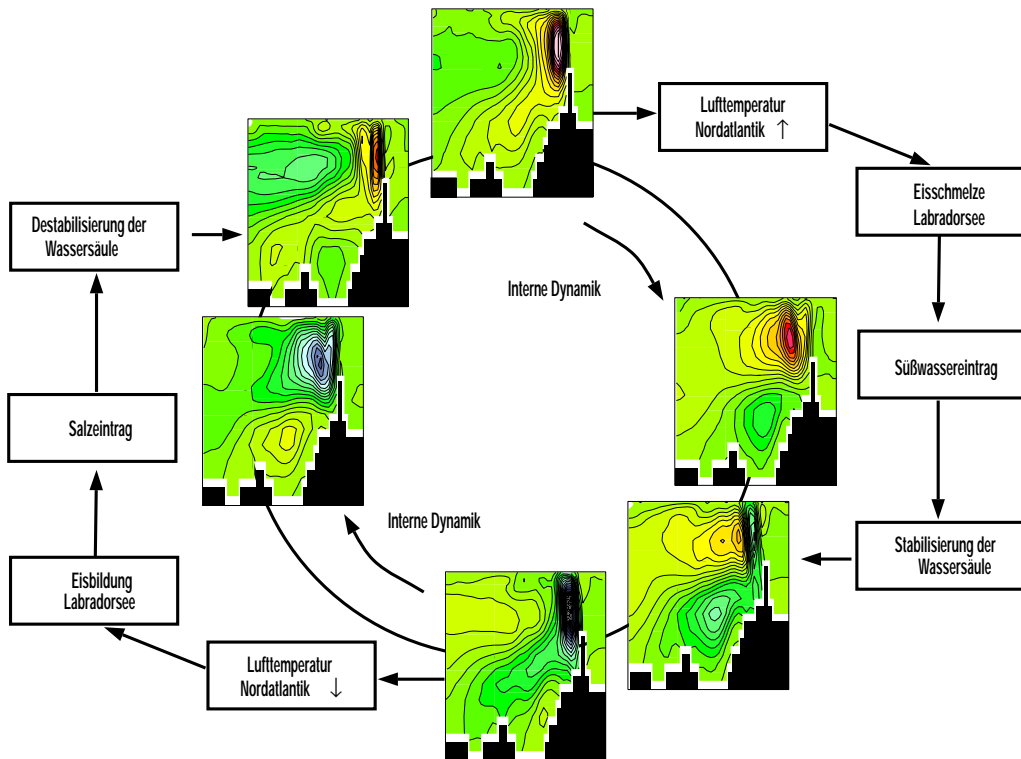


Abbildung 9.35.: Schematische Darstellung der Rolle des Meereises in der Labradorsee; im inneren Kreis ist die zeitliche Änderung der Anomalien der Stromfunktion des zonal integrierten meridionalen Transports abgebildet. Der äußere Kreis skizziert die beteiligten physikalischen Prozesse.

10. “Die geplante Eiszeit”

Das in dieser Arbeit vorgestellte gekoppelte Atmosphären-, Meereis-, Ozeanmodell wird nur mittelbar von externen Datensätzen angetrieben. Diese weitgehende Unabhängigkeit ermöglicht es, Klimaszenarien zu simulieren, die von den heutigen Gegebenheiten abweichen. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Übergang von einem Interglazial in ein Glazial.

Für das letzte Hochglazial konnte eine Reduktion der solaren Einstrahlung in den mittleren Breiten abgeleitet werden (MILANKOWITSCH, 1930). Durch die reduzierte Einstrahlung sanken die Lufttemperaturen; der im Winter über Kontinenten gefallene Schnee taute im Sommer nicht mehr ab und unterstützte so die Bildung von Inlandeis, was wiederum eine lokale Temperaturabnahme nach sich zog (BUDD UND SMITH, 1981). Die Reaktion des Ozeans auf diese geänderten Randbedingungen ist weniger gut bekannt und seit Beginn der 80er Jahre verstärkt in das Interesse der Klimaforschung gerückt. Durch eine genaue Untersuchung der treibenden Mechanismen bei natürlichen Klimaschwankungen kann der anthropogene Einfluß auf das Klimasystem besser eingeschätzt werden. Geologische Daten weisen für das letzte Hochglazial auf eine markante Abschwächung der thermohalinen Zirkulation des Nordatlantiks hin (SARNTHEIN ET AL., 1994).

Ein wichtiger Faktor für die ozeanische Zirkulation während der Eiszeiten ist der globale Anstieg des Salzgehalts, der durch die Speicherung von Süßwasser in Form von Inlandeis entsteht. Um den Einfluß dieses geänderten Süßwasserhaushalts zu untersuchen, wurde in dem hier vorgestellten Experiment während einer Zeitspanne von 4742 Jahren die Hälfte des als Regen oder Schnee gefallenen Süßwassers über Nordamerika und Skandinavien gespeichert. Dieses simuliert die Aufbauphase des Inlandeises zu Beginn einer Vereisung.

Hierfür wurde der in Kapitel 8 und 9 beschriebene Standardlauf während 3672 Jahren in ein weitgehendes Gleichgewicht integriert (Zeitraum T1). Zwischen den Integrationsjahren 3673 und 8414 (T2) wird über Nordamerika und Skandinavien Inlandeis aufgebaut, die Süßwasserbilanz weist demnach eine Senke über Landflächen auf. Die kurzweilige Einstrahlung bleibt unverändert, die Oberflächenalbedo über Inlandeis wird jedoch auf 0.7 gesetzt. Bei diesem Verfahren wird davon ausgegangen, daß die Änderung der solaren Einstrahlung nur einen nebensächlichen direkten Effekt auf die ozeanische Zirkulation hat. Ab dem Integrationsjahr 8415 (T3) wird wieder der gesamte über Land

gefallene Regen und Schnee dem Ozean zugeführt. T3 simuliert demnach die Zirkulation während einer bestehenden Eiszeit, in der das Inlandeis in Ausbreitung und Mächtigkeit konstant bleibt.

Zu diesem Zeitpunkt sind zusätzlich $2.847 \cdot 10^{16} \text{ m}^3$ Süßwasser auf den Kontinenten gespeichert. Nach FLINT (1971) lag die global als Eis gebundene Menge Süßwasser im letzten Hochglazial bei $7.056 \cdot 10^{16} \text{ m}^3$. Die Differenz zu den heute gebundenen $2.406 \cdot 10^{16} \text{ m}^3$ beträgt $4.65 \cdot 10^{16} \text{ m}^3$. Der hier vorgestellte Modellauf rechnet also mit 61% des Inlandeisvolumens der letzten Eiszeit. Aus Rechenzeitgründen wurde die Phase der Süßwasserspeicherung nicht auf die insgesamt notwendigen 7744 Jahre verlängert, um eine für die letzte Eiszeit realistische Eisbedeckung zu erhalten. Ein realitätsnahes Volumen des Inlandeises ist aber nicht notwendig, da dieses Experiment als Sensitivitätsstudie dient. Es erhebt keinen Anspruch auf die genaue Darstellung der glazialen Zirkulation, sondern versucht den Effekt eines potentiell wichtigen Mechanismus zu Beginn einer Eiszeit zu beschreiben.

Andere wichtige Prozesse wie die Veränderung des Windfelds durch das Inlandeis (MAYEWSKI ET AL., 1997; ANDERSEN ET AL., 1998) sowie die Änderungen des Kohlenstoffkreislaufs (PETIT ET AL., 1999) werden hier bewußt nicht betrachtet, um den Effekt des geänderten Süßwasserhaushalts isoliert untersuchen zu können. Die Sensitivität des Systems wird damit unter Umständen nicht korrekt beschrieben, da Rückkopplungseffekte unterschiedlicher Vorzeichen vernachlässigt werden.

Die Ausdehnung des Inlandeises wird bei Betrachtung der Oberflächenalbedo in Abbildung 10.1 deutlich. Der globale Salzgehalt hat während der Zeitspanne T2 um 0.76 psu zugenommen.

Während des Integrationsabschnitts T2 sind die Süßwassereinträge an der Ozeanoberfläche geschwächt. Dadurch wird die Wassersäule destabilisiert und die Tiefenkonvektion angeregt. In Abbildung 10.3 ist die zonal integrierte meridionale Stromfunktion für den Atlantik zu einem Zeitpunkt am Ende des Integrationsabschnitts T2 wiedergegeben. Zum Vergleich wurde die in Kapitel 8.3 analysierte Overturningzelle des Integrationsabschnitts T1 (Abbildung 8.21) hier in Abbildung 10.2 nochmals dargestellt. In Integrationsabschnitt T2 überschreitet das Maximum der Zelle 24 Sv , es liegt demnach 6 Sv über dem Maximum der Zelle während des Integrationsabschnitts T1. Der Export in Richtung Süden liegt zwischen 14 und 16 Sv , auch hier ist die Zirkulation um 4 Sv stärker geworden. Auffällig ist weiterhin die Ausbreitung der Overturningzelle, sie reicht bis in eine Tiefe von 4000 m , das heißt fast bis zum Boden.

