

Rekonstruktion der glazialen atlantischen
Zirkulation mit einem Inversmodell unter
geostrophischer Nebenbedingung

Dissertation
zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
im Fachbereich 5 – Geowissenschaften
der Universität Bremen

vorgelegt von

Reiner Schlotte

Bremen 2002

Tag des Kolloquiums:
16. Dezember 2002

Gutachter:
Prof. Dr. Klaus Herterich
Prof. Dr. Peter Lemke

Prüfer:
Prof. Dr. M. Schulz
Dr. André Paul

Zusammenfassung

Das in dieser Arbeit vorgestellte inverse Ozean-Modell 2RAIOM dient der Rekonstruktion der ozeanischen Zirkulation. Eingangsgrößen sind ozeanische Temperatur- und Salzgehaltsdaten sowie weitere Randbedingungen. Als Weiterentwicklung eines Modells, das zur Untersuchung des rezenten Ozeans dient, besitzt die Kostenfunktion von 2RAIOM zusätzliche Terme: Die sogenannte *dynamische Geostrophie* sorgt für eine Konsistenz der modellierten Zirkulation mit den modellierten Temperaturen und Salzgehalten; ein weiterer Term berücksichtigt den Einfluß des Windfeldes. Die neuen Terme verbessern die Ergebnisse des Modells, wenn nur wenige Temperatur- und Salzgehaltsdaten verfügbar sind, wie es für den Ozean der geologischen Vergangenheit der Fall ist. Die Auswirkungen der neuen Terme werden in einer Reihe von numerischen Experimenten untersucht, bei denen rezente Daten für den Atlantischen Ozean in verschiedenen Mengen und Kombinationen verwendet werden. Das Modell wird anschließend auf den Atlantik zum Zeitpunkt des Letzten Glazialen Maximums (ca. 21000 Jahre vor heute) angewendet.

Mit 2RAIOM sind auch bei sehr geringen Datenmengen stabile Rekonstruktionen der großskaligen Eigenschaften des Ozeans wie der subtropischen Gyren und der Nordatlantischen Tiefenwasserproduktion möglich, selbst wenn die Berechnungen von einem ruhenden Ozean aus gestartet werden. Für die Abschätzung von Transporten wie etwa der Produktion Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) scheinen die Modellergebnisse auch bei nur kleinen Änderungen der Eingabedaten zu stark zu variieren, um zuverlässige Aussagen zu ermöglichen. Die Experimente zum Letzten Glazialen Maximum deuten allerdings auf eine Abschwächung der NADW-Produktion gegenüber heute hin.

Als Werkzeug zur robusten Interpolation von spärlich vorliegenden Daten der Meeresoberflächentemperatur erweist sich 2RAIOM als durchaus geeignet. Die Extrapolation in Randmeere hinaus, für die keine Daten vorliegen, ist jedoch mit großen Unsicherheiten behaftet.

Abstract

In this thesis the inverse ocean model 2RAIOM is presented. The model is used to reconstruct the mean ocean circulation from oceanic data for temperature, salinity and additional side conditions.

2RAIOM extends a previous model, intended to investigate the recent ocean, by adding two terms to the cost function: The so-called *dynamic geostrophy* enforces the consistency of the modelled circulation with modelled temperatures and salinities; the other term accounts for the influence of the wind stress. The additional terms improve results if only few temperature and salinity data are available; this is always the case for the ocean of the geological past. The effects of the new terms are investigated in a series of numerical experiments carried out with recent data for the Atlantic Ocean in different amounts and combinations. The model is then applied to the Atlantic Ocean at the Last Glacial Maximum (about 21000 years before present).

2RAIOM is able to obtain stable reconstructions of the large scale features of the oceanic circulation such as the subtropical gyres and North Atlantic Deep Water (NADW) production. This holds even if very few data are available and the calculations are started with an ocean at rest. However, for the investigation of transports like NADW production the results seem to vary too much even with small variations in the input data to allow for reliable estimates. Experiments concerning the Last Glacial Maximum show some — although weak — evidence of a smaller NADW production compared to that of the present.

2RAIOM proves to be an adequate tool to interpolate sparse data of the sea surface temperature robustly. However, the extrapolation into margin basins with no data available is subject to large uncertainties.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	7
2	Das Modell: 2RAIOM	13
2.1	Gittergeometrie	13
2.2	Tracer	16
2.3	Geostrophie	18
2.4	Kostenfunktion und Optimierung	19
3	Experimente ohne dynamische Geostrophie	25
4	Neue Terme in der Kostenfunktion	41
4.1	Geostrophie	41
4.1.1	Problematik der Paläo-Situation	41
4.1.2	Konstruktion der Kostenfunktion	42
4.2	Korrelation mit dem Wind	54
4.2.1	Problematik des Starts vom ruhenden Ozean aus	54
4.2.2	Konstruktion der Kostenfunktion	55
5	Erprobung der neuen Kostenfunktion	59
6	Experimente mit verschiedenen Datenmengen	69
7	Experimente zum Oberflächenwärmefluß	77
8	Anwendung auf das Letzte Glaziale Maximum	83
9	Alle Experimente im Überblick	93
10	Zusammenfassung und Diskussion	115
A	Farbtafeln	127
B	Notations- und Abkürzungsverzeichnis	161
C	Literaturverzeichnis	165
D	Index	171
E	Danksagung	173

Kapitel 1

Einführung

In den letzten Jahren hat das Erdklima immer mehr die Aufmerksamkeit einer breiten Öffentlichkeit gewonnen. Umfangreiche Forschungsprogramme zielen darauf ab, die Funktionsweise des Klimasystems Erde zu verstehen und die zukünftige Entwicklung vorauszuberechnen. Dabei zeigt sich immer mehr, daß das Verständnis der Gegenwart und Zukunft nur mit Kenntnis der Vergangenheit möglich ist. Daher wird versucht, die Klimageschichte der Erde z. B. mit Hilfe von Bohrkernen aus den Eisschilden von Grönland und der Antarktis zu rekonstruieren: Winzige Luftbläschen im Eis haben die damalige Atmosphäre bis heute konserviert; Sauerstoff-Isotopenverhältnisse lassen Rückschlüsse auf die Temperatur zu, die während des Schneefalls geherrscht hat (Dansgaard et al. 1982, 1993).

Die Atmosphäre wirkt mit ihren Phänomenen wie Temperatur, Wind und Regen alltäglich auf den Menschen ein. Auf längeren Zeitskalen dürfen jedoch die anderen Komponenten des Klimasystems wie Ozeane, Eisschilde und Vegetation keinesfalls vernachlässigt werden, denn sie stehen über eine Vielzahl von Prozessen mit der Atmosphäre in Wechselwirkung. Beispielsweise nehmen die Ozeane in Äquatornähe Wärme aus der Atmosphäre auf, transportieren sie mit ihren – teilweise windgetriebenen – Strömungen und geben die Energie in mittleren und hohen Breiten wieder ab; die Ozeane kühlen also in niedrigen Breiten die Atmosphäre und erwärmen sie in hohen Breiten. Verdunstung und Niederschlag wiederum beeinflussen über den Salzgehalt die Dichte des Meerwassers und somit die thermohaline Zirkulation der Ozeane.

Bei der Untersuchung der Meeresströmungen hat sich der *conveyor belt* (Broecker 1991; Gordon 1986) als zwar stark vereinfachendes, aber tragfähiges Denkmodell erwiesen: Dieser Beschreibung zufolge strömt im Atlantik oberflächennahes, warmes Wasser nach Norden und gibt im Nordmeer große Mengen Energie ab. Abgekühlt sinkt es in Tiefen von etwa 2 bis 3 km und strömt als Nordatlantisches Tiefenwasser wieder nach Süden. Der Antarktische Zirkumpolarstrom bringt das kühle Wasser zum Teil in den Indischen und Pazifischen Ozean, wo es aufsteigt und sich erwärmt, um dann wieder an Kap Hoorn und dem Kap

der Guten Hoffnung vorbei in den Atlantik zu fließen. Ein vollständiger Umlauf dauert dabei etwa 600 bis 800 Jahre. Das *conveyor belt*-Modell erklärt, warum das europäische Klima heute so viel milder ist als das der entsprechenden Breiten Nordwestamerikas: Im Nordpazifik findet heute keine Tiefenwasserproduktion statt, daher wird dort die Atmosphäre nicht so stark geheizt wie im Atlantik.

Der Motor für das Klimasystem Erde ist zweifellos die Sonne. Seit mehreren Milliarden Jahren liefert sie mit ihrer Strahlung weitgehend konstant die Energie, die das Klimageschehen antreibt. Wie Milankovitch in den 1920er Jahren erkannte, führen kleine Veränderungen der Erdbahnparameter zu bedeutenden Schwankungen in der (räumlichen und jahreszeitlichen) Verteilung der Sonneneinstrahlung auf die Erde, auch wenn die Einstrahlung in der Summe fast konstant bleibt (Milankovitch 1930; Berger 1988). Diese Veränderungen sind zwar klein, doch im Klimasystem gibt es eine Vielzahl selbstverstärkender Prozesse, z. B. führt in einer Kälteperiode die sich ausdehnende Schneedecke zu einer erhöhten Reflexion von Sonnenlicht und somit zu einer weiteren Abkühlung. Daher kann mit der astronomischen Theorie der Wechsel von Eiszeiten und Zwischeneiszeiten zumindest teilweise erklärt werden, wenn auch die genauen Wirkmechanismen noch umstritten sind (Muller und MacDonald 1997). Geologische Befunde zeigen in der Tat, daß während mancher Abschnitte der Erdgeschichte das Klimageschehen die von Milankovitch berechneten Periodizitäten, die zwischen 19000 und 100000 Jahren liegen, mit den erwarteten Amplitudenverhältnissen aufweist (Ruddiman et al. 1989). Während anderer Abschnitte hingegen finden sich Abweichungen von den Voraussagen; so besitzt in den jüngsten ca. 650 ka (tausend Jahren) der 100 ka-Zyklus eine größere Amplitude als die 19 ka- und 41 ka-Zyklen, obwohl es gemäß der Milankovitch-Theorie umgekehrt sein müßte. Außerdem werden Anzeichen für dramatische Klimaumschwünge innerhalb von nur wenigen Jahrzehnten gefunden, die keinesfalls mit der Milankovitch-Theorie allein erklärt werden können (Dansgaard et al. 1993; Severinghaus et al. 1998). Diese Befunde zeigen deutlich die Eigendynamik des Klimasystems Erde.

Zwei Zeitpunkte ziehen das besondere Augenmerk der Forschung auf sich, zum einen die gegenwärtige Warmzeit, deren Höhepunkt nur etwa 6000 Jahre zurückliegt, zum anderen das sogenannte Letzte Glaziale Maximum (LGM): Vor ca. 21000 Jahren hatten die Eisschilde der nördlichen Erdhalbkugel letztmalig ihre größte Ausdehnung erreicht. Sowohl geologische Befunde als auch die Milankovitch-Theorie deuten darauf hin, daß das LGM den Höhepunkt einer Eiszeit darstellt und damit einen zur heutigen Warmzeit gewissermaßen komplementären Zustand des Klimasystems.

Das heutige Klima ist der Messung recht leicht zugänglich: Weltweit verteilte Wetterstationen messen Wind, Temperatur und Niederschlag; von Forschungsschiffen hinabgelassene CTD-Sonden¹ ermitteln kontinuierlich Temperatur und Salzgehalt zwischen Meeresoberfläche und -boden, Satelliten ermöglichen regel-

¹CTD= *Conductivity Temperature Depth*: Der Salzgehalt wird aus Leitfähigkeit und Temperatur ermittelt.

mäßige Messungen auch an entlegenen Orten. Auf diese Weise können verhältnismäßig direkt und einfach Datensätze erzeugt werden, die die Erdoberfläche bzw. das Ozeanvolumen annähernd komplett abdecken.

Für die geologische Vergangenheit ist die Datenlage jedoch wesentlich schlechter als für die Gegenwart oder historische Vergangenheit: Man muß sich aufwendiger und höchst indirekter Methoden bedienen, bei denen oftmals Lebewesen eine große Rolle spielen. So leben in den noch vom Sonnenlicht erreichten Wasserschichten dicht unter der Meeresoberfläche schalenbildende Mikroorganismen (Foraminiferen). Nach dem Tod der Foraminiferen sinken die Kalziumkarbonat-Schalen zum Meeresboden und bilden dort Sedimente. Mit Hilfe von Bohrungen gewinnt man Sedimentproben, die Tausende oder Millionen von Jahren in die Vergangenheit zurückreichen. Mittels verschiedener physikalischer, chemischer und biologischer Methoden kann dann auf die damaligen Lebensbedingungen der Organismen und damit auf den Zustand des damaligen Ozeans zurückgeschlossen werden. Solch ein Sedimentkern liefert nun zwar eine Zeitreihe, die aber eben nur für eine einzige Lokation. Es ist unmöglich, auch nur annähernd räumlich vollständige Datensätze zusammenzustellen, zum einen schlicht aus Kostengründen, zum anderen wegen verschiedener Auswahleffekte: Ist z. B. an einem Ort die Fließgeschwindigkeit am Ozeanboden so hoch, daß sich dort kein Sediment ansammeln kann, dann fallen alle sedimentologischen Methoden zur Bestimmung der Oberflächentemperatur aus. In polaren Gewässern wiederum wird die Foraminiferenfauna oft von einer einzigen Art dominiert, so daß Methoden zur Temperaturrekonstruktion wie Transferfunktions-Analyse oder *Modern Analog Technique* versagen müssen, da sie auf den relativen Häufigkeiten *mehrerer* Arten basieren (Imbrie und Kipp 1971; Hutson 1980; Prell 1985). Ferner sind nur Meeresoberfläche und -boden so dicht von Lebewesen besiedelt, daß im Sediment ein auswertbares Signal zurückbleibt; der größte Teil der Wassersäule dagegen bleibt den Rekonstruktionsmethoden verborgen.

Die Analyse von Sedimentproben aus dem Atlantik ergibt nun Hinweise, daß der *conveyor belt* keineswegs immer in seiner heutigen Stärke bestanden hat, sondern vielmehr ständigen Schwankungen unterworfen war und zeitweilig auch komplett zum Stillstand kam (Labeyrie et al. 1992). Dabei zeigen sich zeitliche Zusammenhänge zwischen ozeanischen und atmosphärischen Vorgängen, die zugrundeliegenden Mechanismen sind jedoch noch weitgehend ungeklärt.