Eine Untersuchung der vertikalen Dichteverteilungen (nicht dargestellt) zeigt, daß sich die Absinkgebiete von Nordatlantischem Tiefenwasser in Richtung Westen verlagert haben. Sie befinden sich nun hauptsächlich in der Labradorsee und der westlichen Grönlandsee. Die Stärke der thermohalinen Zirkulation spiegelt sich in den Verteilungen von potentieller Temperatur (Abbildung 10.5) und Salzgehalt (Abbildung 10.6) der ersten Schicht wider. Das Oberflächenwasser ist sehr salzreich und überschreitet im gesamten

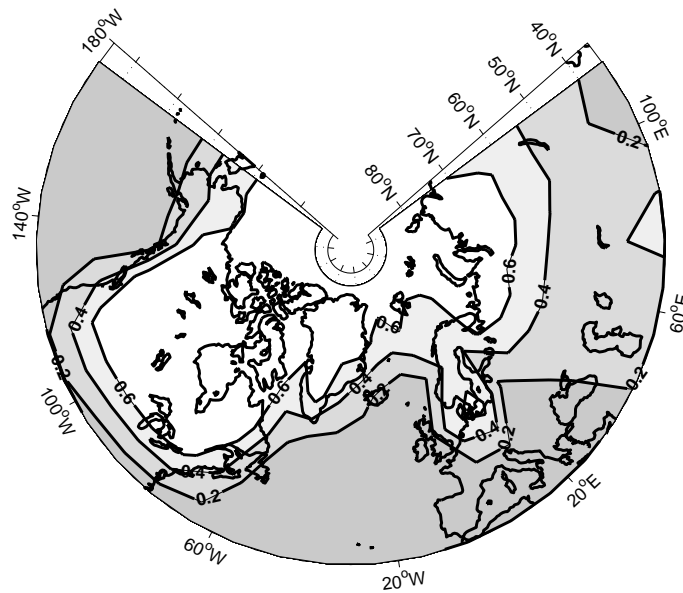


Abbildung 10.1.: Oberflächenalbedo im Integrationsjahr 8415

Bereich des Nordatlantiks südlich von $65^{\circ}N$ 35 psu . Weiterhin ist der im Referenzlauf sehr ausgeprägte Ost-Westgradient im Salzgehalt nicht mehr zu erkennen (vergleiche Abbildung 8.19).

In Abbildung 10.9 ist die über das atlantische Becken zonal gemittelte Verteilung des Salzgehalts dargestellt. Die Ausbreitung des Nordatlantischen Tiefenwassers ist gut zu erkennen, das Tiefenwasser wird zwischen $60^{\circ}N$ und $68^{\circ}N$ gebildet, sinkt bis auf den Boden und breitet sich in der Tiefe in Richtung Süden bis zu $60^{\circ}S$ aus. Dabei füllt es fast das gesamte Becken unterhalb von 1000 m Tiefe an. Die verstärkte Bildung von Nordatlantischem Tiefenwasser führt zu einer Erwärmung des atlantischen Ozeans unterhalb von 1000 m . Das antarktische Zwischenwasser ist weniger ausgeprägt als im Referenzlauf (vergleiche Abbildung 8.26), es ist salzreicher und weniger tiefreichend. Die Polargebiete sind salzreicher geworden, und im Nordpolarmeer hat sich die Halokline in Richtung Norden verlagert. Dieses Phänomen ist auch in Abbildung 10.6 zu sehen, der starke Salzgradient zwischen Polargebieten und mittleren Breiten ist dort relativ weit im Norden bei $70^{\circ}N$ lokalisiert. Weiterhin sind die Polargebiete in den tieferen Schichten zwischen den Integrationsabschnitten T1 und T2 kälter geworden (vergleiche Abbildung 8.27 und 10.10). Die Wassersäule im Südpolarmeer ist wesentlich besser durchmischt als im Referenzlauf T1, die Untersuchung der Absinkgebiete anhand eines Oberflächentracers zeigt, daß in dem Integrationsabschnitt T2 Antarktisches Bodenwasser gebildet wird.

Im Integrationsabschnitt T3 werden wieder die gesamten Süßwassereinträge des Atmosphärenmodells dem Ozean zugeführt; die Oberflächenalbedo über Inlandeis bleibt konstant. Die oberflächenschicht im Nordpolarmeer verliert an Salzgehalt, die Wasser-

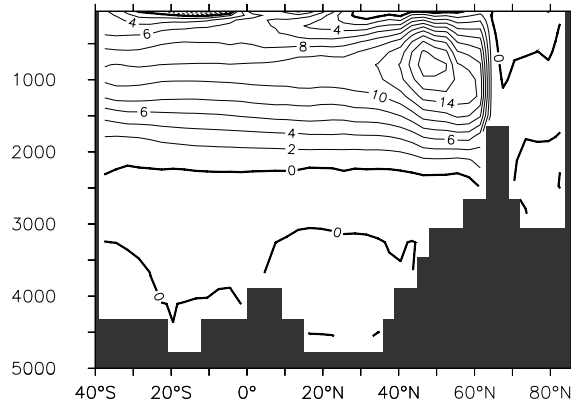


Abbildung 10.2.: Overturning im Nordatlantik, Integrationsjahr 3707 (T1)

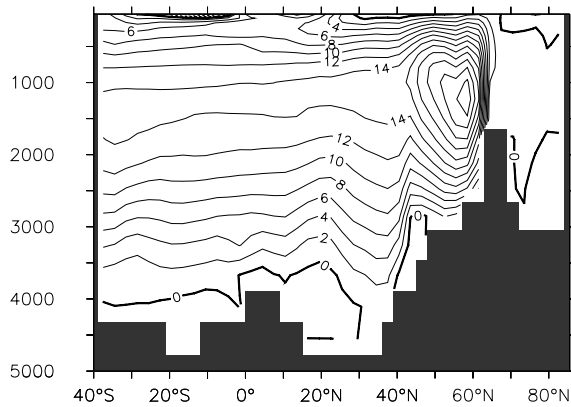


Abbildung 10.3.: Overturning im Nordatlantik, Integrationsjahr 8139 (T2)

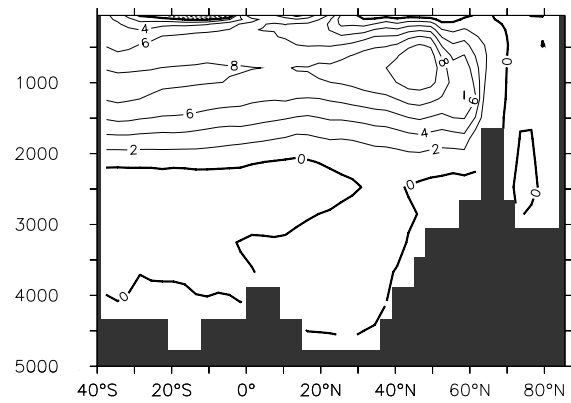


Abbildung 10.4.: Overturning im Nordatlantik, Integrationsjahr 12127 (T3)

Dargestellt sind die zonal integrierten meridionalen Stromfunktionen der drei Integrationsabschnitte; die Einheiten sind in Sverdrup, die Tiefenskala in Metern.

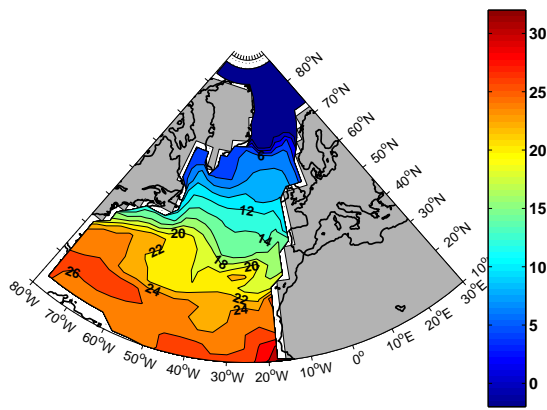


Abbildung 10.5.: Oberflächentemperatur im Integrationsjahr 8139 (Einheiten in $^{\circ}\text{C}$, T2)

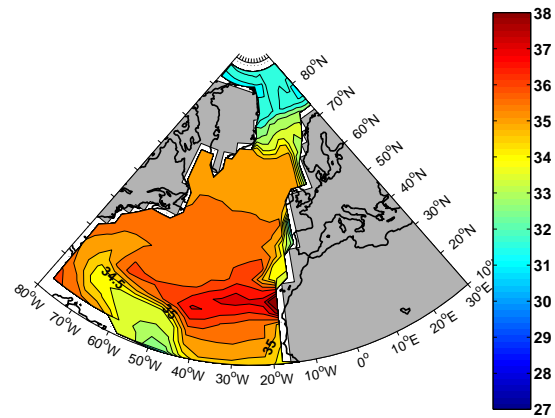


Abbildung 10.6.: Oberflächensalzgehalt im Integrationsjahr 8139 (Einheiten in psu, T2)

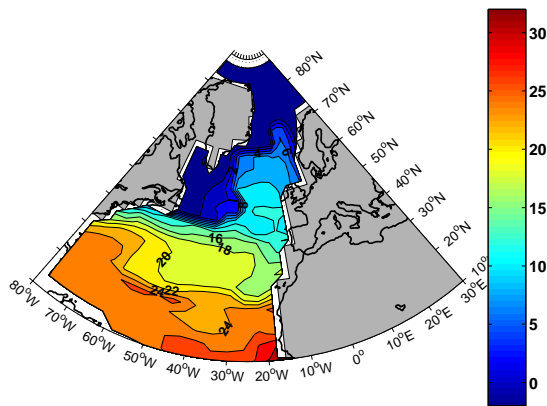


Abbildung 10.7.: Oberflächentemperatur im Integrationsjahr 12127 (Einheiten in $^{\circ}\text{C}$, T3)

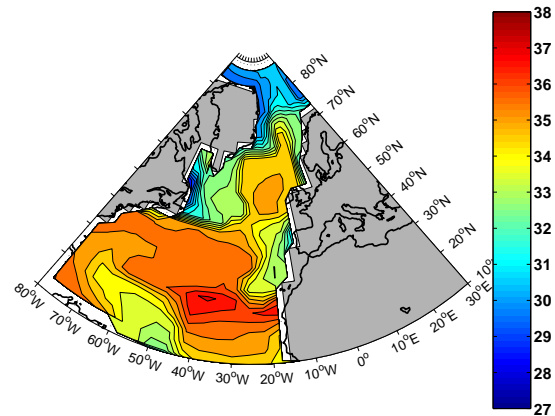


Abbildung 10.8.: Oberflächensalzgehalt im Integrationsjahr 12127 (Einheiten in psu, T3)

säule wird stabilisiert und die Tiefenkonvektion gegenüber T1 und T2 geschwächt. Die zonal integrierte meridionale Stromfunktion zu einem Zeitpunkt am Ende des Integrationsabschnitts T3 ist in Abbildung 10.4 dargestellt. Das Maximum der Zelle liegt zwischen 10 und 12 Sv, zwischen den Integrationsabschnitten T2 und T3 hat sich das Maximum um 14 Sv reduziert und liegt nun um 8 Sv unterhalb des Maximums des Referenzlaufs T1. Der Export in Richtung Süden ist kleiner als 8 Sv, auch hier hat sich die Zirkulation zwischen T2 und T3 um 8 Sv reduziert und ist um 4 Sv schwächer als im Referenzlauf T1. Außerdem ist die Overturningzelle erheblich flacher als im Integrationsabschnitt T2, sie reicht nur noch bis zu 2000 m Tiefe und hat somit eine ähnliche vertikale Ausdehnung

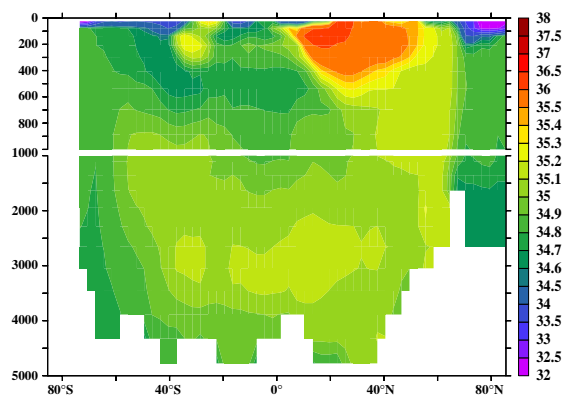


Abbildung 10.9.: Salzgehalt in psu im Integrationsjahr 8139 (T2), zonales Mittel über das Atlantische Becken

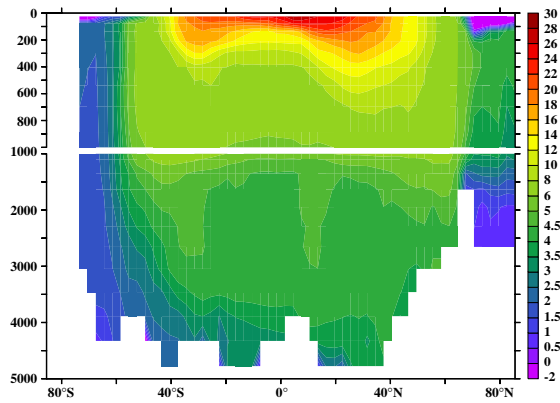


Abbildung 10.10.: Potentielle Temperatur in °C im Integrationsjahr 8139 (T2), zonales Mittel über das Atlantische Becken

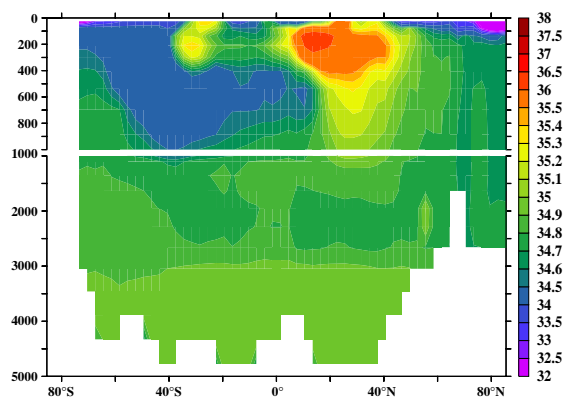


Abbildung 10.11.: Salzgehalt in psu im Integrationsjahr 12127 (T3), zonales Mittel über das Atlantische Becken

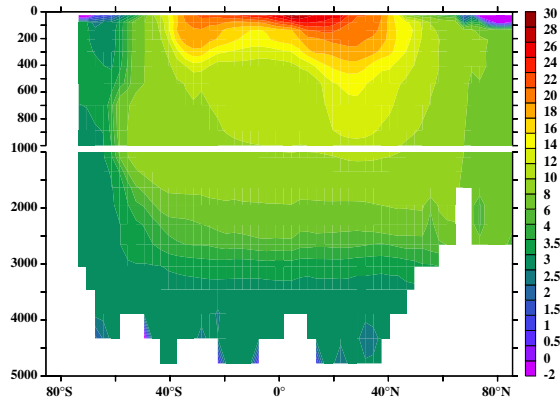


Abbildung 10.12.: Potentielle Temperatur in °C im Integrationsjahr 12127 (T3), zonales Mittel über das Atlantische Becken

wie im Referenzlauf T1.

Anhand der vertikalen Dichteverteilung kann festgestellt werden, daß sich die Absinkgebiete von Nordatlantischem Tiefenwasser zwischen T2 und T3 südöstlich verlagert haben. Sie befinden sich nun westlich von Irland. Die Oberflächenwerte von Temperatur (Abbildung 10.7) und Salzgehalt (Abbildung 10.8) sind im Gegensatz zu den Ergebnissen des Integrationsabschnitts T2 durch einen starken Gradienten im Nordatlantik geprägt. Der gesamte westliche Teil des nordatlantischen Beckens nördlich von 45°N ist eisbedeckt und salzarm. In diesem Bereich befindet sich die Halokline sehr weit südlich bei

42°N. Die Absinkgebiete westlich von Irland sind an einem lokalen Maximum im Salzgehalt zu erkennen, die Salzzunge reicht im östlichen Teil des nordatlantischen Beckens dennoch bis zu 70°N, das heißt ähnlich weit wie im Integrationsabschnitt T2.