Als Werkzeug zur Untersuchung des Klimasystems dienen in immer größerem Umfang numerische Modelle. In ihnen wird ein mehr oder minder großer Teil des Systems mit seinen Gesetzmäßigkeiten und Parametrisierungen mathematisch erfaßt, um dann numerische Experimente und Vorhersagen durchzuführen. Für ein Ozeanmodell benötigt man typischerweise die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie sowie eine Parametrisierung der Zustandsgleichung von Wasser. Die meisten Ozeanmodelle sind sogenannte *Vorwärts-Modelle*, d. h. sie berechnen die Fortentwicklung des Ozeans mit seiner Zirkulation, seinen Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt und anderen Größen im Laufe der Zeit. Dazu benötigen Vorwärts-Modelle Randbedingungen für z. B. den Oberflächenwärmefluß und die Windschubspannung. Diese Randbedingungen

müssen weiterhin vollständig flächendeckend vorhanden sein, was selbst im Satellitenzeitalter nicht immer unproblematisch ist. Oftmals behilft man sich, indem die für das eine Modell benötigten Randbedingungen durch ein anderes Modell berechnet werden; in neuester Zeit gelingt es z. B. auch, ein Ozeanmodell und ein Atmosphärenmodell direkt, d. h. ohne den Kunstgriff der Flußkorrektur (Sausen et al. 1988), miteinander zu koppeln (Gordon et al. 2000). Untersucht man den *conveyor belt* mit solchen Vorwärts-Modellen, so findet man Eigenschaften eines bistabilen Systems: Ein einmal laufender *conveyor belt* dämpft Veränderungen in den Randbedingungen und erhält sich somit selbst. Erst wenn beispielsweise der Süßwasserzufluß in den Nordatlantik einen gewissen Schwellwert überschritten hat, bricht der *conveyor belt* rasch zusammen und startet erst wieder, wenn der Süßwasserzustrom einen anderen, niedrigeren Schwellwert unterschreitet. Mit diesem Mechanismus können die gefundenen raschen Klimaschwankungen mindestens qualitativ erklärt werden (Rahmstorf 1996; Ganopolski und Rahmstorf 2001).

Für die spärliche Datenlage der Vergangenheit ist die Technik der *inversen Modellierung* konzeptionell besser geeignet als die der Vorwärts-Modellierung. Ziel eines Inversmodells ist es, die vorhandenen Meßdaten innerhalb ihrer Fehlergrenzen zu reproduzieren und gleichzeitig weitere Größen, die der Messung nicht zugänglich sind, zu bestimmen. Dabei werden die Rollen von Eingabe- und Ausgabedaten gegenüber einem Vorwärts-Modell vertauscht (daher der Name der Methode). Somit ist man nicht unbedingt auf vollständige Datensätze angewiesen, da fehlende Daten bei der Konstruktion des Inversmodells durch freie Parameter ersetzt werden können, die dann während des Modellaufs bestimmt werden.

Ein Inversmodell besteht typischerweise aus drei Teilen: Einem Vorwärts-Modell, einer Kostenfunktion und einem Optimierer. Das Vorwärts-Modell berechnet aus freien Parametern und Eingabedaten die abhängigen Parameter; dieser Schritt kann eine zeitliche Entwicklung umfassen. Die Kostenfunktion bewertet anschließend den soeben berechneten Zustand, dabei dürfen sowohl freie als auch abhängige Parameter durch Vergleich mit Eingabedaten und durch a priori-Bedingungen in die Bewertung eingehen. In der Freiheit bei der Konstruktion der Kostenfunktion liegt ein großer Vorteil der inversen Modellierung. Der Optimierer schließlich variiert die freien Parameter, bis ein laut Kostenfunktion optimaler Zustand gefunden wird. In manchen Fällen sind Vorwärts-Modell und Kostenfunktion so einfach, daß eine analytische Lösung möglich ist; dann kann der Optimierer entfallen.

Für Inversmodelle sind meistens zusätzliche Kenntnisse oder Annahmen notwendig, die über das Vorwärts-Modell hinausgehen: Da oft weit mehr freie Parameter zur Verfügung stehen als zu assimilierende Daten, ist das Problem meistens mathematisch unterbestimmt, so daß die Meßdaten sogar mit vielen verschiedenen Modellzuständen exakt reproduziert werden könnten. Andererseits sind die Daten fehlerbehaftet und ihre zu exakte Reproduktion kann zu dramatisch verstärkten Fehlern in den freien Parametern führen (Louis 1989). Inverse Modelle benötigen daher zusätzliche Bedingungen, um die Lösung weiter einzu-

schränken. Meistens werden dazu einfache mathematische Glättebedingungen benutzt, jedoch können auch physikalische (chemische,...) Gesetzmäßigkeiten verwendet werden, die dann in die Kostenfunktion eingebaut werden.

Man kann Inversmodelle auch aus einem etwas anderen Blickwinkel betrachten: Will man aus spärlich vorliegenden Daten komplette Datensätze erzeugen, so könnte man interpolieren, ohne die zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten zu berücksichtigen; z. B. werden globale Datensätze oft aus punktuell vorliegenden Daten mittels Delaunay-Triangulation und anschließender linearer oder quadratischer Interpolation gewonnen; bei der Technik des *Kriging* werden zusätzlich statistische Zusammenhänge einbezogen. Mit inverser Modellierung gelingt es hingegen, die natürlichen Gesetzmäßigkeiten bei der Interpolation direkt zu berücksichtigen.

Ein Nachteil von Inversmodellen ist, daß sie praktisch immer weitaus rechen- und/oder speicherintensiver sind als Vorwärts-Modelle ähnlicher Komplexität (Giering 1996). Um die verfügbare Computerleistung nicht zu sprengen, müssen dann weniger oder einfachere Gleichungen zur Beschreibung des modellierten Systems benutzt werden. Oftmals verzichtet man darauf, den zeitlichen Ablauf der Phänomene zu erfassen, und modelliert stattdessen stationäre Gleichgewichtszustände: Das in dieser Arbeit verwendete Ozeanmodell vernachlässigt beispielsweise die täglichen und jahreszeitlichen Veränderungen und berechnet somit nur langfristige Mittelwerte.

In dieser Arbeit wird die Weiterentwicklung eines inversen Ozeanmodells beschrieben. Das ursprüngliche Modell von Schlitzer (1993) berechnet aus vorgegebenen Daten für Temperatur, Salzgehalt, Oberflächenwärmefluß und Süßwasserfluß eine stationäre Zirkulation des Ozeans, die mit den Daten möglichst verträglich und gegenüber Meßfehlern und Inkonsistenzen stabil ist. Die geostrophische Bedingung, die horizontale Druckgradienten und Fließgeschwindigkeiten miteinander in Beziehung setzt (siehe Abschnitt 2.3), ist auf eine recht einfache Art und Weise in das Modell eingebaut: die Berechnungen zur geostrophischen Bedingung finden nur ein einziges Mal zu Beginn des Modellaufs statt, dies wird im folgenden kurz als *statische Geostrophie* bezeichnet. Der Preis für diese Einfachheit besteht darin, daß Temperatur- und Salzgehaltsdaten für *fast alle* Gitterboxen im modellierten Volumen erforderlich sind: Bei Reduktion der Datenmenge verliert das Modell sehr schnell an Aussagekraft (Grieger und Schlitzer 1996). Damit ist das ursprüngliche Modell zwar gut an den rezenten Ozean angepaßt, für den Meßdaten annähernd flächendeckend bzw. volumenerfüllend vorliegen; es ist aber nur schlecht geeignet für die Untersuchung des Ozeans der geologischen Vergangenheit mit seiner inhärent spärlichen Datelage.

Die hier vorgestellte Weiterentwicklung besteht im wesentlichen darin, daß die Berechnungen zur geostrophischen Bedingung nicht nur ein einziges Mal stattfinden, sondern über die Dauer des Modellaufs fortwährend wiederholt werden, dies wird kurz als *dynamische Geostrophie* bezeichnet. Damit können die vom Modell selbst berechneten Temperaturen und Salzgehalte für die geostro-

phischen Rechnungen herangezogen werden, und die Abhängigkeit von großen Mengen von Eingabedaten für Temperatur und Salzgehalt verschwindet. Somit ist das neue Modell wesentlich besser für die Untersuchung des Ozeans der Vergangenheit geeignet.

In Kapitel 2 werden die Bestandteile des Modells vorgestellt, die in der ursprünglichen und der weiterentwickelten Version identisch sind: die Gittergeometrie, die Behandlung von Tracern sowie der Mechanismus der Kostenfunktion und ihrer Minimierung.

Kapitel 3 stellt einige Experimente vor, die mit dem ursprünglichen Modell durchgeführt wurden. Sie dienen einerseits als Referenzexperimente, andererseits demonstrieren sie im Detail die Schwächen des ursprünglichen Modells bei der Anwendung auf den glazialen Ozean.

In Kapitel 4 werden die neuen Terme in der Kostenfunktion konstruiert.

Die in Kapitel 5 vorgestellten Experimente dienen der Erprobung der neuen Kostenfunktion anhand der bereits in Kapitel 3 verwendeten Daten.

In Kapitel 6 werden die Auswirkungen verschiedener Temperatur- und Salzgehalts-Datenmengen studiert.

Kapitel 7 untersucht den Einfluß des Oberflächenwärmeflusses auf das Modell.

In Kapitel 8 wird das erweiterte Modell auf das Letzte Glaziale Maximum angewendet.

Kapitel 9 untersucht alle vorher gezeigten Experimente in ihrer Gesamtheit, u. a. mit statistischen Methoden.

Schließlich erfolgt in Kapitel 10 eine Diskussion der Ergebnisse und ein Ausblick auf weitere Möglichkeiten der inversen Modellierung des Paläozeans.

Kapitel 2

Das Modell: 2RAIOM

Das Grundgerüst von 2RAIOM (2 Reiner's Adjoint Inverse Ocean Model) wurde bereits von Schlitzer (1993) beschrieben. Die folgende Darstellung geht auf einige Details, die für die Implementierung der dynamischen Geostrophie wichtig sind, ausführlicher ein.

2.1 Gittergeometrie

Der zu betrachtende Ozean wird geometrisch approximiert durch ein Gitter aus einfachen, quaderförmigen¹ Boxen; dies ergibt sich zwanglos aus der Verwendung von Kugelkoordinaten. Die Auflösung ist variabel und frei wählbar, sie beträgt bei der verwendeten Geometrie für den Atlantik $2,5\text{--}10^\circ$ in der Horizontalen und $60\text{--}500\text{ m}$ in der Vertikalen. Bei der Konstruktion des Gitters wurde darauf geachtet, die offenen Ränder möglichst klein zu halten (siehe Abbildung 2.1). Da die horizontale Auflösung nicht von der Wassertiefe abhängt, bilden übereinanderliegende Boxen Säulen von konstantem Querschnitt.² Da die unterste Box einer Säule eine beliebige Höhe besitzen darf, anstatt an die vom Gitter vorgegebene Höhe gebunden zu sein, ist die Bodentopographie besser aufgelöst als in 500 m -Schritten (siehe Abbildung 2.2). Eine senkrechte Fläche zwischen benachbarten Boxen muß nicht notwendigerweise Wasseraustausch zulassen. Auf diese Weise können auch sehr schmale Rücken repräsentiert werden, ohne gleich ganze Boxen fortzulassen (dieses Verfahren wird z. B. an der Grönland-Island-Schottland-Schwelle benutzt). Ist jedoch eine senkrechte Boxoberfläche durchlässig, so sind auch alle senkrecht darüberliegenden Flächen durchlässig. Dadurch ergeben übereinanderliegende, durchlässige senkrechte Flächen ebenfalls bis zur Wasseroberfläche lückenlose Säulen.

¹Wegen der Kugelgestalt der Erde sind die Quader deformiert. Dies ist im Rahmen des Modells jedoch belanglos. Eine Ausnahme bildet die nördlichste Gittersäule: Ihre nördliche Begrenzungsfläche bildet die Singularität des Nordpols; es muß garantiert werden, daß diese Fläche im Modell wasserundurchlässig ist.

²Da die Ozeantiefe viel kleiner ist als der Erdradius, kann die Kugelgestalt der Erde in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden.

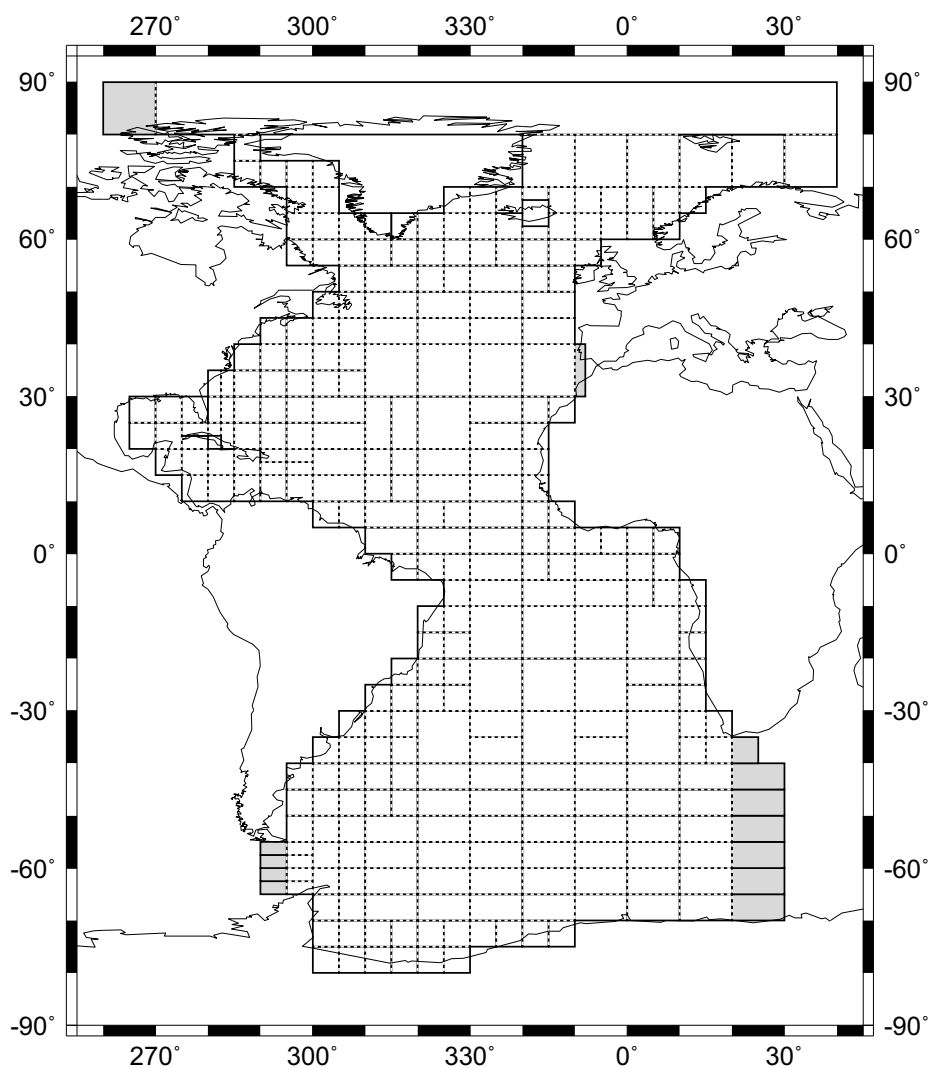


Abbildung 2.1: Das in dieser Arbeit verwendete Modellgitter. Durchgehende Linien stellen wasserundurchlässige Boxoberflächen dar, gestrichelte bezeichnen durchlässige Flächen. Grau dargestellt sind die Säulen an den offenen Rändern; hier müssen Randbedingungen für Temperatur und Salzgehalt vorgegeben werden.