Die über das atlantische Becken zonal gemittelte Verteilung des Salzgehalts ist in Abbildung 10.11 wiedergegeben. Das salzreiche Tiefenwasser, das im Integrationsabschnitt T2 gebildet wurde, nimmt das gesamte tiefe Ozeanbecken unterhalb von 3000 m ein. Wegen der hohen Dichte dieser Wassermassen wird der vertikale Austausch behindert. Dieser Tiefenbereich im Atlantik kommuniziert demnach nicht mehr mit der Oberfläche, und das salzreiche Wasser unterhalb von 3000 m Tiefe stellt "fossiles Wasser" dar. Gut zu erkennen ist weiterhin die Ausbreitung des im Integrationsabschnitt T3 gebildeten Nordatlantischen Tiefenwassers. Es ist mit einem Salzgehalt von 34.7 psu salzärmer als das Tiefenwasser des Abschnitts T2, außerdem erfolgt die Ausbreitung in geringeren Tiefen als im Integrationsabschnitt T2 und füllt das Becken zwischen 1000 m und 3000 m Tiefe an. In diesem Bereich ist die potentielle Temperatur höher als in T2 (siehe Abbildung 10.12); das Nordatlantische Tiefenwasser wird im Integrationsabschnitt T3 weiter südlich gebildet als im Integrationsabschnitt T2 und ist somit wärmer. Das antarktische Zwischenwasser ist wesentlich ausgeprägter als in T2, sein Salzgehalt beträgt 34 psu, und seine Ausbreitung ähnelt der Ausbreitung antarktischen Zwischenwassers im Referenzlauf T1. Im Nordpolarmeer hat sich die Halokline in Richtung Süden verlagert (siehe auch Abbildung 10.8). Weiterhin haben sich die Polargebiete in den tieferen Schichten gegenüber T2 wieder erwärmt (vergleiche Abbildung 10.12). An der Verteilung des Salzgehalts im Südpolarmeer erkennt man wie im Referenzlauf T1 eine starke Schichtung, es wird im Integrationsabschnitt T3 kein Antarktisches Bodenwasser mehr gebildet. Die potentielle Temperatur des Tiefenwassers unterhalb von 3000 m Tiefe ist im Vergleich zu T2 gesunken.

Mit diesem Experiment wurde gezeigt, welchen großen Einfluß die Süßwasserspeicherung über Kontinenten auf die Zirkulation während der Eiszeiten hat. Während der Speicherungsphase des Süßwassers (T2) sind die Oberflächenflüsse reduziert, dieses regt die thermohaline Zirkulation an und führt zur Bildung von sehr salzreichem Nordatlantischen Tiefenwasser. Mit dem Ende der Speicherungsphase, das heißt bei einer stationären Inlandeisverteilung, wird wieder der gesamte Niederschlag dem Ozean zugeführt. In den Absinkgebieten nimmt der Salzgehalt ab, das Nordatlantische Tiefenwasser wird salzärmer und die thermohaline Zirkulation sowohl im Vergleich zu T2 als auch im Vergleich zu T1 schwächer. Durch das salzreiche Tiefenwasser, das während des Integrationsabschnitts T2 gebildet wurde, ist das atlantische Becken stärker geschichtet, und die Overturningzelle wird flacher. Eine schwache und wenig tiefreichende Overturningzelle transportiert weniger warmes Wasser aus den Subtropen in den Nordatlantik, die Oberflächentemperaturen sinken, und es bildet sich vermehrt Meereis in der Labradorsee und vor der Nordostküste Nordamerikas. Da es in eisbedeckten Regionen keine Verdunstung mehr gibt, sinkt der Salzgehalt der Oberflächenschicht durch den weiterhin bestehenden Süßwassereintrag von kontinentalem Abfluß und Schnee. Dieses erklärt den starken Ost-Westgradienten im Salzgehalt.

Die mit Daten aus dem letzten Hochglazial angetriebenen Modellstudien von FICHEFET ET AL. (1994) und DUPLESSY ET AL. (1996) weisen ein ähnliches Ergebnis wie hier für T3 auf. Das Maximum der Overturningzelle reduziert sich bei FICHEFET ET AL. (1994) von 16 Sv in einem Kontrolllauf mit klimatologischen Antriebsdaten auf 10 Sv. Dabei wird die Overturningzelle flacher und nimmt nur noch die oberen 2000 m des Atlantiks ein. Die Absinkgebiete von Nordatlantischem Tiefenwasser befinden sich in diesem Modell weiter südlich als im Kontrolllauf, es wird kein Tiefenwasser nördlich von 55°N mehr gebildet. Allerdings wird bei FICHEFET ET AL. (1994) und DUPLESSY ET AL. (1996) während der Eiszeit die Konvektion im Südpolarmeer angeregt und der tiefe atlantische Ozean mit Antarktischem Bodenwasser angefüllt. Dieses führt zu einer Abnahme der potentiellen Temperatur im Tiefenwasser. Durch die bereits in Kapitel 8.3 analysierten sehr hohen Niederschlagsraten über dem Antarktischen Kontinent wird in der hier vorgestellten Studie im Integrationsabschnitt T3 kein Antarktisches Bodenwasser gebildet. Aus diesem Grund kann das Abkühlen des tiefen, atlantischen Ozeans nicht nachgebildet werden.

11. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein gekoppeltes Atmosphären-, Meereis-, Ozeanmodell vorgestellt und untersucht. Bei der atmosphärischen Komponente handelt es sich um ein hier entwickeltes, zweidimensionales Energie- und Feuchtebilanzmodell, das sowohl Temperatur als auch Feuchte prognostisch berechnet. Die mit Wirbeln verbundenen Wärme- und Feuchtetransporte werden als diffusive Flüsse parametrisiert. Dies stellt gegenüber den herkömmlichen Energiebilanzmodellen eine wichtige Verbesserung dar, da der Süßwasserhaushalt einen entscheidenden Einfluß auf Stärke und regionale Ausprägung der thermohalinen Zirkulation hat. Das Meereismodell ist auch eine Eigenentwicklung und basiert auf den Gleichungen der Thermodynamik. Die dritte Komponente des gekoppelten Systems ist das GFDL Ozeanmodell MOM2. Im Gegensatz zu den beiden anderen Komponenten handelt es sich hier um ein dreidimensionales, umfassendes Modell ohne starke Vereinfachungen. Es ist somit das am besten dargestellte Element des Klimasystems in dem hier betrachteten gekoppelten System.

Die Kopplung der Teilkomponenten ist energie- und masseerhaltend; sie berücksichtigt die möglichen verschiedenen Beschaffenheiten (Land, Meereis, Ozean) der Unterseite einer Atmosphärogitterzelle. Ein einfaches Abflußschema führt den über Kontinenten gefallenen Niederschlag in den Ozean zurück. Bei der Kopplung der drei Modellmodule werden demnach keine Flußkorrekturen verwendet, weiterhin wird das gekoppelte System, abgesehen von der solaren Einstrahlung am Außenrand der Atmosphäre, nicht von externen Daten angetrieben.

Die Ergebnisse des gekoppelten Systems geben viele Aspekte der heutigen Zirkulation wieder. Die Auftriebsgebiete vor den Küsten Südamerikas und Südafrikas sowie die großskaligen Zirkulationsmuster (Humboldtstrom, Durchstrom des Indonesischen Archipels, Golfstrom usw.) sind gut reproduziert. Die Absinkgebiete Nordatlantischen Tiefenwassers befinden sich in der Irmingersee und in der Grönlandsee. Die realitätsnahe Darstellung der Polargebiete erweist sich hingegen als schwieriger. Durch die grobe Auflösung kann die Zirkulation in der Arktis nicht naturgetreu wiedergegeben werden. Außerdem erzeugt das Atmosphärenmodell durch zu hohe Niederschlagsraten in den Tuningdaten zu viel Niederschlag über dem antarktischen Kontinent. Dieses führt zu sehr salzarmen Wassermassen an der Ozeanoberfläche und stabilisiert in diesen Bereichen die Wassersäule.

Die wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit betreffen die Sensitivität der

thermohalinen Zirkulation bezüglich Änderungen der Konfiguration, eine multidekadische Variabilität im Ozean- Meereissystem sowie die Rolle der thermohalinen Zirkulation bei Übergängen zwischen Interglazial und Glazial.

Im gekoppelten System entwickelt sich durch die veränderten Rückkopplungsprozesse eine sehr starke thermohaline Zirkulation, die bei vorgegebenen Oberflächentemperaturen und -salzgehalten nicht besteht (DANABASOGLU UND MCWILLIAMS, 1995). In dem hier dargestellten Fall wurde diese Entwicklung durch eine übermäßig geglättete Topographie im nördlichen Nordatlantik bzw. im Nordpolarmeer ermöglicht (Kapitel 8.2). Ein interessanter Aspekt dabei ist, daß die thermohaline Zirkulation eine gewisse Stärke nicht überschreiten darf, um langfristig stabil zu bleiben. Andernfalls wird das subtropische Salzreservoir erschöpft, und das nachströmende, salzärmere Wasser erreicht nicht mehr die notwendige Dichte zur Tiefenwasserbildung. Es kommt schließlich zu einem Zusammenbruch der meridionalen Umwälzbewegung, die sich wegen veränderter Meereisverhältnisse auch nicht mehr erholt.

Ein ähnliches Verhalten ist beispielsweise zu Beginn eines Vereisungszyklus denkbar, wenn vermehrt Süßwasser auf den Kontinenten gespeichert wird und die ozeanische Schichtung in hohen Breiten durch Abkühlung und verminderten kontinentalen Abfluß reduziert wird. In einem Experiment zu diesem Sachverhalt wurde über einige tausend Jahre der Aufbau von Inlandeisschilden simuliert (Kapitel 10). Der kontinentale Abfluß wurde während dieses Experiments der geänderten Süßwasserbalance entsprechend reduziert. In Abbildung 11.1 ist die Zeitreihe des global gemittelten Wärmeflusses vom Ozean bzw. Meereis in die Atmosphäre dieses Modellaufs wiedergegeben. Nach einem Spin-up während des Zeitraums T1 wird der kontinentale Abfluß reduziert, und das System reagiert mit einer erhöhten Wärmeabgabe des Ozeans während einer relativ kurzen Einschwingphase. Während des Integrationsabschnitts T2 ist die thermohaline Zirkulation wesentlich stärker als in T1 oder T3. Das Nordatlantische Tiefenwasser wird in große Tiefen gebracht und erhöht dort global die Temperaturen und Salzgehalte. In diesem Experiment überschreitet die thermohaline Zirkulation allerdings nicht die kritische Stärke und bleibt über den Zeitraum T2 stabil. Erst mit den wiederhergestellten kontinentalen Abflüssen und der in T2 durch die Umverteilung des Salzgehalts in die Tiefe zusätzlich stabilisierten Ozeanschichtung erreicht die thermohaline Zirkulation während T3 eine für das Glazial typische Konfiguration mit einer schwächeren und weniger tiefreichenden meridionalen Umwälzbewegung im Nordatlantik. Auch die hydrographischen Verteilungen entsprechen zu diesem Zeitpunkt in vielen Aspekten den bekannten glazialen Verhältnissen. Abbildung 11.1 zeigt außerdem, daß die Wärmeflüsse zwischen Ozean bzw. Meereis und Atmosphäre während der verschiedenen Phasen starken Fluktuationen unterliegen. Diese Schwankungen sind im Integrationsabschnitt T1 zum Teil durch eine Variabilität der thermohalinen Zirkulation bedingt (Kapitel 9). Dabei oszilliert die thermohaline Zirkulation zwischen einem Zustand mit hoher Tiefenwasserbildungsrate und einem Zustand mit geschwächter Bildung von Tiefenwasser. Diese Variabilität kann durch eine negative Rückkopplung zwischen der Stärke des Overturnings und der Eismächtigkeit in der Labradorsee aufrechterhalten werden. Da die Oszillationen in T2 und

T3 andere Eigenschaften aufweisen, wäre eine Untersuchung der Ursachen für diese Verschiebungen in einer zukünftigen Studie ein interessanter Schritt.

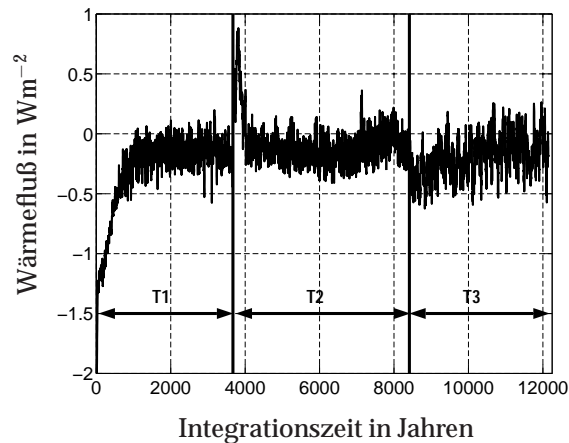


Abbildung 11.1.: *Globaler mittlerer Wärmefluß vom Ozean bzw. Meereis in die Atmosphäre in Wm^{-2} ; T1 bezeichnet die Zeitspanne des Standardlaufs, T2 steht für die Zeitspanne, in der Süßwasser in Form von Inlandeis gespeichert wird, während T3 werden alle Süßwasserflüsse der Atmosphäre wieder dem Ozean zugeführt.*

11.1. Ausblick

Das für das gekoppelte System entwickelte Atmosphärenmodell hat sich im großen und ganzen bewährt. Die auf Änderungen der Bodenrandbedingungen reagierenden Wärme- und Feuchtetransporte ermöglichen eine Vielzahl von Rückkopplungsmechanismen, die sonst häufig nicht berücksichtigt werden. Die Vernachlässigung einzelner Rückkopplungen kann zu erheblichen Fehlbeurteilungen der Sensitivität des Klimasystems führen (siehe u.a. LOHMANN (1996)).

Die Grenzen dieses im Vergleich zur Atmosphäre oder zu komplexen allgemeinen Zirkulationsmodellen sehr einfachen Modells müssen allerdings im Auge behalten werden. So hat diese Studie auch mögliche Verbesserungen des gekoppelten Modells aufgezeigt. Das Modell erlaubt z.B. keine Reaktion der mittleren atmosphärischen Zirkulation. In Kapitel 7.3 wurde anhand einer Sensitivitätsstudie gezeigt, daß die Ergebnisse von Modellen mit zeitlich konstanten mittleren Transporten bei einer Klimaänderung mit Vorsicht zu betrachten sind. Insbesondere zieht eine explizite Berechnung der mittleren Transporte im Atmosphärenmodell andere Reaktionen auf eine "SST-Anomalie" im Netto-Niederschlag und im kontinentalen Abfluß nach sich als das hier verwendete Atmosphärenmodell. Da gerade Süßwassereinträge in Gebieten von Tiefenwasserbildung einen großen Einfluß auf die Stabilität der Wassersäule und somit auf die großskalige Zirkulation des Ozeans haben, sollten diese Effekte in Zukunft berücksichtigt werden. Ein

interessanter Schritt wäre somit die Parametrisierung mittlerer atmosphärischer Transporte im gekoppelten Modell.

Außerdem bestehen im Bereich der Simulation der Polargebiete Verbesserungsmöglichkeiten. Durch ein Tuning der Atmosphäre mit anderen klimatologischen Datensätzen des Netto-Niederschlags über der Antarktis wäre eine realistischere Zirkulation im Südpolarmeer zu erwarten.

Viele Defizite der hier gezeigten Simulation sind allerdings auf das Ozeanmodell zurückzuführen. Die verwendete Auflösung erlaubt keine adäquate Darstellung der starken westlichen und topographisch geführten Randströme. Die Überströmung von untermeerischen Schwellen wie dem Grönland-Schottland-Rücken ist problematisch, wie in fast allen anderen Modellen dieser Auflösung auch. Weiterhin ist die Auflösung für die fehlerhafte Repräsentation der für Klimazyklen wichtigen Ausbreitungsvorgänge verantwortlich. Die Zeitskalen, die hier angegeben wurden, sind daher nicht quantitativ zu verstehen, sie würden mit einem Modell höherer Auflösung vermutlich kleiner ausfallen.

In einer späteren Version des gekoppelten Modells ist demnach eine Verbesserung der Auflösung des Ozeanmodells auf $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ geplant. Mit dieser Auflösung kann auch die Zirkulation im Nordpolarmeer besser wiedergegeben werden. Außerdem wird zur Zeit an Stelle des rein thermodynamischen ein advektives Eismodell nach HARDER (1996) an die atmosphärische und ozeanische Komponente gekoppelt. Hierdurch erübrigt sich die Parametrisierung des advektiven Eistransports durch den Kanadischen Archipel und die Framstraße, was zu einer weiteren qualitativen Verbesserung der Simulationen führen dürfte.

Trotz dieser Verbesserungsvorschläge ist es möglich, mit dem gekoppelten System langfristige Veränderungen des Klimasystems zu studieren, in denen die langsamen Klimakomponenten wie der tiefe Ozean, die Meereisbedeckung und die Inlandeismassen die entscheidenden Rollen spielen. Als Beispiel seien hier die multidekadischen Fluktuationen genannt, die in Kapitel 9 analysiert wurden. Die Oszillationen sind dort durch Wechselwirkungen zwischen ozeanischem Wärmetransport und Meereisvolumen zu erklären. Die Modellatmosphäre spielt hierbei eine passive Rolle, dennoch ermöglicht sie erst diese bei festen Randbedingungen nicht auftretenden Oszillationen. Durch die realistische Stärke der Rückkopplungen im gekoppelten System weist die vorliegende Studie Ergebnisse auf, die in ähnlicher Form mit viel aufwendigeren Methoden wie z.B. mit dem NCAR Climate System Model erreicht werden (BOVILLE UND GENT, 1998).