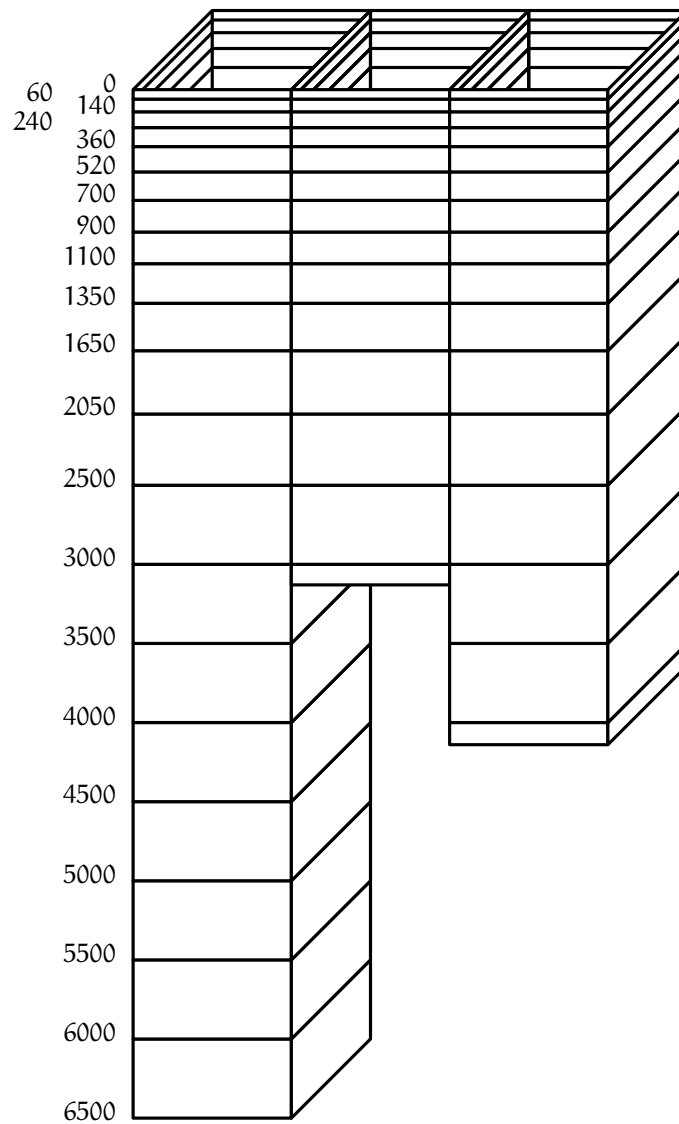


Abbildung 2.2: Die vertikale Gitterstruktur, Tiefenangaben in Meter. Wie an den beiden rechten Säulen gezeigt, darf die jeweils unterste Box einer Säule flacher sein als vom Gitter vorgegeben.

Das hier verwendete Gitter ist identisch mit dem von Schlitzer (1993, p. 19) und besteht aus $n_{\text{Box}} = 4375$ Boxen in $n_{\text{Col}} = 294$ Säulen und $n_{\text{Lay}} = 20$ Schichten, die insgesamt $n_{\text{Surf}} = 11836$ wasserdurchlässige Box-Begrenzungsflächen besitzen. Auch in den Experimenten zum Letzten Glazialen Maximum wurde die heutige Topographie verwendet; die globale Meeresspiegelabsenkung um ca. 130 m wurde vernachlässigt, um den Vergleich der Ergebnisse zu vereinfachen.

Die Fließgeschwindigkeiten sind auf den Mittelpunkten der Boxoberflächen senkrecht zu diesen definiert; die horizontalen Geschwindigkeiten v bilden den ersten Satz von freien Parametern im Modell ($n_v = 7461$). Die Vertikalgeschwindigkeiten w ergeben sich aus der Kontinuitätsgleichung für das Volumen, die für jede Box unter Vernachlässigung von Kompressibilität und Temperaturexpansion aufgestellt wird:

$$0 = A_{\text{top}}(w_{\text{top}} - w_{\text{bot}}) + \sum_i A_i v_i.$$

Hierbei bedeuten A_{top} den Flächeninhalt der Oberseite der Box, w_{top} und w_{bot} die Vertikalgeschwindigkeit an Ober- und Unterseite, A_i die (vorzeichenbehafteten) Flächeninhalte der senkrechten Boxoberflächen und v_i die horizontalen Geschwindigkeiten. Die Summe läuft über alle senkrechten, durchlässigen Oberflächen der betrachteten Box. Die Gleichung läßt sich für jede Box einzeln lösen (innerhalb jeder Säule sukzessive von unten nach oben), da für die unterste Box einer Säule $w_{\text{bot}} = 0$ gilt.

Die Vertikalgeschwindigkeit an der Oberseite der obersten Box einer Säule ist zu identifizieren mit dem Süßwasserfluß, der sich aus Verdunstung und Niederschlag berechnet; der Flußeintrag an den Küsten wird vernachlässigt. Da sich die (kleinen) Süßwasserflüsse als Residuen von (sehr großen) horizontalen Transporten ergeben, könnten sie leicht unrealistisch große Werte annehmen. Dies wird durch die flächendeckende Vorgabe von Daten für den Süßwasserfluß verhindert.

2.2 Tracer

Als Tracer werden ausschließlich Wärme und Salz betrachtet. Deren Konzentrationen, also potentielle Temperatur θ und Salzgehalt S , ergeben sich aus den freien Parametern und Randbedingungen durch das Lösen der Kontinuitätsgleichungen für alle Boxen. Für jede Box wird die Gleichung aufgestellt, indem die Terme für Advektion und Diffusion über alle Boxoberflächen summiert werden:

$$0 = q + \sum_i A_i \{v_i \cdot [c_{\text{ups}}e - c_{\text{dns}}(1 - e)] + (c - c_i)k_h/L_i\} + \sum_j A_j \{w_j \cdot [c_{\text{ups}}e - c_{\text{dns}}(1 - e)] + (c - c_j)k_v/L_j\}.$$

Hierbei bedeuten A_i, A_j die Flächeninhalte, v_i die horizontale Geschwindigkeit, w_j die vertikale Geschwindigkeit, c die Tracer-Konzentration in der betrachteten Box, c_i, c_j die Konzentrationen in den Nachbarboxen und L_i, L_j die Abstände der Boxmittelpunkte. Die Summe über i läuft über alle horizontalen Nachbarboxen (das können beliebig viele sein), die Summe über j über alle vertikalen Nachbarboxen (also in der Regel zwei; für die oberste und unterste Box der Wassersäule jedoch nur jeweils eine). q ist ein Quellterm, der den Transport durch die Meeresoberfläche repräsentiert. Bei der Betrachtung des Salzgehalts ist q stets gleich Null, denn der Salzfluß durch die Meeresoberfläche ist vernachlässigbar klein. Für die Temperatur ist q bei den Boxen in der obersten Schicht der Oberflächenwärmehtransport Q ; diese 294 Oberflächenwärmehtransporte bilden den zweiten Satz von freien Parametern.

c_{ups} und c_{dns} sind die Tracerkonzentrationen in den stromaufwärts und stromabwärts liegenden Boxen. Der Kontrollparameter e bestimmt das Diskretisierungsschema der Advektion: Schlitzer (1993, p.22) arbeitete entweder mit einem Centered-in-Space-Schema ($e = 0,5$) oder mit einem Upstream-Schema ($e = 1$). Da ersteres zu einer numerischen Instabilität neigt und letzteres eine hohe numerische Diffusion einführt, wurde bei allen in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten mit $e = 0,7$ ein Mittelweg beschritten. Dieser Wert wurde auch von de las Heras und Schlitzer (1999) sowie Schlitzer (2000) benutzt.

Die explizite Diffusion wird durch zwei Mischungskoeffizienten k_h und k_v für horizontale und vertikale Richtung beschrieben, die jeweils über das Modellvolumen konstant sind. Die von Schlitzer (1993, p.73) beschriebene isopyknische Diffusion wurde nicht weiter verfolgt, da sie vollständige Datensätze für θ und S verlangt. Um eine unphysikalische negative Diffusion auszuschließen, verwendet 2RAIOM intern zwei Parameter, deren *Quadrate* die Diffusionskoeffizienten bilden; diese beiden Parameter bilden den dritten und letzten Satz der freien Parameter ($n_k = 2$). Insgesamt gibt es also $n_p = n_v + n_Q + n_k = 7757$ freie Parameter \vec{p} .

Die Kontinuitätsgleichungen für θ und S bilden zwei lineare Gleichungssysteme der Form $A \cdot x = b$, deren rechte Seiten b sich aus Daten für Temperaturen und Salzgehalte der Boxen an den offenen Rändern sowie bei der Temperatur zusätzlich aus den Oberflächenwärmehflüssen ergeben. Die Elemente der Matrix A werden bei jedem Vorwärtsschritt des Modells aus dem Geschwindigkeitsfeld und den Mischungskoeffizienten neu berechnet. Die Matrix ist dünn besetzt: nur auf der Hauptdiagonalen und etwa 50 Nebendiagonalen befinden sich Einträge ungleich Null. Die molekulare Diffusion ist in diesem grobauflösenden Modell vernachlässigbar gegenüber der turbulenten Diffusion, daher sind die Diffusionskoeffizienten für θ und S identisch. Demzufolge unterscheiden sich die Gleichungssysteme für θ und S nur auf der rechten Seite, die Matrix A ist in beiden Fällen gleich. Weiterhin ändern sich im Laufe der Optimierung die Werte der von Null verschiedenen Matrixeinträge, die anfänglich vorhandenen Nullen bleiben jedoch erhalten. Diese Eigenschaft wird ausgenutzt, indem ein Verfahren zur Lösung linearer Gleichungssysteme verwendet wird, das nur selten (im günstigsten Falle nur einmal zu Beginn) die aufwendige Suche nach

Pivot-Elementen durchführen muß, danach aber die früheren Zwischenergebnisse wiederverwenden kann.

Schlitzer (1993, p. 22) schränkt das Problem weiter ein, indem manche horizontal nebeneinanderliegenden Boxen zu sogenannten Clustern zusammengefaßt werden, innerhalb derer Temperaturen und Salzgehalte konstant sind. Damit wird die Anzahl der Unbekannten in den Gleichungssystemen von $n_{\text{Box}} = 4375$ auf $n_{\text{Cluster}} = 1777$ reduziert und Rechenzeit eingespart. Diese Einschränkung wurde fallengelassen: Die Rechenleistung der verfügbaren Workstations ist so weit angestiegen, daß diese Reduktion nicht mehr unbedingt notwendig ist. Außerdem würde damit die Implementierung der dynamischen Geostrophie ganz erheblich erschwert, weil zusätzlich zwischen zwei Arten von Boxoberflächen unterschieden werden müßte: solche, die innerhalb eines einzigen Clusters liegen, und solche, die zwei Cluster voneinander trennen.

2.3 Geostrophie

Stellt man eine Bewegungsgleichung für die Meeresströmungen auf, vernachlässigt darin alle Terme bis auf die Corioliskraft und den Druckgradienten und nimmt zusätzlich an, daß die vertikale Geschwindigkeit sehr viel kleiner ist als die horizontale, so findet man für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten

$$\begin{aligned} u &= -\frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}, \\ v &= +\frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \end{aligned}$$

hierbei sind Ω die Rotationsgeschwindigkeit der Erde, φ die geographische Breite und p der Druck (Pond und Pickard 1983). Diese *geostrophischen Gleichungen* verknüpfen die horizontale Geschwindigkeit mit dem horizontalen Druckgradienten. Da die Strömungsgeschwindigkeit eine relativ aufwendig zu messende Größe ist, Druckprofile hingegen aus Messungen von Temperatur und Salzgehalt schneller und kostengünstiger zu gewinnen sind, hat die Geostrophie eine große Bedeutung in der physikalischen Ozeanographie gewonnen. Der Nachteil der geostrophischen Bedingung ist, daß sie für sich allein genommen zunächst nur *relative* Geschwindigkeiten innerhalb einer Wassersäule zu bestimmen erlaubt. In Kombination mit der Kontinuitätsgleichung kann man zwar Formeln zur Berechnung der absoluten Geschwindigkeit allein aus dem Dichtefeld herleiten (Needler 1985), rein mathematisch gesehen ist das Problem also gelöst. Diese Formeln enthalten jedoch höhere (dritte und vierte) Ableitungen. Man bräuchte daher eine sehr präzise Kenntnis des Dichtefelds im Ozean, damit die Resultate nicht von den unvermeidlichen Meßfehlern dominiert werden. Da aber selbst für den rezenten Ozean nur eine vergleichsweise grobe, fehlerbehaftete Approximation bekannt ist, sind diese Formeln in der Praxis unbrauchbar. Oftmals begnügt man sich daher mit der Geostrophie und behilft sich, indem man ein

Tiefenniveau annimmt, auf dem die Horizontal-Geschwindigkeit verschwindet (*level of no motion*), um so die relativen Geschwindigkeiten in absolute umzurechnen. Integriert man die Geschwindigkeit über die Tiefe, um einen Transport zu berechnen, so führt eine falsche Annahme für den *level of no motion* sofort zu verfälschten Transporten. Dies ist ein Grund dafür, daß auch heute noch die Schätzungen für Transporte in den Weltmeeren recht ungenau sind.

Die von Schlitzer (1993) beschriebene Version eines Inversmodells führt die Berechnungen zur Geostrophie nur ein einziges Mal durch. Dies geschieht vor Beginn der Optimierung, tatsächlich sogar durch ein gesondertes Programm. Dazu müssen die Temperatur- und Salzgehalts-Daten für (fast) das ganze Modellvolumen vorliegen, um damit dynamische Höhen, deren Differenzen in benachbarten Säulen und schließlich Scherungen der Wassertransporte zu berechnen. Die einmal vorab berechneten Scherungen werden dann im Verlauf der Optimierung ähnlich wie die θ - und S -Daten als Vergleichswerte benutzt.

2.4 Kostenfunktion und Optimierung

Nach der Lösung der linearen Gleichungssysteme (siehe Abschnitt 2.2) ist der Ozeanzustand im Rahmen des Modells vollständig bestimmt. Danach wird die Güte dieses Zustands gemessen. Dazu wird eine Kostenfunktion $K(\vec{p})$ ausgewertet, deren Aufbau die Eigenschaften von 2RAIOM maßgeblich bestimmt. Die Kostenfunktion ist die Summe einer Reihe von Termen, die sich in drei Klassen einteilen lassen:

1. Messung der Abweichung des Zustands von den vorgegebenen Meßdaten,
2. Messung der Abweichung des Zustands von einer inneren Konsistenz,
3. zusätzliche Bedingungen zur Stabilisierung.