Eine interessante Ergänzung des gekoppelten Systems wäre die Berücksichtigung des Kohlenstoffkreislaufs sowie eine bessere Berechnung der Strahlungsparameter und Wolkenbedeckung. Weiterhin ist eine verbesserte Darstellung des Inlandeises wünschenswert. Der Kohlenstoffkreislauf sowie das Inlandeis werden zur Zeit in das EBM von FANNING UND WEAVER (1996) implementiert. Ein nächster wichtiger Schritt besteht außerdem in der Auflösung der vertikalen Vorgänge innerhalb der Atmosphäre; hierbei könnten die Parametrisierungen der vertikalen Wärmetransporte von STONE UND

YAO (1990) in einer späteren Version des Atmosphärenmodells verwendet werden. Eine vergleichende Studie mit anderen Atmosphärenmodellen wie z.B. dem Modell von GANOPOLSKI ET AL. (1998) im gekoppelten System wäre ein vielversprechendes Projekt. Als möglicher zukünftiger Einsatz des gekoppelten Systems sind Rechnungen über Zeiträume von 100 000 Jahren zur Simulation von Klimawechseln der Vergangenheit unter Berücksichtigung der geographischen Veränderungen denkbar.

Anhang

A. Anhang

A.1. Empirische Orthogonalfunktionen

Die Hauptkomponentenanalyse (“Principal Component Analysis (PCA)”) ist eine sehr verbreitete statistische Technik, die im Bereich der Geowissenschaften häufig Verwendung findet. Sie wurde von LORENZ (1956) unter der Bezeichnung “Empirische Orthogonalfunktionen (EOF)” für die Analyse meteorologischer Daten eingeführt. Durch Anwendung dieses Verfahrens ist zunächst eine Datenreduktion zu erreichen, Datensätze mit einer großen Anzahl von Freiheitsgraden werden in Datensätze mit weniger Freiheitsgraden umgewandelt. Dabei bleibt ein großer Teil der Variabilität erhalten. Ein anderer Aspekt dieses Verfahrens ist besonders für die vorliegende Arbeit von Interesse. Mit der Hauptkomponentenanalyse können in den Datensätzen enthaltene Abhängigkeitsstrukturen herausgefiltert werden. Ziel der Hauptkomponentenanalyse ist es, eine orthogonale Basis \vec{e}_k , Empirische Orthogonalfunktionen (EOFs) genannt, zu ermitteln, die für jede natürliche Zahl K den mittleren quadratischen Fehler

$$\sum_t \left[\vec{x}(t) - \sum_{i=1}^K \alpha_i(t) \vec{e}_i \right]^2$$

minimiert. Hierbei steht t üblicherweise für die Zeit, und $\vec{x}(t)$ ist ein multivariater, zeitabhängiger Datensatz. Da die EOFs orthogonal sind, können die optimalen Koeffizienten $\alpha_i(t)$ durch eine Projektion des Datenvektors $\vec{x}(t)$ auf die EOF \vec{e}_i bestimmt werden.

$$\alpha_i(t) = \langle \vec{x}(t), \vec{e}_i \rangle \quad (\text{A.1})$$

Diese Koeffizienten beschreiben das Gewicht eines bestimmten Modes \vec{e}_i in Hinsicht auf einen Datenvektor $\vec{x}(t)$ und werden Hauptkomponente (“Principal Component”, PC) genannt. Die Hauptkomponenten eines Datenvektors sind untereinander unkorreliert:

$$\sum_t \alpha_i(t) \alpha_j(t) = 0 \quad \forall (i, j) \in \mathbb{N}^2, i \neq j \quad (\text{A.2})$$

EOFs sind Eigenvektoren der Kovarianz-Matrix der Daten (für nähere Erläuterungen siehe PEIXOTO UND OORT (1992) oder VON STORCH UND ZWIERS (1995)). Wenn die EOFs eine orthonormale Basis bilden, kann die gesamte Varianz eines Datenvektors $\vec{x}(t)$ in Form unabhängiger Beiträge aus den EOFs dargestellt werden:

$$\sum_t |\vec{x}(t)|^2 = \sum_{(t,i)} \alpha_i^2(t) \quad (\text{A.3})$$

A.2. Kanonische Korrelationsanalyse

Mit Hilfe der kanonischen Korrelationsanalyse (CCA) können Zusammenhänge zwischen zwei multivariaten Variablen ermittelt werden. Dabei wird die Korrelation zwischen zwei Mustern optimiert (HOTELLING, 1936). Die folgenden Erklärungen sind weitgehend aus KAUKER (1998) entnommen. Die CCA zerlegt zwei Datenvektoren $\vec{x}(t)$ und $\vec{y}(t)$, deren zeitliches Mittel identisch null ist, in K Muster:

$$\vec{x}(t) = \sum_{i=1}^K \alpha_i(t) \vec{p}_i + \vec{\varepsilon}_x(t) \quad (\text{A.4})$$

$$\vec{y}(t) = \sum_{i=1}^K \beta_i(t) \vec{q}_i + \vec{\varepsilon}_y(t) \quad (\text{A.5})$$

$\alpha_i(t)$ und $\beta_i(t)$ stehen hier für die i -ten Zeitreihen der CCA, \vec{p}_i und \vec{q}_i für die i -ten Muster der CCA. $\vec{x}(t)$ und $\vec{y}(t)$ und somit auch \vec{p}_i und \vec{q}_i können hierbei unterschiedliche Dimensionen haben. Die Zerlegung der Datenvektoren erfolgt nach folgenden Regeln:

- Die Zeitreihen werden so gewählt, daß die Fehler $\vec{\varepsilon}_x(t)$ und $\vec{\varepsilon}_y(t)$ minimal sind.
- Die Korrelationen zwischen $\alpha_k(t)$ und $\alpha_l(t)$, zwischen $\beta_k(t)$ und $\beta_l(t)$ sowie zwischen $\alpha_k(t)$ und $\beta_l(t)$ sind identisch null für jedes $k \neq l$.
- $\alpha_1(t)$ und $\beta_1(t)$ sind höchstmöglich korreliert.
- $\alpha_{n+1}(t)$ und $\beta_{n+1}(t)$ sind nächstmöglich hoch korreliert und dabei orthogonal zu dem vorhergehenden Paar $(\alpha_n(t), \beta_n(t))$.

Literaturverzeichnis

- AAGAARD, K. und E. C. CARMACK, 1989: The role of sea ice and other fresh water in the arctic circulation, *J. Geophys. Res.*, **94** (C10), 14.485 – 14.498.
- ANDERSEN, K. K., A. ARMENGAUD und C. GENTHON, 1998: Atmospheric dust under glacial and interglacial conditions, *Geophys. Res. Letters. Soc.*, **25** (13), 2281 – 2284.
- BERGER, A. L., 1978: Long-term variations of daily insolation and quaternary climatic changes, *J. Atmospheric. Sci.*, **35**, 2362 – 2367.
- BOLTON, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature, *Month. Weath. Rev.*, **108**, 1046 – 1053.
- BORIS, J. P. und D. L. BOOK, 1973: Flux-corrected transport, I. SHASTA: A fluid transport algorithm that works, *J. Comput. Phys.*, **11**, 38 – 69.
- BOVILLE, B. A. und P. R. GENT, 1998: The NCAR Climate System Model, Version one, *J. Climate*, **11** (6), 1115 – 1130.
- BRANSCOME, L. E., 1983: A parameterization of transient eddy heat flux on a beta-plane, *J. Atmospheric. Sci.*, **40**, 2508 – 2521.
- BROECKER, W. S., 1990: Salinity history of the northern atlantic during the last deglaciation, *Paleoceanography*, **5** (4), 459 – 467.
- BROECKER, W. S., 1991: The great ocean conveyor, *Oceanography*, **4**, 79 – 89.
- BROECKER, W. S., G. BOND, M. KLAS, G. BONANI und W. WOLFLI, 1990: A salt oscillator in the glacial northern Atlantic, 1. The concept, *Paleoceanography*, **5** (4), 469 – 477.
- BRYAN, F., 1987: Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 970 – 985.
- BRYAN, K., 1969: A numerical method for the study of the circulation of the world ocean, *J. Comput. Phys.*, **4**, 347 – 376.
- BRYAN, K., 1984: Accelerating the convergence to equilibrium of ocean-climate models, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 666 – 673.