Zu 1. (Abweichung von Meßdaten): Für folgende Größen können derzeit Meßdaten mit den zugehörigen Fehlerangaben in das Modell eingebracht werden (Die Zahlen in Klammern entsprechen der Numerierung der Terme von Schlitzer 1993, pp. 25–28.):

- Temperatur (11+13) und/oder Salzgehalt (12+14) für jede Gitterbox,
- Süßwasserfluß (2) und/oder Oberflächenwärmefluß (9) für jede Gittersäule,
- beide Mischungskoeffizienten (15),
- vertikale Scherungen der Transporte, d. h. statische Geostrophie (1),
- a priori-Daten für Massen- und Wärmetransporte (8).

Für jede Meßgröße x hat der zugehörige Strafterm $B(x)$ der Kostenfunktion die Form

$$B(x) = k \cdot \sum_i k_i \cdot \left(\frac{\hat{x}_i - x_i}{\sigma_{\hat{x}_i}} \right)^2,$$

hier sind k ein frei wählbarer Gewichtungsfaktor, k_i ein vom Gitter abhängiger Gewichtungsfaktor und $\sigma_{\hat{x}_i}$ eine Fehlerabschätzung für den Meßwert \hat{x}_i ; die Summe läuft über alle Boxen (Säulen, Flächen, ...), für die die Meßwerte \hat{x}_i vorliegen. x_i ist der zu \hat{x}_i gehörige modellinterne Parameter. Dabei ist es gleichgültig, ob x_i ein *freier* oder ein *abhängiger* Parameter ist; dies ist eine der Stärken der inversen Modellierung. Der Exponent (bei 2RAIOM stets gleich 2) ist im Prinzip frei wählbar; wichtig ist jedoch, daß $B(x)$ stets größer oder gleich Null ist. Da 2RAIOM den adjungierten Formalismus verwendet, muß $B(x)$ darüberhinaus differenzierbar sein.

Die Gewichtungsfaktoren k für die einzelnen Terme der Kostenfunktion müssen vom Benutzer des Modells gewählt werden, wobei stets $k \geq 0$ erfüllt sein muß (siehe Tabelle 9.3). Ein gewisses Maß an Subjektivität ist dabei unvermeidlich, wenn auch die Zahlwerte von $\left(\frac{\hat{x}_i - x_i}{\sigma_{\hat{x}_i}} \right)^2$ am Ende der Optimierung einige Hinweise geben: Zahlen deutlich größer als 1 zeigen an, daß das Modell die Meßdaten nur sehr schlecht reproduziert hat; in diesem Falle sollte der Gewichtungsfaktor für den zugehörigen Term größer gewählt werden. Zahlen deutlich kleiner als 1 zeigen eine unnötig präzise Reproduktion an, bei der die Gefahr von Instabilität wächst, d. h. kleine Änderungen der Meßdaten können große Änderungen im Rekonstruktionsergebnis in den *nicht* von Daten abgedeckten Regionen oder Parametern bewirken. In diesem Falle sollte der Gewichtungsfaktor also verkleinert werden.

Der neu konstruierte Strafterm *Korrelation mit Wind* ist deutlich anders aufgebaut (siehe Kapitel 4), mißt aber ebenfalls eine Abweichung des Modellzustands von externen Daten und gehört daher zu dieser Klasse von Straftermen.

Zu 2. (Abweichung von Konsistenz): In der ursprünglichen Version von 2RAIOM wurde die näherungsweise Einhaltung der *linear vorticity balance*

$$\beta v = -f \frac{\partial w}{\partial z}$$

gefordert (4), hierbei bedeuten v und w die Meridional- und die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit, z die Tiefe, f den Coriolisparameter und $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$, für eine Herleitung siehe z. B. Wunsch (1996). Die linear vorticity balance war programmtechnisch eng mit der statischen Geostrophie verknüpft und wird deshalb in dieser Arbeit nur bei den Experimenten A und B zu Referenzzwecken benutzt (vgl. Tabelle 9.1). Die dynamische Geostrophie der neuen Version von 2RAIOM gehört ebenfalls zu dieser Klasse von Straftermen; sie wird ausführlich in Kapitel 4 beschrieben.

Manche inversen Ozeanmodelle verlangen die näherungsweise Erhaltung von Masse und Energie; dies ist bei 2RAIOM nicht nötig, da es per Konstruktion massen- und energieerhaltend ist.

Zu 3. (Bedingungen zur Stabilisierung): Das vorliegende Modell gehört wie die meisten Inversmodelle im mathematischen Sinne zu der Klasse der *schlecht gestellten Probleme* (Louis 1989), und das aus mehreren Gründen:

1. (Existenz einer Lösung) Es ist nicht sicher, daß es zu den angegebenen Meßdaten (θ, S, \dots) eine Zirkulation gibt, die die Meßdaten reproduziert. Es ist denkbar, daß die Meßfehler einen Satz von Daten generieren, der so niemals durch eine reale Zirkulation zustande kommen könnte.
2. (Eindeutigkeit der Lösung) Wenn eine Zirkulation existiert, die die Meßdaten – exakt oder nur näherungsweise – reproduziert, so ist nicht sicher, daß diese Zirkulation auch eindeutig ist. Es ist sogar denkbar, daß es ganze Mannigfaltigkeiten von Zirkulationen gibt, die die Meßdaten exakt reproduzieren. Unter diesen vielen Zirkulationen muß dann nach gewissen Kriterien eine als Optimum ausgewählt werden.
3. (Robustheit der Lösung) Wenn es eine die Meßdaten optimal reproduzierende Zirkulation gibt, so ist nicht sicher, daß diese auch stetig von den Meßdaten abhängt: Es ist denkbar, daß sehr kleine Änderungen in den Meßdaten zu sehr großen Änderungen in der optimalen Zirkulation führen.

Um robuste Lösungen zu finden, ist es daher erforderlich, eine sogenannte Regularisierung durchzuführen. Dafür sind einerseits manche Forderungen abzuschwächen; so wird in 2RAIOM die Reproduktion der Meßdaten eben nur innerhalb der Fehlergrenzen, aber nicht exakt, gefordert. Andererseits müssen neue Forderungen an die Lösung gestellt werden, die nicht notwendigerweise wirklich physikalisch motiviert sein müssen. Einem üblichen Ansatz folgend (Louis 1989) wurde zur Regularisierung die Glätte verschiedener Größen gefordert, d. h. diese Größen sollen möglichst keine starken Schwankungen aufweisen. Im einzelnen werden die räumlichen, horizontalen zweiten Ableitungen folgender Größen mit Straftermen in der Kostenfunktion versehen:

- Süßwasserfluß (3),
- Oberflächenwärmefluß (10),
- Vertikalkomponente der Geschwindigkeit (5),
- Referenzgeschwindigkeiten (bei Benutzung der statischen Geostrophie, 6)
- zonale Komponente der Horizontalgeschwindigkeit (nur in einem Band von 10° beiderseits des Äquators, 7)

Für jede Meßgröße x hat der zugehörige Strafterm $B(x)$ der Kostenfunktion die Form

$$B(x) = k \cdot \sum_i k_i \cdot [(x_s - 2x_i + x_n)^2 + (x_w - 2x_i + x_e)^2],$$

hier bedeuten wieder k und k_i Gewichtungsfaktoren sowie x_e, x_w, x_n, x_s die x entsprechende Größe in den Nachbarboxen. Einzelheiten hierzu können der Arbeit von Schlitzer (1993, pp. 26–28) entnommen werden. Diese Wahl der Regularisierung bewirkt, daß 2RAIOM (bei geeigneter Wahl der Gewichtungsfaktoren) die glatteste Lösung berechnet, die mit allen Daten verträglich ist. Dies ist Ausdruck von *Occam's Razor*: Von mehreren zu allen Daten passenden Lösungen ist die einfachste auch die beste. Die Abwesenheit von Strukturen in der Lösung bedeutet also nicht, daß diese Strukturen in der Realität nicht vorhanden sind bzw. waren, sondern nur, daß die vorhandenen Daten keine Aussage über diese Strukturen zulassen. Man beachte, daß diese Regularisierung einen vollkommen ruhenden Ozean favorisiert, denn aufgrund der endlichen Ausdehnung der Ozeanbecken führt jede andere Form der Zirkulation an den Rändern zu einer nichtverschwindenden zweiten Ableitung der Geschwindigkeit.

Ist nun die Kostenfunktion $K(\vec{p})$ konstruiert, so kann die Lösung des schlecht gestellten Problems auf das Problem der Minimierung der Kostenfunktion zurückgeführt werden. Für sehr einfache Probleme läßt sich dies analytisch durchführen, bei 2RAIOM ist das nicht der Fall. Daher wird ein numerisch-iteratives Verfahren angewendet: Ausgehend von einem im Prinzip beliebig wählbaren Satz von freien Parametern \vec{p}_0 werden immer wieder die Kostenfunktion ausgewertet und daraufhin die Parameter leicht variiert, bis ein optimaler Satz von Parametern \vec{p}_{opt} gefunden ist. Als Minimierungsverfahren kommt ein quasi-Newton-Algorithmus (Gilbert und Lemaréchal 1989) zum Einsatz, der nicht nur die Kostenfunktion K selbst auswertet, sondern auch deren erste Ableitung nach den Parametern $\frac{\partial K}{\partial \vec{p}}$. Dieses Vorgehen hat zwar den Nachteil, daß nicht nur die Berechnung von K implementiert werden muß, sondern auch die von $\frac{\partial K}{\partial \vec{p}}$,³ es bringt aber einen enormen Gewinn an Rechenzeit mit sich: Jede Iteration bei der Minimierung benötigt jeweils eine Auswertung von K und $\frac{\partial K}{\partial \vec{p}}$, wobei letztere etwa um einen Faktor 5 mehr Rechenzeit kostet als erstere. Demgegenüber steht die Berechnung der Ableitung mit einer Approximation durch die Sekante; dabei wäre für jeden freien Parameter eine Auswertung von K nötig, hier also $n_p = 7757$ Auswertungen. Die Programmierung und Verwertung der ersten Ableitung bringt also größenordnungsmäßig einen Faktor 1000 an Gewinn in der Rechenzeit. Man beachte, daß der Gewinn von der verwendeten Gitter-Geometrie abhängig ist: Wenn die Zahl der Boxen und damit die Zahl der freien Parameter steigt, so steigt auch der Rechenzeitgewinn gegenüber einem ohne adjungierten Formalismus programmierten Modell an.

In Abbildung 2.3 ist die Funktionsweise von 2RAIOM anschaulich dargestellt: Zunächst werden in einem Vorwärtsschritt aus den freien, aber möglicherweise nicht beobachtbaren Parametern die abhängigen Parameter berechnet. Letztere sind so gewählt, daß sie beobachtbaren Größen entsprechen. Danach wird der Vergleich mit den zur Verfügung stehenden Daten durchgeführt. Aus den Abweichungen werden im adjungierten Schritt Korrekturen für die abhängigen

³In 2RAIOM wurde zusätzlicher Code eingefügt, um die Korrektheit des Programm-Codes für $\frac{\partial K}{\partial \vec{p}}$ zu prüfen. Tatsächlich konnten so einige kleine Fehler frühzeitig entdeckt und beseitigt werden.

Abbildung 2.3: Schematische Funktionsweise von 2RAIOM: Nach einer Initialisierung werden Vorwärtsschritt und adjungierter Schritt so oft wiederholt, bis der Vergleich mit den Meßdaten eine hinreichende Approximation ergibt. Nähere Einzelheiten siehe Text.

Parameter berechnet, so daß ein neuer, verbesserter Satz von Parametern zur Verfügung steht und die nächste Iteration beginnen kann. Die bei der iterativen Optimierung verwendete Abbruchbedingung wird in Kapitel 3 bei Experiment A beschrieben.

Im Gegensatz zu Schlitzer (1993) wurde die Optimierung bei allen hier vorgestellten Experimenten mit einem ruhenden Ozean begonnen: Die Geschwindigkeiten und Oberflächenwärmeflüsse sind gleich Null. Ein Grund ist praktischer Natur: Die Berechnung eines besonderen Startzustands, wie sie Schlitzer (1993, p. 31) vornimmt, benötigt wiederum volumenfüllende Daten für θ und S , wie sie für den Paläozean ja nicht vorliegen. Nun könnte man auch für Simulationen des Paläozeans von einem Ozeanzustand aus starten, der mit rezenten Daten berechnet wurde. Damit stellt sich aber ein eher theoretisches Problem: Wie hängt der vom Modell ermittelte optimale Ozeanzustand vom Startzustand ab? Günstig wäre es, wenn vollkommen unabhängig vom Startzustand immer das gleiche, nämlich das globale Optimum gefunden würde. Es ist aber nicht auszuschließen, daß die Kostenfunktion K außer dem globalen Minimum noch weitere, lokale Minima besitzt. Damit ist es aber wahrscheinlich, daß die Optimierungsroutine immer nur ein dem Startzustand nahegelegenes lokales Minimum findet. Das Modell hätte dann gewissermaßen ein „Gedächtnis“ für den Startzustand. Insbesondere könnte es dann leicht geschehen, daß das Modell als Rekonstruktionsergebnis für den Paläozean stets Zustände liefert, die dem rezenten Ozean sehr ähnlich sind, obwohl andere, vom rezenten Ozean weiter entfernte Zustände noch bessere Anpassungen an die Daten liefern. Aus diesen Erwägungen heraus wurde als Startzustand ein möglichst neutraler, eben der ruhende Ozean gewählt, zumal dieser von der gewählten Kostenfunktion bevorzugt wird (siehe oben).

Die Mischungskoeffizienten bekamen als Startwerte ihre jeweiligen Datenwerte ($k_h = 5 \cdot 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$, $k_v = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, Olbers et al. 1985; Olbers und Wenzel 1989), da das Einsetzen von Null weder physikalisch noch mathematisch sinnvoll ist.

Kapitel 3

Experimente ohne dynamische Geostrophie

In diesem Kapitel wird eine Reihe von Experimenten vorgestellt, die mit dem noch unveränderten Modell durchgeführt wurden, also ohne die neu eingeführte dynamische Geostrophie. Anhand einiger Beispiele werden zum einen allgemeine Eigenschaften und Probleme der verwendeten Techniken vorgestellt, zum anderen wird gezeigt, daß (und warum) die alte Version von 2RAIOM für die Anwendung auf den Paläozean schlecht geeignet ist.

Experiment A lehnt sich eng an die Experimente von Schlitzer (1993) an. Es dient als Kontrollexperiment und Meßlatte für alle weiteren Experimente, daher wurde eine annähernd optimale Situation durchgespielt. Die Eingabedaten für Temperatur und Salzgehalt decken fast das gesamte Modellvolumen ab; der Datensatz ist identisch mit dem von Schlitzer (1993, p. 7) verwendeten und wurde aus verschiedenen Quellen zusammengestellt. Die flächendeckenden Daten für den Süßwasserfluß leiten sich aus den Daten von Hellerman (1973) ab und wurden vom NCAR bereitgestellt. Die annähernd flächendeckenden Daten des Oberflächenwärmefluß stammen von Oberhuber (1988); sie basieren also im wesentlichen auf dem COADS-Datensatz (Woodruff et al. 1987). Solch eine Datenfülle steht natürlich nur für den rezenten Ozean zur Verfügung. Desweiteren wurden die sogenannten a priori-Transporte benutzt, die bereits Schlitzer (1993, p. 27, Term Nr. 8) verwendete. Sie schreiben an verschiedenen Positionen (siehe Abbildung 3.2) Volumen- oder Wärmetransporte vor. Im Unterschied zu Schlitzer (1993, p. 31) wurde aber die Optimierung von einem ruhenden Ozean aus gestartet. Das bedeutet insbesondere, daß dem Modell keinerlei Information über den Wind vorlag. In der ursprünglichen Version von 2RAIOM wurde der Einfluß des Windes hingegen berücksichtigt, indem die Transporte des Startzustands in den oberen Schichten um Ekman-Transporte korrigiert wurden (Schlitzer 1993, p. 11). Experiment A benutzt die alte Formulierung der geostrophischen Bedingung (statische Geostrophie): die vertikalen Scherungen der Fließgeschwindigkeiten werden an solche Scherungen herangeführt, die über

Experiment A

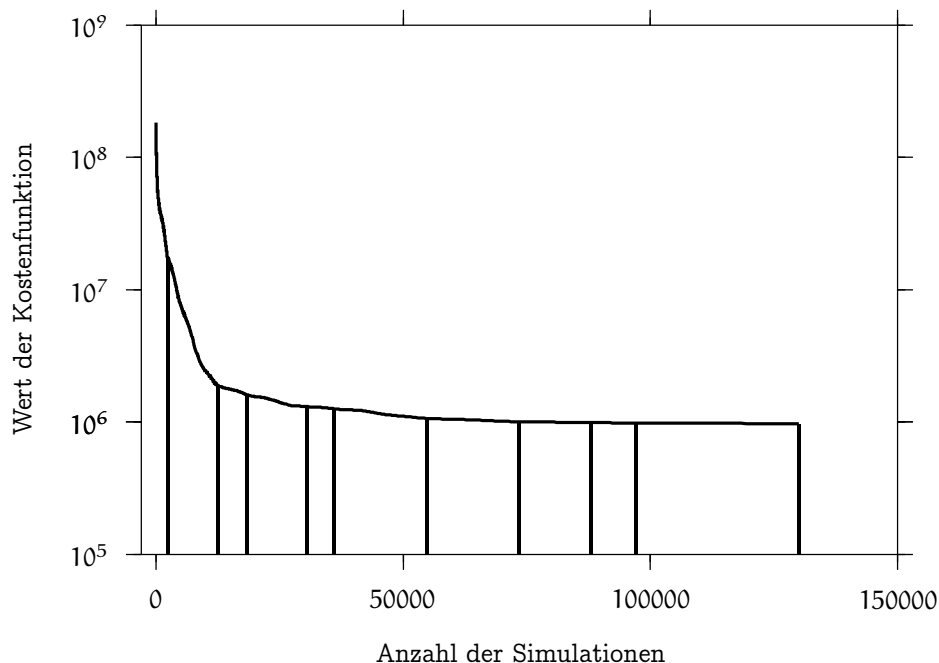


Abbildung 3.1: Das Absinken der Kostenfunktion im Verlauf der Optimierung von Experiment A. An den mit senkrechten Balken gekennzeichneten Stellen hat die Optimierungsroutine jeweils abgebrochen und ein Minimum gemeldet.

die geostrophische Bedingung und Druckprofile aus beobachteten Temperatur- und Salzgehalts-Daten berechnet wurden. In Abänderung zu den Experimenten von Schlitzer (1993, pp. 39ff) wurde für die Advektion ein Diskretisierungsschema gewählt, das mit einem Wert von 0,7 für den Kontrollparameter e zwischen den beiden Extremen Upstream-Schema ($e = 1$) und Centered-in-Space-Schema ($e = 0,5$) steht. Ferner wurden die Gewichtungsfaktoren, mit denen die Abweichungen der horizontalen und vertikalen Mischungskoeffizienten k_h und k_v von ihren Datenwerten in die Kostenfunktion eingehen (Term Nr. 15), schon bei Experiment A um jeweils einen Faktor 100 gegenüber ihren ursprünglichen Werten erhöht: Experimente ohne statische Geostrophie (hier nicht vorgestellt) zeigen, daß ohne diese Maßnahme die beiden Mischungskoeffizienten im Verlauf der Optimierung stark absinken, was mit einer Verlangsamung der Zirkulation insgesamt und insbesondere einer Abnahme des Overturnings im Nordatlantik einhergeht. Dieser Zusammenhang ist auch von Vorwärtsmodellen bekannt (siehe z. B. Bryan 1987).

In Abbildung 3.1 ist der Verlauf der Kostenfunktion während des Voranschreitens der Optimierung dargestellt. Die Kostenfunktion fällt von anfänglich $1,83 \cdot$

10^8 auf schließlich $9,68 \cdot 10^5$ ab, also um mehr als zwei Größenordnungen. Der Wert sinkt zunächst sehr schnell, später aber nur noch sehr langsam, was darauf hindeutet, daß die freien Parameter nur noch sehr wenig variiert werden, sich der Modellzustand also kaum noch ändert. Dies ist das einzige Experiment, das bis zum Ende ausiteriert wurde, d. h. die Minimierungsroutine findet, von diesem Endzustand ausgehend, keine bessere Lösung mehr. Zwischenzeitlich hat die Routine allerdings mehrfach abgebrochen und fälschlich gemeldet, das Optimum gefunden zu haben; bei einem Neustart vom angeblichen Optimum aus wurden aber dennoch weitere, bessere Zustände gefunden. Dies ist ein bekanntes Phänomen der hier für die nichtlineare Optimierung benutzten Routine M1QN3 (Gilbert und Lemaréchal 1989). Diese Unzuverlässigkeit bedeutet, daß man ein anderes Kriterium für die Beendigung eines Einzelexperiments finden muß als das mathematisch korrekte $f' = 0$ oder dessen abgeschwächte Form $|f'| < \epsilon$ (mit einem geeignet gewählten ϵ). Da das Ausiterieren viel zu aufwendig ist (Experiment A hat auf einer schnellen Workstation knapp eine Woche gedauert), wurde die Anzahl der Iterationen für alle weiteren Experimente willkürlich auf 25000 begrenzt (entsprechend ca. 20 Stunden CPU-Zeit). Die Gültigkeit dieser Näherung muß durch Betrachtung des Verlaufs der Kostenfunktion stets geprüft werden: Der Endwert muß klein sein gegenüber dem Startwert, und die Kostenfunktion darf kurz vor Abbruch der Optimierung nur noch sehr langsam sinken. Dies ist bei allen weiteren Experimenten der Fall.

Die modellierte Oberflächenzirkulation von Experiment A ist in Abbildung A.1 dargestellt. Deutlich sind der Antarktische Zirkumpolarstrom (ACC) und der Äquatorialstrom zu erkennen. Die subtropischen Gyren von Nord- und Südatlantik sind kaum ausgeprägt. Auffällig ist ein kleiner Wirbel vor der Küste Nordamerikas südlich von Nova Scotia: er ist die direkte Folge eines für diesen Ort vorgeschriebenen a priori-Transports (Abbildung 3.2 und Tabelle 3.1). Dieser spezielle Term in der Kostenfunktion treibt den Transport des Golfstroms dort zwar fast auf die geforderten 120 Sv in Richtung Osten, doch bleibt dieser Effekt lokal begrenzt, da durch die unmittelbar südlich angrenzende Gittersäule bereits fast 80 Sv wieder nach Westen fließen. Um diesen lokalen „Kurzschluß“ zu verhindern, müßte ein Term der Kostenfunktion die meridionale Änderung der zonalen Komponente der Horizontalgeschwindigkeit bestrafen. In 2RAI-OM werden aber nur zonale Änderungen dieser Komponente bestraft, und das auch nur in einem schmalen Band entlang des Äquators (siehe Schlitzer 1993, p. 27, Term Nr. 7). Um solche „Kurzschlüsse“ zu verhindern, wären also zusätzliche Terme in der Kostenfunktion notwendig, oder es müßten alternativ weitere a priori-Transporte in der Nachbarschaft der bereits bestehenden vorgeschrieben werden.

In Abbildung 3.3 ist dargestellt, wie sich die a priori-Volumentransporte im Verlauf der Optimierung ihren Sollwerten annähern. Es fällt auf, daß an fast allen Positionen die Transporte sehr schnell annähernd ihre endgültigen Werte erreichen, nur der ACC hinkt der allgemeinen Entwicklung hinterher. Die Erklärung hierfür ist wahrscheinlich, daß sich die meisten a priori-Transporte durch Bildung lokaler Wirbel wie beim Golfstrom aufbauen. Dies ist für den

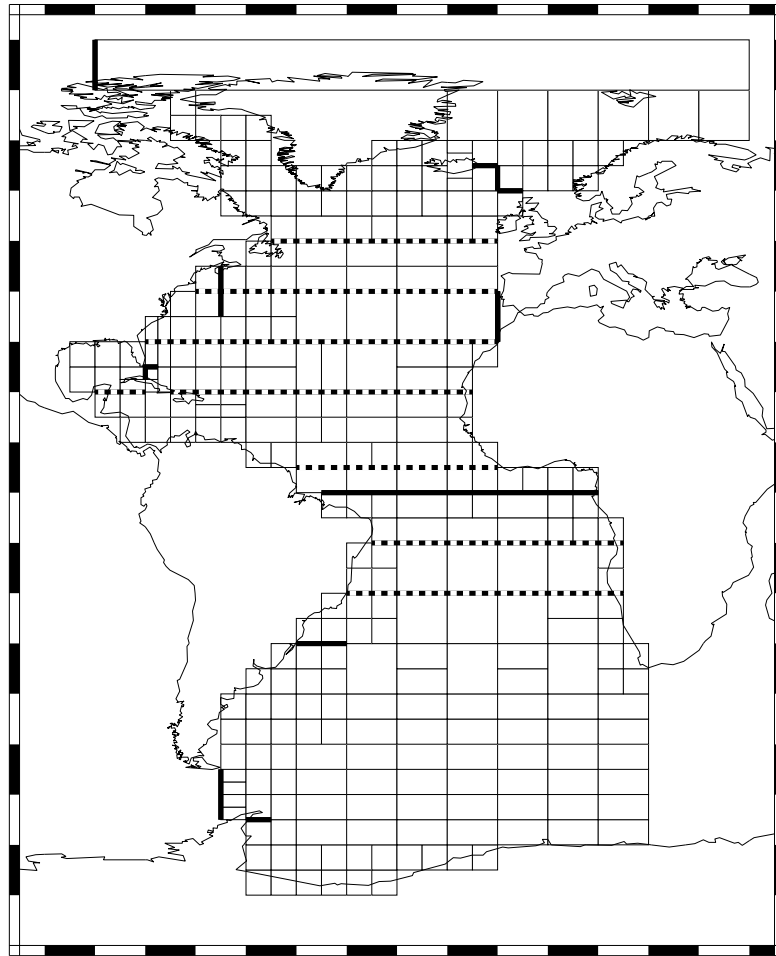


Abbildung 3.2: Die Orte, an denen a priori-Informationen vorgegeben werden: Bei Experiment A werden über die fett gezeichneten Grenzen Volumentransporte vorgegeben, an den gestrichelt gezeichneten Wärmetransporte. Siehe auch Tabelle 3.1.

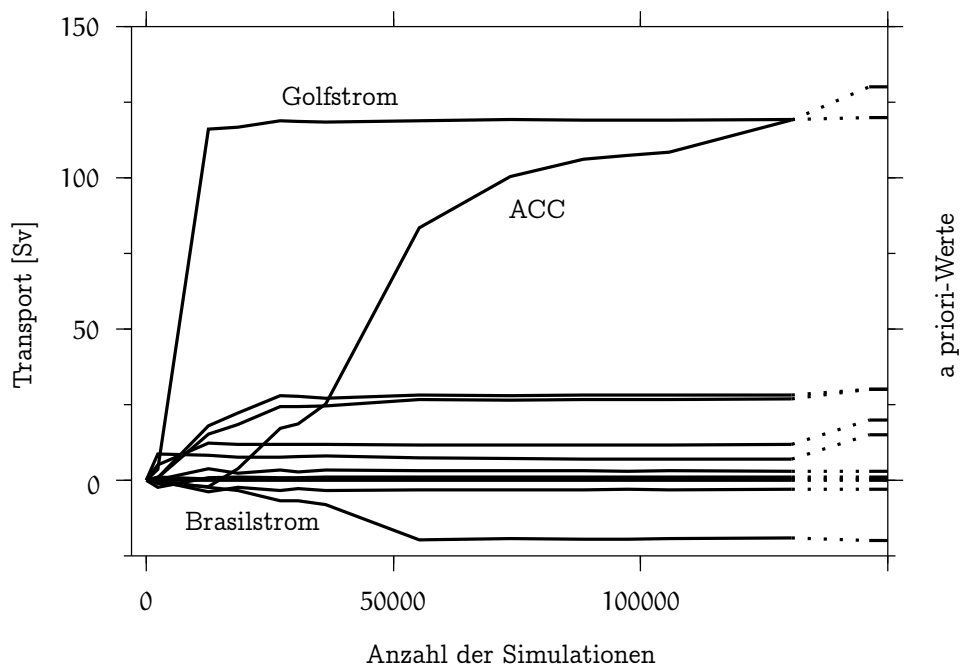


Abbildung 3.3: Annäherung der Volumentransporte an die vorgegebenen a priori-Werte bei Experiment A. Rechts sind die a priori-Werte eingetragen, die punktierten Linien ordnen die tatsächlich erreichten Werte den Sollwerten zu.

Ort/Bezeichnung	a priori	A	B	C
Drake-Passage	130,0	119,2	-2,4	-0,1
Golfstrom vor Cape Cod	120,0	119,2	1,3	4,7
Florida-Strom (nordwärts)	30,0	28,1	3,4	4,2
Florida-Strom (ostwärts)	30,0	26,9	2,6	4,1
Transport über den Äquator in den oberen Schichten (0-520 m)	20,0	11,9	5,8	4,5
Island-Schottland-Einstrom in das Norwegische Becken (0-520 m)	15,0	6,9	4,9	4,7
Einstrom ins Mittelmeer (0-520 m)	3,0	3,0	0,3	-1,2
Beringstraße	1,0	1,0	-0,6	-1,6
Larsen-Schelfeis	0,5	0,5	0,1	0,2
Gesamttransport ins Mittelmeer	0,0	0,0	6,4	4,2
Ausstrom aus dem Mittelmeer (520-1500 m)	-3,0	-3,0	6,1	5,4
Brasilstrom	-20,0	-19,1	-0,5	-0,4

Tabelle 3.1: Die a priori-Werte für Volumentransporte (angelehnt an die Zahlen von Schlitzer 1993, p. 27, Term Nr. 8) sowie die in den Experimenten A, B und C tatsächlich erreichten Werte, alle Zahlen in Sv. Positive Zahlen bezeichnen ost- oder nordwärts gerichtete Transporte, negative Werte bezeichnen west- oder südwärts gerichtete Transporte. Siehe auch Abbildung 3.2.