- BRYAN, K., S. MANABE und R. C. PACANOWSKI, 1975: A global ocean–atmosphere climate model. Part II. The oceanic circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 30 – 46.
- BUDD, W. F. und I. N. SMITH, 1981: The growth and retreat of ice sheets in response to orbital radiation changes, *Int. Assoc. Hydrol. Sci.*, **131**, 369 – 409.
- BUDYKO, M. I., 1969: The effect of solar radiation variations on the climate of the earth, *Tellus*, **21**, 611 – 619.
- CAI, W., 1995: Interdecadal variability driven by mismatch between surface flux forcing and oceanic freshwater/heat transport, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2643 – 2666.
- CHARNEY, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Met.*, **4**, 135 – 162.
- CHEN, D., R. GERDES und G. LOHMANN, 1995: A 1-d atmospheric energy balance model developed for ocean modelling, *Theor. Appl. Climatol.*, **51**, 25 – 38.
- COAKLEY, J. A. J. und B. A. WIELICKI, 1979: Testing energy balance climate models, *J. Atmospheric. Sci.*, **36** (11), 2031 – 2039.
- COX, M. D., 1984: A primitive equation 3–dimensional model of the ocean, Technical report no. 1, GFDL Ocean Group, Princeton.
- DA SILVA, A., C. C. YOUNG und S. LEVITUS, 1994: *Atlas of Surface Marine Data 1994, Volume 1: Algorithms and Procedures*, U.S. Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, National Environmental Satellite, Data, and Information Service, Washington, D. C., 3 CDroms.
- DANABASOGLU, G. und J. C. MCWILLIAMS, 1995: Sensitivity of the global ocean circulation to parameterizations of mesoscale tracer transports, *J. Climate*, **8**, 2967 – 2987.
- DELWORTH, T., S. MANABE und R. J. STOUFFER, 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean–atmosphere model, *J. Climate*, **6**, 1993 – 2011.
- DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS und G. SIEDLER, 1975: *Allgemeine Meereskunde – Eine Einführung in die Ozeanographie*, Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart, 3. Aufl.
- DÖSCHER, R., C. W. BÖNING und P. HERRMANN, 1994: Response of circulation and heat transport in the North Atlantic to changes in thermohaline forcing in northern latitudes: A model study, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 2306 – 2320.
- DUPLESSY, J., L. LABEYRIE, M. PATERNE, S. HOVINE, T. FICHEFET, J. DUPRAT und LABRACHERIE, 1996: High latitude deep water sources during the last glacial maximum and the intensity of global oceanic circulation, in *The South Atlantic: Present and Past Circulation*, G. Wefer, W. H. Berger, G. Siedler und D. J. Webb, Hg., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, S. 445 – 460.

- EADY, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves, *Tellus*, **1** (4), 33 – 52.
- FANNING, A. F. und A. J. WEAVER, 1996: An atmospheric energy-moisture balance model: climatology, interpentadal climate change, and coupling to an ocean general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **101** (D10), 15.111 – 15.128.
- FANNING, A. F. und A. J. WEAVER, 1997: Temporal-geographical meltwater influences on the North Atlantic conveyor: Implications for the younger dryas, *Paleoceanography*, **12** (2), 307 – 320.
- FICHEFET, T., S. HOVINE und J.-C. DUPLESSY, 1994: A model study of the Atlantic thermohaline circulation during the last glacial maximum, *Nature*, **372** (6503), 252 – 255.
- FISCHER, H., 1995: *Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddelmeer*, Dissertation, Berichte zur Polarforschung Nr. 166, AWI, Bremerhaven.
- FLINT, R. F., 1971: *Glacial and Quarternary Geology*, Wiley, New York.
- GANOPOLSKI, A., S. RAHMSTORF, V. PETOUKHOV und M. CLAUSSEN, 1998: Simulation of modern and glacial climates with a coupled global model of intermediate complexity, *Nature*, **391** (6665), 351–356.
- GERDES, R. und C. KÖBERLE, 1995: On the influence of DSOW in a numerical model of the North Atlantic general circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **25** (11), 2624 – 2642.
- GERDES, R., C. KÖBERLE und J. WILLEBRAND, 1991: The influence of numerical advection schemes on the results of ocean general circulation models, *Climate Dynamics*, **5**, 211 – 226.
- GERTHSEN, C., H. O. KNESER und H. VOGEL, Hg., 1982: *Physik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- GILL, A. E., Hg., 1982: *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, Inc., London.
- GLOVER, R. W., 1996: *Energy Balance Climate Modelling*, Dissertation, University of Reading, Dept. Meteorology.
- GREEN, J. S. A., 1970: Transfer properties of the large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **96** (408), 157 – 185.
- GREEN, J. S. A., 1979: Topics in dynamical meteorology: 8. Trough-ridge systems in slantwise convection, *Weather*, **34**, 2 – 10.
- GROSFELD, K., R. GERDES und J. DETERMANN, 1997: Thermohaline circulation and interaction between ice shelf cavities and the adjacent open ocean, *J. Geophys. Res.*, **102** (C7), 15.595 – 15.610.

- HANEY, R. L., 1971: Surface thermal boundary condition for ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, **1**, 241 – 248.
- HARDER, M., 1996: Dynamik, Rauzigkeit und Alter des Meereises in der Arktis - Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell, Techn. Ber. 203, Alfred-Wegener-Institut, Berichte zur Polarforschung.
- HELD, I. M., 1978: The vertical scale of an unstable baroclinic wave and its importance for eddy heat flux parameterizations, *J. Atmospheric. Sci.*, **35**, 572 – 576.
- HELLERMAN, S. und M. ROSENSTEIN, 1983: Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093 – 1104.
- HOTELLING, H., 1936: Relations between two sets of variants, *Biometrika*, **28**, 321 – 377.
- HSIEH, W. W., M. K. DAVEY und R. C. WAJSOWICZ, 1983: The free Kelvin wave in finite-difference numerical models, *J. Phys. Oceanogr.*, **13** (8), 1383 – 1397.
- IDSO, S. B. und R. D. JACKSON, 1969: Thermal radiation from the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **74**, 5379 – 5403.
- JENTSCH, V., 1991: An energy balance climate model with hydrological cycle; 1. Model description and sensitivity to internal parameters, *J. Geophys. Res.*, **96** (D9), 17.169 – 17.179.
- KALNAY, E., M. KANAMITSU, R. KISTLER, W. COLLINS, D. DEAVEN, L. GANDIN, M. IREDELL, S. SAHA, G. WHITE, J. WOOLLEN, Y. ZHU, M. CHELLIAH, W. EBISUZAKI, W. HIGGINS, J. JANOWIAK, K. C. MO, C. ROPELEWSKI, J. WANG, A. LEETMA, R. REYNOLDS, R. JENNE und D. JOSEPH, 1996: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bulletin of the American Meteorological Society*, **77** (3), 437 – 471.
- KAUKER, F., 1998: *Regionalization of climate model results for the North Sea*, Dissertation, Universität Hamburg.
- KLEEMAN, R. und S. B. POWER, 1995: A simple atmospheric model of surface heat flux for use in ocean modeling studies, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 92 – 105.
- LOHMANN, G., 1996: *Stabilität der thermohalinen Zirkulation in analytischen und numerischen Modellen*, Dissertation, Berichte zur Polarforschung Nr. 200, AWI, Bremerhaven.
- LOHMANN, G. und R. GERDES, 1998: Sea ice effects on the sensitivity of the thermohaline circulation, *J. Climate*, **11**, 2789 – 2803.
- LOHMANN, G., R. GERDES und D. CHEN, 1996: Stability of the thermohaline circulation in a simple coupled model, *Tellus*, **48A**, 465 – 476.
- LONDON, J., 1957: A study of atmospheric heat balance, Techn. Ber., Final Rept., Proj. 131, Contract AF19 (122)-165, Dept. of Meteorology and Oceanography, NYU.