ACC nicht möglich, da sein Transport durch Integration über den gesamten Querschnitt der Drake-Passage gebildet wird.

In der meridionalen Stromfunktion (Abbildung 3.4) ist die generelle Zirkulation des Atlantiks zu erkennen: In den oberen ca. 1000 bis 1300 m der Wassersäule erfolgt ein nordwärts gerichteter Transport. Im Nordmeer findet die Produktion von Tiefenwasser statt, welches nach Überschreiten der Grönland-Island-Schottland-Schwelle bis in Tiefen von etwa 3500 m absinkt. Die Overturning-Zelle hat eine Stärke von knapp 16 Sv (vgl. Tabelle 9.2). Zwischen ca. 1000 und 4500 m Tiefe erfolgt ein südwärts gerichteter Transport des Nordatlantischen Tiefenwassers, das sich dabei mit anderen Wassermassen mischt. Der Export in den Südozean beträgt ca. 10 Sv. Unterhalb von 4500 m Tiefe ist der Einstrom von Antarktischem Bodenwasser zu erkennen, welches bei etwa 10° N eine Overturning-Zelle von 4 Sv herausbildet. Bei etwa 30° S findet starkes Upwelling statt, nur 10° nördlich davon starkes Downwelling.

Auffällig ist das Fehlen praktisch aller Strukturen der Zirkulation, die auf den Windeinfluß zurückgehen, wie z. B. die subtropischen Gyren von Nord- und Südatlantik in der Oberflächenzirkulation oder der Upwelling- und Downwelling-Gebiete nahe des Äquators, die in der meridionalen Stromfunktion sichtbar werden müßten. Dem Modell standen jedoch – abgesehen von manchen a priori-Transporten – keinerlei direkte Informationen über den Wind oder damit in Zusammenhang stehende (Ekman-)Transporte zur Verfügung, insofern ist dieses Resultat nicht überraschend. Das in den Temperatur- und Salzgehaltsdaten

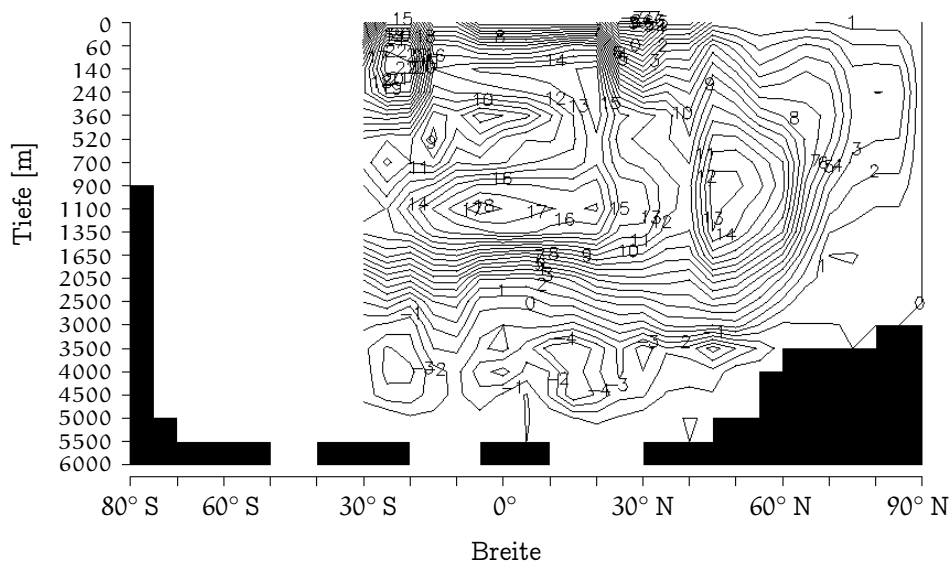


Abbildung 3.4: Die meridionale Stromfunktion des Atlantik bei Experiment A. Die Darstellung ist bei 32° S abgeschnitten, da südlich des Kaps der guten Hoffnung die Stromfunktion nicht definiert ist. Zahlen bezeichnen Transporte in Sv, der Isolinienabstand beträgt 1 Sv. Die Bodentopographie ist mit der im Modell realisierten Auflösung dargestellt.

implizit enthaltene Signal reicht in Verbindung mit der statischen Geostrophie nicht aus, um windgetriebene Strömungen zu rekonstruieren.

Die modellierten potentiellen Temperaturen stimmen mit den Daten recht gut überein, wie meridionale Schnitte bei 30° W zeigen (Abbildungen A.2 und A.3). Das Absinken der Isothermen bei 30° N und 30° S wird reproduziert, auch dessen Asymmetrie wird korrekt wiedergegeben. Lediglich im polaren Atlantik gibt es systematische Fehler mit zu kalten Temperaturen; dies liegt u. a. daran, daß das Gefrieren von Wasser zu Eis in der Modellphysik nicht enthalten ist. Die modellierten Salzgehalte (Abbildung A.4) weisen ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Daten auf. Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit den Resultaten von Schlitzer (1993, pp. 43ff).

Die modellierten Temperaturen weichen im Mittel (im root-mean-square-Sinne) um $0,94^\circ\text{C}$ von den Beobachtungsdaten ab, die Salzgehalte weisen einen mittleren Fehler von $0,16$ psu auf. Dies ist jeweils in der Größenordnung der mittleren Fehlerangaben der Daten von $0,13^\circ\text{C}$ bzw. $0,02$ psu und zeigt ebenfalls eine gute Reproduktion der Temperatur- und Salzgehaltsdaten an.

In Abbildung 3.5 sind für einige Lokationen die modellierten Geschwindigkeiten den geostrophischen Geschwindigkeiten, wie sie sich aus den modellierten Temperaturen und Salzgehalten ergeben, gegenübergestellt. Wäre die geostrophische Bedingung exakt erfüllt, so dürften die grauen Profile gegenüber den schwarzen nur um eine (noch vom geographischen Ort abhängige) Konstante verschoben sein, die Form müßte jedoch jeweils gleich sein. Leichte Abweichungen sind zu erwarten und auch nicht zu beanstanden, da die Geostrophie in der Natur nur näherungsweise erfüllt ist. Offenbar sind in Experiment A jedoch deutliche Abweichungen vorhanden. Die Ursache sind einerseits Abweichungen der modellierten Temperaturen und Salzgehalte von den beobachteten, andererseits weichen die modellierten Transporte und deren Scherungen von denjenigen Scherungen ab, die aus den beobachteten Temperaturen und Salzgehalten berechnet wurden.

Der meridionale Wärmetransport im Atlantik läßt sich in guter Näherung durch Integration der Oberflächenwärmeflüsse vom Nordpol aus nach Süden bestimmen, da die Beiträge der Beringstraße und der Straße von Gibraltar klein sind gegenüber der Wechselwirkung mit der Atmosphäre. In Abbildung 3.6 ist der so berechnete Wärmetransport dem Soll-Transport, wie er sich aus den Randbedingungen des COADS-Datensatzes ergibt, gegenübergestellt. Man beachte, daß die in Experiment A verwendeten a priori-Nebenbedingungen für die Wärmetransporte teilweise vom COADS-Datensatz abweichen: südlich von 25° N sind die a priori-Wärmetransporte deutlich höher als die COADS-Werte. (Die Werte wurden von Schlitzer (1993, p. 76) so gewählt, um die unbefriedigend kleinen modellierten Transporte zu erhöhen.) Das Modellresultat stimmt zwischen Nordpol und 30° N gut mit den Beobachtungsdaten überein; tatsächlich sind die modellierten Transporte etwas größer, da sich die zonale Integration über das gesamte Modellgebiet erstreckt, während die COADS-Daten in hohen nördlichen Breiten Lücken aufweisen. Südlich von 30° N ermittelt das Modell aufgrund der

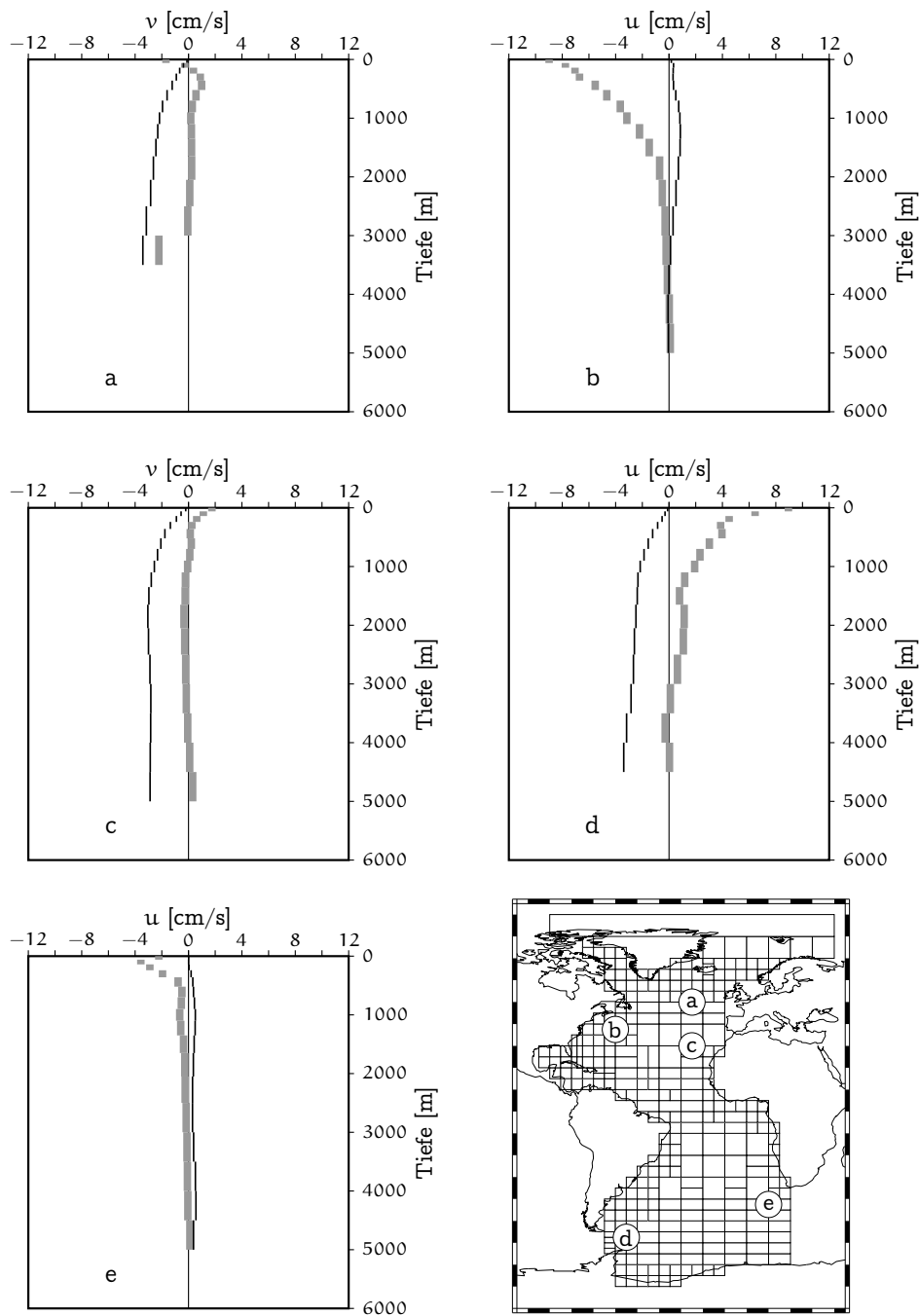


Abbildung 3.5: Geschwindigkeitsprofile an ausgewählten Orten im Atlantik für Experiment A. Grau: modellierte Geschwindigkeiten, schwarz: aus den modellierten Temperaturen und Salzgehalten über die geostrophische Bedingung berechnete Geschwindigkeiten. Positive Geschwindigkeiten sind nach Osten (Orte b, d und e) bzw. Norden (Orte a und c) gerichtet.

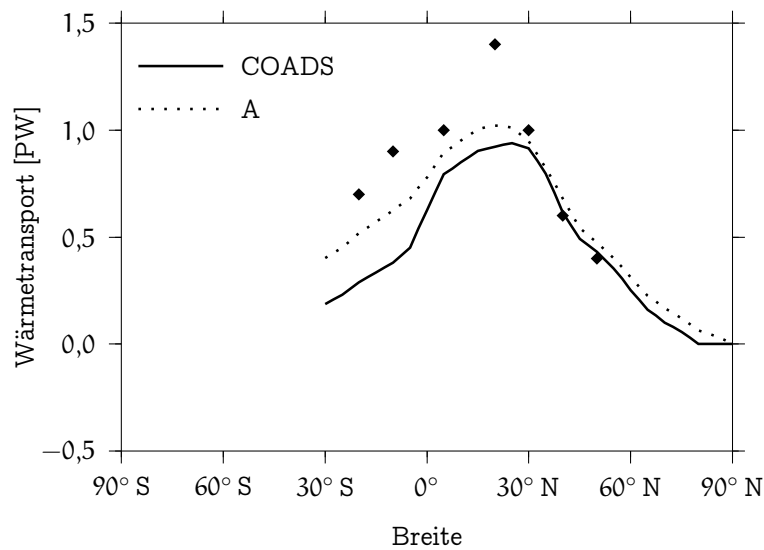


Abbildung 3.6: Die zonal integrierten meridionalen Wärmetransporte des Atlantik bei Experiment A im Vergleich zu den COADS-Beobachtungsdaten. Die Karos geben die a priori-Wärmetransporte an.

a priori-Nebenbedingungen nordwärtige Transporte, die deutlich größer sind als von COADS vorgegeben: Die Differenz wächst bis 30° S auf etwa $0,3$ PW an. Die von den COADS-Zahlen abweichenden a priori-Wärmetransporte werden jedoch nicht erreicht.

Experiment B

Für Experiment B wurden nur zwei Änderungen gegenüber Experiment A vorgenommen: Erstens wurde das Experiment nach 25000 Iterationen beendet, zweitens wurden die a priori-Informationen für Volumen- und Wärmetransporte nicht eingespeist. Daraufhin gehen die Volumentransporte drastisch zurück: Offensichtlich sind die großen Transporte nicht notwendig, um die beobachteten Temperaturen und Salzgehalte zu reproduzieren (die mittleren Fehler betragen $0,97^\circ\text{C}$ und $0,16$ psu, sind also nicht oder nur unwesentlich größer als bei Experiment A). In der Oberflächenzirkulation (Abbildung A.5) sind ACC und Golfstrom infolge der fehlenden a priori-Information zusammengebrochen; in der meridionalen Stromfunktion (Abbildung 3.7) ist zu erkennen, wie die Produktion von Nordatlantischem Tiefenwasser (NADW) auf $9,3$ Sv zurückgeht, der Export in den Südozean praktisch verschwindet, und die vom Antarktischen Bodenwasser (AABW) gebildete Zelle auf $3,8$ Sv zurückgeht (vgl. Tabelle 9.2). Auch das starke Up- und Downwelling zwischen 20° S und 30° S ist nicht mehr vorhanden.

Der meridionale Wärmetransport ist gegenüber Experiment A ebenfalls zurückgegangen (Abbildung 3.8): Nördlich von 40° N werden die COADS-Daten sehr gut reproduziert, südlich von 30° N ist der modellierte Wärmetransport um etwa konstant $0,25$ PW zu klein. Die Differenz entsteht größtenteils dadurch, daß

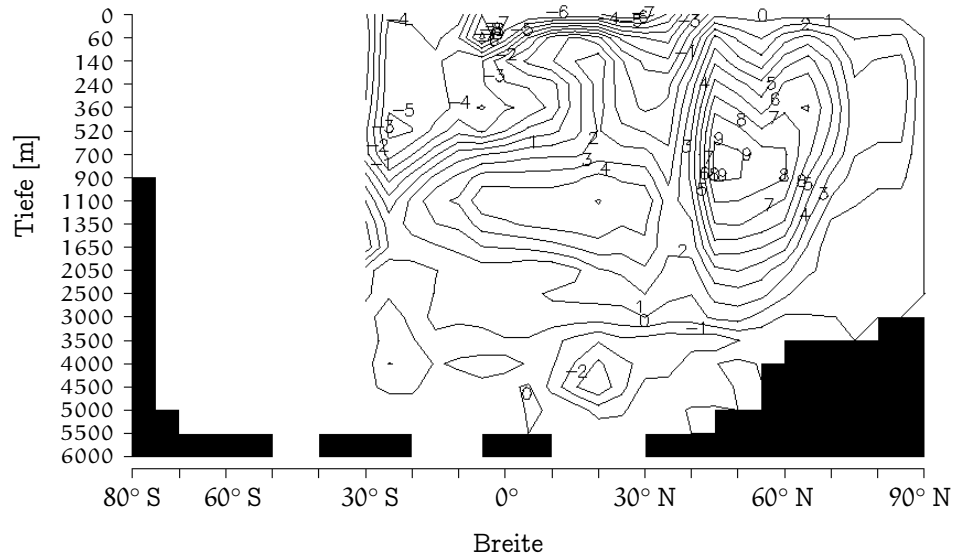


Abbildung 3.7: Die meridionale Stromfunktion von Experiment B.

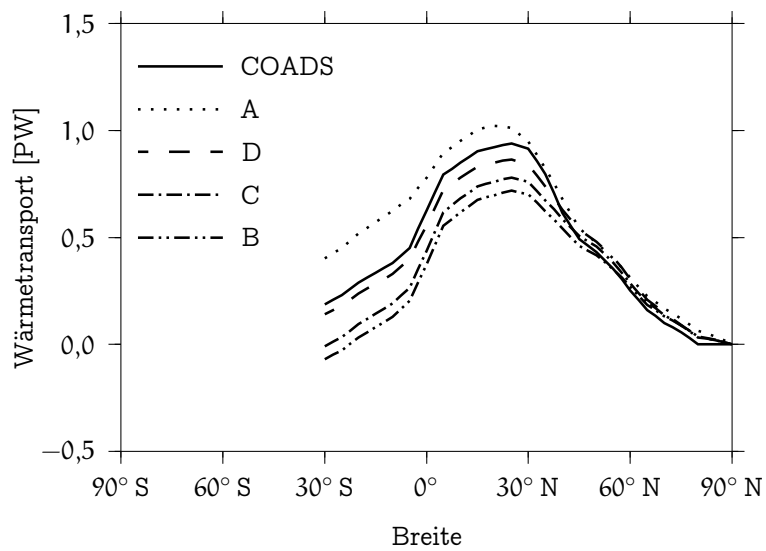


Abbildung 3.8: Die meridionalen Wärmeflüsse der Experimente A bis D im Vergleich zu den Beobachtungsdaten.

ein vom Golfstrom hervorgerufenen lokales Maximum im Oberflächenwärmefluß nicht ausgeprägt genug wiedergegeben wird (vgl. Abbildung A.22).

Experiment C

In Experiment C wurde gegenüber Experiment B darüberhinaus auf die statische Geostrophie (Term Nr. 1 der Kostenfunktion) verzichtet. Gleichzeitig wurden die Terme Nr. 4 (Abweichungen von der *linear vorticity balance*) und Nr. 6 (Glätte der Referenz-Geschwindigkeiten) außer Kraft gesetzt, da sie im Modell eng mit der Formulierung der statischen Geostrophie verknüpft sind (wegen Details siehe Schlitzer 1993). Die meridionale Stromfunktion verändert sich gegenüber Experiment B nur relativ wenig, die meridionalen Wärmetransporte steigen jedoch wieder ein wenig an: Die Differenz zu den COADS-Daten südlich von 30° N beträgt nur noch etwa 0,20 PW statt 0,25 PW (siehe Abbildung 3.8). Die mittleren Fehler von Temperatur und Salzgehalt sinken gegenüber Experiment B ein wenig ab (auf $0,87^\circ\text{C}$ und 0,15 psu): Da einige Zwangsbedingungen fallen gelassen wurden, können nun andere Bedingungen um so besser erfüllt werden. In Abbildung 3.9 wird deutlich, daß die Geostrophie nun noch deutlich schlechter als zuvor erfüllt ist.

Experiment D

Der nächste Schritt zur Annäherung an die Situation des glazialen Ozeans ist die Reduktion der Datenmenge. Der Datensatz von CLIMAP (1981) für die Meeresoberflächentemperatur enthält 153 Positionen innerhalb des Modellgebiets, die in 83 verschiedene Gitterboxen fallen. Für Experiment D wurde daher der rezente Datensatz auf eben diese 83 Daten für die Temperatur reduziert. Da der CLIMAP-Datensatz Temperaturrekonstruktionen nur für die Meeresoberfläche enthält, liegen alle diese 83 Datenpunkte in der obersten Schicht des Gitters, so daß das Modell direkte Informationen über den verbleibenden Rest der Wassersäule nur noch aus den Bedingungen an den offenen Rändern beziehen kann. Da CLIMAP keine Salzgehalte rekonstruiert hat, wurden die rezenten Salzgehaltsdaten komplett fortgelassen. Die Anzahl der einzelnen Daten hat sich damit von vormals 8691 (4345 θ -Werte und 4346 S-Werte) auf 83 drastisch verringert. Der Gewichtungsfaktor, mit dem die Abweichungen der modellierten Temperaturen von den Daten in die Kostenfunktion eingehen, mußte um einen Faktor 1000 erhöht werden; andernfalls ergeben sich Abweichungen von mehreren Dutzend Grad, in Experiment D betragen sie $0,045^\circ\text{C}$. Dies erscheint zunächst extrem wenig, denn der Fehler der CLIMAP-Temperaturen beträgt ca. 1°C , und es ist nicht sinnvoll, Daten wesentlich genauer zu reproduzieren, als deren Fehler angibt. Untersucht man die Abweichungen der modellierten Temperaturen in den Boxen, für die die Daten fortgelassen wurden, von eben diesen Daten, so findet man einen root-mean-square-Fehler von $10,3^\circ\text{C}$, also große Abweichungen. Aus den Abbildungen 3.10 und A.6 wird ersichtlich, was hier geschehen ist: Aufgrund des Fehlens hinreichender Information über den tiefen Ozean wird eine vollkommen unrealistische Zirkulation mit viel zu hohen Temperaturen in der Tiefe rekonstruiert, obwohl die wenigen, nur für die oberste Schicht vorliegenden Temperaturdaten sehr gut reproduziert werden. Solch eine Zirkulation ist nicht nur unvereinbar mit geologischen Befunden, sie ist auch inkonsistent mit den thermischen Eigenschaften von Seewasser: Aufgrund der Wärmeausdehnung kann nicht kaltes, dichtes Wasser über warmem, weniger dichten Wasser

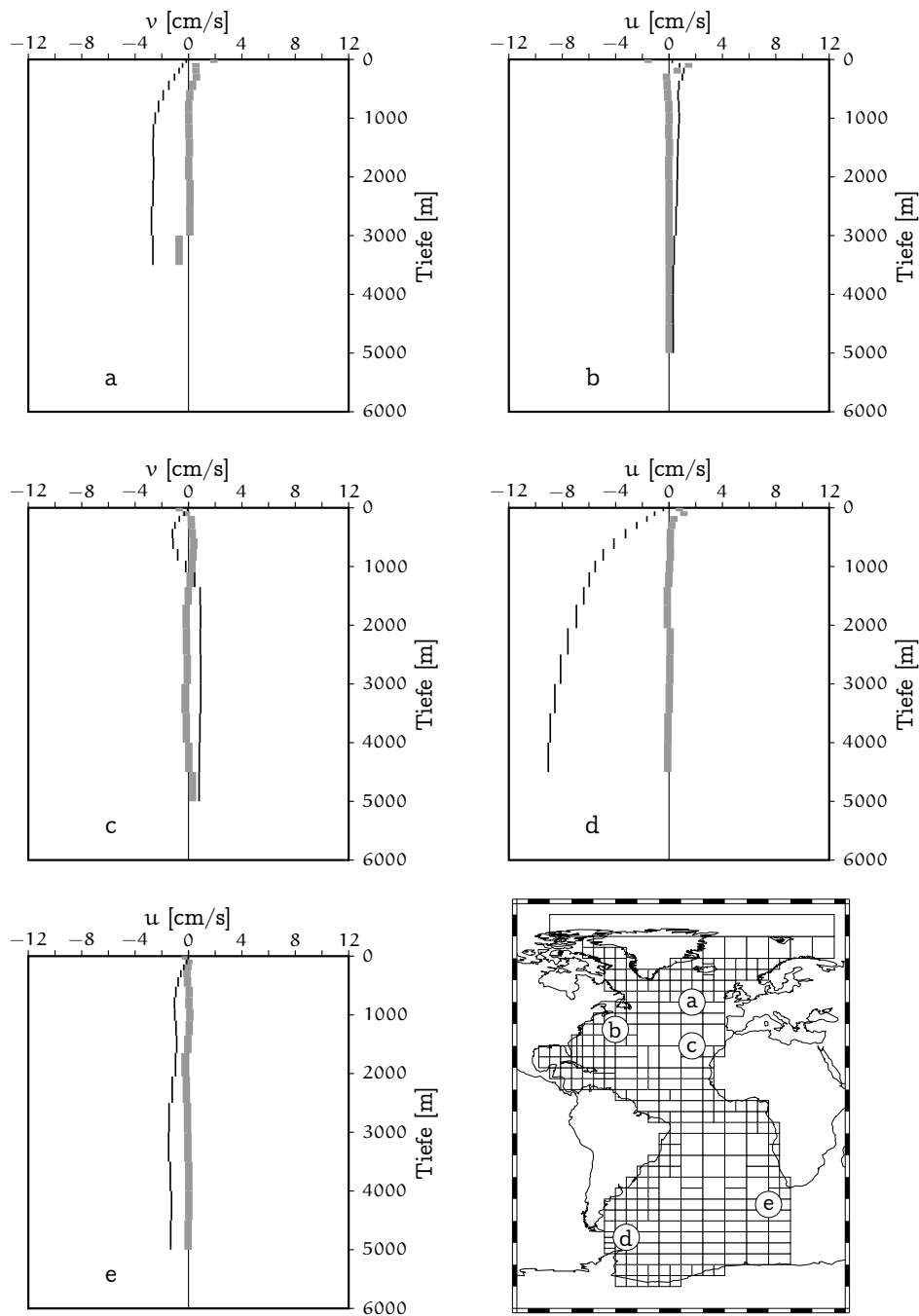


Abbildung 3.9: Geschwindigkeitsprofile an ausgewählten Orten im Atlantik für Experiment C. Grau: modellierte Geschwindigkeiten, schwarz: aus den modellierten Temperaturen und Salzgehalten über die geostrophische Bedingung berechnete Geschwindigkeiten. Positive Geschwindigkeiten sind nach Osten (Orte b, d und e) bzw. Norden (Orte a und c) gerichtet.

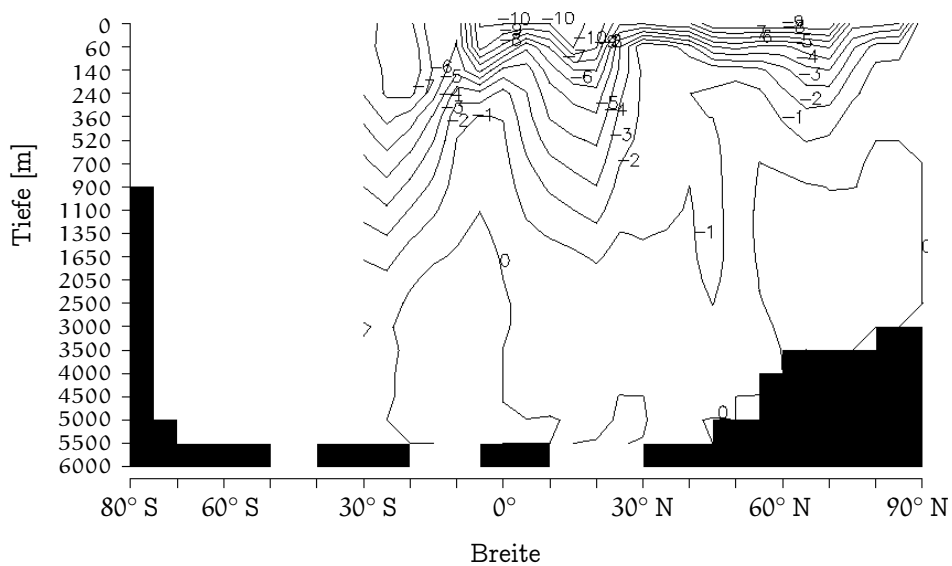


Abbildung 3.10: Die meridionale Stromfunktion von Experiment D.

geschichtet sein, wie es bei diesem Modellergebnis in polaren und subpolaren Breiten der Fall ist.

Wie Abbildung 3.8 zeigt, werden wegen der drastisch reduzierten Anzahl von Nebenbedingungen die verbliebenen Bedingungen um so besser erfüllt. Der modellierte meridionale Wärmetransport stimmt mit dem durch den COADS-Datensatz vorgeschriebenen hervorragend überein, die Differenz zu den COADS-Daten bleibt stets unter 0,1 PW.

Durch die Vorgabe von Oberflächenwärmeflüssen ist der meridionale Wärmetransport im Atlantik weitgehend festgelegt. Zusammen mit der Information, daß das oberflächennahe Wasser wärmer ist als das Tiefenwasser, ist dann auch die grobskalige Zirkulation festgelegt: oberflächennahes warmes Wasser strömt nach Norden, kälteres Wasser fließt in der Tiefe nach Süden.

In der ursprünglichen Version kann 2RAIOM dieses Zirkulationsmuster reproduzieren, solange Temperaturdaten für das gesamte Volumen vorliegen. Die absoluten Volumentransporte werden jedoch nicht reproduziert, es sei denn, sie werden durch Vorgabe von a priori-Transporten ausdrücklich erzwungen.