- LORENZ, E. N., 1956: Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction, Scientific rep. no 1, statistical forecasting project, Dept. Met., M.I.T.
- LUKSCH, U. und H. VON STORCH, 1992: Modeling the low-frequency sea surface temperature variability in the North Pacific, *J. Climate*, **5**, 893 – 906.
- MANABE, S. und R. J. STOUFFER, 1995: Simulation of abrupt climate change induced by freshwater input to the North Atlantic Ocean, *Nature*, **378**, 165 – 167.
- MANABE, S. und R. J. STOUFFER, 1997: Coupled ocean-atmosphere model response to freshwater input: Comparison to younger dryas event, *Paleoceanography*, **12** (2), 321 – 336.
- MANABE, S. und R. T. WETHERALD, 1967: Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity, *J. Atmospheric. Sci.*, **24**, 241 – 259.
- MARCINEK, J., 1964: *Der Abfluß von den Landflächen der Erde*, Mitt. Inst. Wasserwirtsch. Berlin. 21, 1 - 204.
- MAYEWSKI, P. A., L. D. MEEKER, M. S. TWICKLER, S. WHITLOW, Q. YANG, W. B. LYONS und M. PRENTICE, 1997: Major features and forcing of high-latitude northern hemisphere atmospheric circulation using a 110,000-year-long glaciochemical series, *J. Geophys. Res.*, **102** (C12), 26.345 – 26.366.
- MESINGER, F. und A. ARAKAWA, 1976: Numerical methods used in atmospheric models, Techn. Ber., GARP Publication Series, No. 17, Vol.I.
- MILANKOWITSCH, M., 1930: Mathematische Klimalehre und astronomische Theorie der Klimaschwankungen, *Gebrüder Bornträger, Berlin*.
- MÜLLER, P. und J. WILLEBRAND, 1989: Equations for oceanic motions, in *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, J. Sündermann, Hg., Springer, Landolt-Börnstein, New Series V/3b, S. 1 – 14.
- NORTH, G. R., 1975: Theory of energy-balance climate models, *J. Atmospheric. Sci.*, **32**, 2033 – 2043.
- NORTH, G. R., R. F. CAHALAN und J. A. COAKLEY, 1981: Energy balance climate models, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **19** (1), 91 – 121.
- OBERHUBER, J. M., 1988: An atlas based on the 'COADS' data set, the budgets of heat, buoyancy and turbulent kinetic energy at the surface of the global ocean, Report no.15, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- OMSTEDT, A. und J. S. WETTLAUER, 1992: Ice growth and oceanic heat flux: Models and measurements, *J. Geophys. Res.*, **97** (C6), 9383 – 9390.
- OORT, A. H. und E. M. RASMUSSEN, 1971: Atmospheric circulation statistics, Techn. Ber. 0317 - 0045, NOAA Prof.Pap. 5, Govt. Printing Office, Washington, DC.

- PACANOWSKI, R. C., 1995: MOM 2 Documentation, User's Guide and Reference Manual, Techn. Ber. 3, GFDL Ocean Group, Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton, USA.
- PEIXOTO, J. P. und A. OORT, Hg., 1992: *Physics of Climate*, American Institute of Physics, New York.
- PETIT, J. R., J. JOUZEL, D. RAYNAUD, N. I. BARKOV, J. M. BARNOLA, I. BASILE, M. BENDER, J. CHAPPELLAZ, M. DAVIS, G. DELAYGUE, M. DELMOTTE, V. M. KOTLYAKOV, M. LEGRAND, V. Y. LIPENKOV, C. LORIS, L. PEPIN, C. RITZ, E. SALTZMAN und M. STIEVENARD, 1999: Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica, *Nature*, **399**, 429 – 436.
- PETOUKHOV, V. K. und A. V. GANOPOLSKI, 1994: A set of climate models for integrated modelling of climate change impacts, Report 1-96, IIASA, Laxenburg.
- PIERCE, D. W., K.-Y. KIM und T. P. BARNETT, 1996: Variability of the thermohaline circulation in an ocean general circulation model coupled to an atmospheric energy balance model, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 725 – 738.
- PRESS, W. H., S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING und B. P. FLANNERY, Hg., 1992: *Numerical Recipes in Fortran*, Cambridge University Press, Cambridge.
- RAHMSTORF, S., 1999: Decadal variability of the thermohaline ocean circulation, in *Beyond El Niño: Decadal Variability in the Climate System*, A. Navarra, Hg., Springer, 329 – 351, in print.
- RENNICK, M. A., 1977: The parameterization of tropospheric lapse rates in terms of surface temperature, *J. Atmospheric. Sci.*, **34**, 854 – 862.
- ROADS, J. O. und G. K. VALLIS, 1984: An energy balance climate model with cloud feedbacks, *Tellus*, **36A**, 236 – 250.
- SALTZMAN, B., 1978: Statistical-dynamical models of the terrestrial climate, *Advances in Geophysics*, **20**, 183 – 304.
- SARAVAN, R., 1998: Atmospheric low-frequency variability and its relationship to mid-latitude SST variability: Studies using the NCAR Climate System Model, *J. Climate*, **11** (6), 1386 – 1404.
- SARAVANAN, R. und J. C. MCWILLIAMS, 1995: Multiple equilibria, natural variability, and climate transitions in an idealized ocean-atmosphere model, *J. Climate*, **8**, 2296 – 2323.
- SARNTHEIN, M., K. WINN, S. J. A. JUNG, J.-C. DUPLESSY, L. LABEYRIE, H. ERLLENKEUSER und G. GANSEN, 1994: Changes in east Atlantic deepwater circulation over the last 30,000 years: Eight time slice reconstructions, *Paleoceanography*, **9** (2), 209 – 267.

- SCHMITZ, W. J., 1996: On the world ocean circulation: Volume I, Some global features / North Atlantic circulation, WHOI-96-03, Woods Hole Oceanographic Institution.
- SEAGER, R., M. B. BLUMENTHAL und Y. KUSHNIR, 1995: An advective atmospheric mixed layer model for ocean modeling purposes: Global simulation of surface heat fluxes, *J. Climate*, **8**, 1951 – 1964.
- SELLERS, W. D., 1965: *Physical climatology*, University of Chicago Press, Chicago.
- SELLERS, W. D., 1969: A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere system., *J. Appl. Met.*, **8**, 392 – 400.
- SEMTNER, J., A. J., 1976: A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate, *J. Phys. Oceanogr.*, **6(3)**, 379 – 389.
- STOCKER, T. F., D. G. WRIGHT und L. A. MYSAK, 1992: A zonally averaged, coupled ocean-atmosphere model for paleoclimate studies, *J. Climate*, **5**, 773 – 797.
- STONE, P. und M.-S. YAO, 1990: Development of a two-dimensional zonally averaged statistical-dynamical model. Part iii: The parameterization of the eddy fluxes of heat and moisture, *J. Climate*, **3**, 726 – 740.
- STONE, P. H., 1972: A simplified radiative-dynamical model for the static stability of rotating atmospheres, *J. Atmospheric. Sci.*, **29** (3), 405 – 418.
- TAKACS, L. L. und R. BALGOVIND, 1983: High latitude filtering in global grid point models, *Monthly Weather Review*, **111**, 2005 – 2015.
- TOMCZAK, M. und J. S. GODFREY, 1994: *Regional Oceanography*, Pergamon Press, London.
- VALLIS, G. K., 1982: A statistical-dynamical climate model with a simple hydrological cycle, *Tellus*, **34**, 211 – 227.
- VON DER HAAR, T. und K. J. HANSON, 1969: Absorption of solar radiation in tropical regions, *J. Atmospheric. Sci.*, **26**, 652 – 655.
- VON STORCH, H. und F. W. ZWIERS, 1995: *Statistical Analysis in Climate Research*, Cambridge University Press.
- WAJSOWICZ, R., 1986: Free planetary waves in finite-difference numerical models, *J. Phys. Oceanogr.*, **16** (4), 773 – 789.
- WASHINGTON, W. M., A. J. J. SEMTNER, G. A. MEEHL, D. J. KNIGHT und T. A. MAYER, 1980: A general circulation experiment with a coupled atmosphere, ocean and sea ice model, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 1887 – 1908.
- WEAVER, A. J., M. EBY, A. F. FANNING und E. C. WIEBE, 1998: Simulated influence of carbon dioxide, orbital forcing and ice sheets on the climate of the last glacial maximum, *Nature*, **394** (6696), 847 – 853.

- WEAVER, A. J., J. MAROTZKE, P. F. CUMMINS und E. SARACHIK, 1993: Stability and variability of the thermohaline circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 39 – 60.
- WEBER, S. L., 1998: Parameter sensitivity of a coupled atmosphere-ocean model, *Climate Dynamics*, **14**, 201 – 212.
- WEINER, J., 1986: *Planet Earth*, Metropolitan Pittsburg Public Broadcasting, Inc.
- WELANDER, P., 1986: Thermohaline effects in the ocean circulation and related simple models, in *Large-Scale Transport Processes in Oceans and Atmosphere*, J. Willebrand und D. Anderson, Hg., NATO ASI, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Bd. C 190, 136 – 200.
- WINTON, M., 1997: The effect of cold climate upon North Atlantic Deep Water formation in a simple ocean-atmosphere model, *J. Climate*, **10**, 37 – 51.
- ZALESAK, S. T., 1979: Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids, *J. Comput. Phys.*, **31**, 335 – 362.