Mit der für das Letzte Glaziale Maximum (LGM) vorliegenden Datenmenge kann 2RAIOM solch ein Muster nicht reproduzieren. Vielmehr wird eine Zirkulation ermittelt, die zwar die wenigen eingegebenen Daten sehr gut wiedergibt, die aber mit den weniger zahlreichen Temperaturrekonstruktionen aus benthischen Foraminiferen nicht vereinbar ist: Diese zeigen an, daß die Temperaturen des Bodenwassers im LGM – im Gegensatz zu früheren Epochen – nicht wesentlich von den heutigen Verhältnissen abwichen (Douglas und Woodruff 1981).

Die im LGM geringere Datenmenge muß durch eine Erweiterung der Modellphysik ausgeglichen werden. Es wäre z. B. denkbar, in der Kostenfunktion die Stabilität der Wassersäule zu bewerten: Aus den im Vorwärtsteil ermittelten Temperaturen und Salzgehalten könnte man unter Heranziehung der Zustandfunktion von Meerwasser dessen Dichte berechnen. Danach ließe sich die von Hesselberg definierte Stabilität E berechnen (Pond und Pickard 1983). Jedes Auftreten von Instabilität, angezeigt durch $E < 0$, würde dann in der Kostenfunktion bestraft. Mit solch einem Vorgehen wäre aber noch keine echte Verknüpfung von Dichtefeld und Geschwindigkeitsfeld erzielt, wie sie die geostrophische Bedingung bereitstellt. 2RAIOM wurde daher dahingehend erweitert, daß die geostrophische Bedingung auch im Falle spärlicher Temperatur- und Salzgehaltsdaten angewendet werden kann.

Die windgetriebenen Strömungen kann 2RAIOM beim Start vom ruhenden Ozean aus nicht reproduzieren; die implizit in den Temperatur- und Salzgehaltsdaten enthaltene Information reicht dafür – auch in Verbindung mit der im Modell enthaltenen Physik – offenbar nicht aus.

Kapitel 4

Neue Terme in der Kostenfunktion

In diesem Kapitel werden die gegenüber Schlitzer (1993) neu hinzugekommenen Terme in der Kostenfunktion vorgestellt.

4.1 Geostrophie

4.1.1 Problematik der Paläo-Situation

Da für den Paläozean die Datendichte bei weitem geringer ist als für die Gegenwart und insbesondere Temperatur- und Salzgehalts-Daten, wenn überhaupt, dann nur für die oberste und eventuell die unterste Schicht der Wassersäule vorliegen, konnte der bisherige Modellcode für den Ozean der Vergangenheit nur sehr beschränkt eingesetzt werden: Entweder verzichtete man völlig auf geostrophische Rechnungen, oder man mußte – auf dem Umweg über die einmal zu berechnenden Scherungen der Transporte – doch in hohem Maße auf rezente Messungen von Temperatur θ und Salzgehalt S zurückgreifen.

Da 2RAIOM aber in seinem Vorwärts-Teil θ und S für das vollständige Modellvolumen berechnet, liegt es nahe, mit den so modellierten Werten die geostrophischen Berechnungen durchzuführen. Diese müssen dann im Verlauf der Optimierung für jeden Schritt erneut durchgeführt werden, da sich die modellierten θ - und S -Werte ständig ändern. Ferner ist zu berücksichtigen, daß in jedem Schritt zusätzlich die adjungierten Berechnungen durchgeführt werden müssen. Praktisch bedeutet das, daß zwei Funktionen konstruiert und programmiert werden müssen: Ein neuer Strafterm in der Kostenfunktion und die Ableitungen dieses Terms nach seinen unabhängigen Parametern.

Die Ableitungen einer mathematischen Funktion $f(x, y, \dots)$ nach ihren Variablen x, y, \dots lassen sich nach den bekannten Regeln deterministisch ermitteln;

zahlreiche Programm-Pakete (z. B. Mathematica) stehen dem Wissenschaftler dafür zur Verfügung. Völlig analog dazu läßt sich im Prinzip zu einem gegebenen Programm-Code, der einen Funktionswert berechnet, vollautomatisch ein weiterer Programm-Code generieren, der die Werte der Ableitungen berechnet. Der *Tangent and Adjoint Model Compiler* (TAMC, Giering und Kaminski 1996) leistet dies für Fortran-Programme, stellt aber gewisse Randbedingungen: So dürfen die zu verarbeitenden Fortran-Codes nur einen gewissen Teil des Sprachumfangs benutzen und dürfen auch nicht allzu komplex sein, da sonst die Datenflußanalyse versagt. Ferner benötigt der TAMC für die Berechnung der Ableitungen Zwischenergebnisse aus der Berechnung der Funktion selbst. Da das Speichern und Wiederabrufen der Zwischenergebnisse recht zeitaufwendig ist, sollte die Anzahl der notwendigen Zwischenergebnisse möglichst klein gehalten werden. Trotz dieser Einschränkungen erschien es sinnvoll, den Code für die Ableitungen mit dem TAMC automatisch zu generieren anstatt ihn mühsam und fehlerträchtig von Hand zu schreiben.

Es mußte also zunächst ein Algorithmus für die geostrophischen Berechnungen entwickelt werden, der den genannten Randbedingungen genügt, aber immer noch hinreichend präzise arbeitet.

4.1.2 Konstruktion der Kostenfunktion

Die neue Formulierung der Geostrophie soll im wesentlichen zwei Geschwindigkeitsprofile miteinander vergleichen und Abweichungen voneinander in der Kostenfunktion bestrafen. Das eine Geschwindigkeitsprofil ergibt sich aus den Transporten durch übereinanderliegende senkrechte Boxoberflächen, also aus den freien Parametern; dies seien die *Transport-Geschwindigkeiten*.

Das andere Geschwindigkeitsprofil, nämlich das der *geostrophischen Geschwindigkeiten* ist erheblich aufwendiger zu bestimmen: Aus den Salzgehalten und Temperaturen der Boxen müssen zunächst Dichten bestimmt werden, durch Integration über die Tiefe können Drücke berechnet werden, und schließlich ergeben sich aus den Druckdifferenzen zwischen zwei benachbarten Wassersäulen die geostrophischen Geschwindigkeiten.

Transport-Geschwindigkeiten

Die Druckdifferenz zwischen zwei benachbarten Gittersäulen ergibt direkt die Komponente des Druckgradienten, die senkrecht auf den Boxoberflächen zwischen den Säulen steht, in Abbildung 4.1 also parallel zu u . Die dazugehörige Komponente der geostrophischen Geschwindigkeit v_g ist wiederum senkrecht zum Druckgradienten, verläuft also (horizontal) parallel zur Boxoberfläche. Eine solche Geschwindigkeitskomponente v_T ist durch das Modellgitter aber an diesem Ort überhaupt nicht definiert; sie wird daher durch Mittelung über die passenden Geschwindigkeitskomponenten der Nachbarboxen ermittelt. Dazu wird zunächst auf jeder Seite die Geschwindigkeitskomponente parallel zu v_T

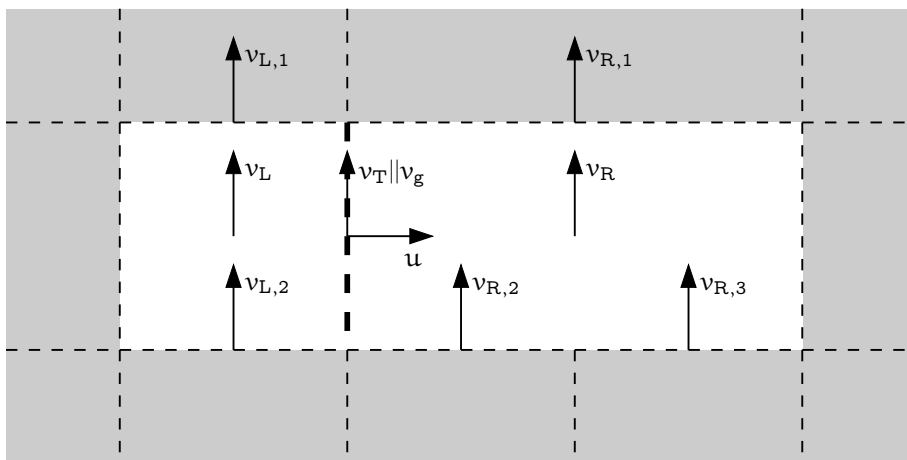


Abbildung 4.1: Blick von oben auf zwei benachbarte Gitterboxen L und R verschiedenen Querschnitts (weiß) und Teile ihrer Nachbarschaft (grau). Ohne Beschränkung der Allgemeinheit werden zwei *zonal* nebeneinanderliegende Boxen gezeigt. An der gemeinsamen Boxoberfläche (fett gezeichnet) ist zunächst nur die zonale Geschwindigkeitskomponente u definiert. Durch gewichtete Mittelung von $v_{L,1}$ und $v_{L,2}$ wird die in der Mitte der linken Box definierte Geschwindigkeit v_L bestimmt, analog dazu v_R . Das Mittel von v_L und v_R ergibt die benötigte meridionale Geschwindigkeitskomponente v_T , die parallel zur geostrophischen Geschwindigkeit v_g verläuft.

in der Mitte der Box berechnet, und zwar durch flächeninhaltsgewichtete Mittelung über alle Boxoberflächen, für die eine Geschwindigkeitskomponente in der entsprechenden Richtung definiert ist. Damit ergeben sich zwei Geschwindigkeiten v_L und v_R , deren arithmetisches Mittel als die gesuchte Geschwindigkeit v_T verwendet wird. Wenn zwei Gittersäulen unterschiedlichen Querschnitts aneinandergrenzen, so trägt zwar eine der beiden Geschwindigkeiten v_L und v_R weniger zum Gesamtdurchfluß bei (hier v_L), sie ist aber auch in geringerem Abstand zu v_T definiert, ist also relevanter für v_T . Im Wettstreit dieser beiden gegenläufigen Effekte wird daher bei der arithmetischen Mittelung von v_L und v_R *keine* Gewichtung mit Flächeninhalten oder Box-Volumina vorgenommen.

Die Geschwindigkeiten v_T aller Schichten i innerhalb einer Säule von senkrechten Boxoberflächen ergeben also das erste Profil der *Transport-Geschwindigkeiten* $v_{i,T}$.

Geostrophische Geschwindigkeiten

Um geostrophische Berechnungen anstellen zu können, braucht man eigentlich Kenntnis über den Druck $p(z, \lambda, \varphi)$ als Funktion des Ortes im gesamten Ozean. Der Druck ergibt sich aus einer Integration der Dichte ρ über die Tiefe z zu

$$p(z, \lambda, \varphi) = \int_0^z \rho(u, \lambda, \varphi) g(u, \lambda, \varphi) du. \quad (4.1)$$

Die Schwerebeschleunigung g wird im folgenden als konstant angenommen. Die Abhängigkeiten von der geographischen Länge λ und Breite φ sind unproblematisch und werden daher nicht weiter notiert, damit vereinfacht sich Gleichung 4.1 zu

$$p(z) = g \int_0^z \rho(u) du. \quad (4.2)$$

Die Dichte ρ ist abhängig vom Salzgehalt, der Temperatur und wiederum vom Druck:

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

Die Salzgehalte und Temperaturen seien nun für gewisse Schichten des Ozeans bekannt und als $S(i)$ und $T(i)$ gegeben, ferner bezeichne $D(i)$ die Dicke der i -ten Schicht. Die oberste Schicht trage den Index $i = 1$. Ferner sei angenommen, daß die Dichte des Seewassers innerhalb einer Schicht konstant sei: Diese Annahme geht weiter als die Annahme eines konstanten Salzgehalts und einer konstanten Temperatur, denn auch bei konstanten S und T in einer Schicht ändert sich die Dichte durch die von Null verschiedene Kompressibilität.

Dann kann man für den Druck p_i^u an der Unterkante der i -ten Schicht schreiben

$$p_i^u = g \sum_{k=1}^i \rho(k) D(k),$$

und für den Druck p_i^m in der Mitte der i -ten Schicht, der für 2RAIOM bedeutsam ist, ergibt sich

$$p_i^m = g \left(\rho(i)D(i)/2 + \sum_{k=1}^{i-1} \rho(k)D(k) \right),$$

dies ist die diskretisierte Form von Gleichung 4.2. Ein Pseudo-Code hierfür hat diese Gestalt:

```

p := 0;                               Druck an der Oberfläche
für jede Schicht k                   von oben nach unten
  ρ := ρ(S(k), T(k), pρ);           Dichte in dieser Schicht ermitteln
  pinc := g · ρ · D(k);             Druck-Inkrement dieser Schicht
  pkm := p + pinc/2;              Druck in der Mitte der Schicht
  p := p + pinc;                   Druckzuwachs der ganzen Schicht addieren
end

```

Wie man sieht, hat man verschiedene Möglichkeiten, den Druck p_ρ , der bei der Dichteberechnung verwendet wird, zu wählen:

1. Man kann die Druckabhängigkeit der Dichte völlig vernachlässigen und stets einen Druck p_0 (der z. B. gleich Null sein kann) einsetzen:

$$\rho(S, T, p) \equiv \rho(S, T, p_0).$$

2. Man kann den Druck mit einer einfachen linearen Beziehung aus der Tiefe berechnen, also eine konstante mittlere Dichte $\bar{\rho}$ annehmen: $p_\rho = \bar{\rho}gz$ (in den nachfolgenden Beispielen wurde $\bar{\rho} = 1025 \text{ kg/m}^3$ eingesetzt).
3. Man kann den Druck an der Oberkante der Schicht benutzen, das ist gleichzeitig der Druck an der Unterkante der nächsthöheren Schicht:

$$p_\rho = p_{k-1}^u.$$

4. Man kann den Druck in der Mitte der Schicht benutzen, indem man zu dem Druck an der Oberkante ein Inkrement addiert, zu dessen Berechnung man wiederum die Dichte in dieser Schicht benötigt, und hat dann wieder die Wahl zwischen verschiedenen Werten für diese Dichte:
 - (a) eine mittlere Dichte $\bar{\rho}$.
 - (b) die Dichte, wie sie sich aus dem Druck an der Oberkante der Schicht ergibt.
 - (c) Man kann in einem iterativen Verfahren zunächst eine mittlere Dichte annehmen und dann beliebig nahe an den wahren Wert (unter der Voraussetzung, die Dichte sei in der Schicht konstant!) approximieren (in den nachfolgenden Beispielen wurden 10 Iterationen benutzt).

Weitere, noch kompliziertere Schemata sind natürlich möglich.

Desweiteren gibt es verschiedene Rechenwege, um zu einem Wert für die Dichte zu gelangen; beispielhaft wurden vier Methoden untersucht:

- A Man betrachtet die Temperatur als in-situ-Temperatur und setzt sie direkt in die UNESCO-Formel (UNESCO 1981) für die Dichte ein (das ist für 2RAIOM falsch, denn 2RAIOM rechnet mit potentiellen Temperaturen).
- B Man rechnet die potentielle Temperatur θ erst möglichst präzise in eine in-situ-Temperatur T um (das ist insofern schwierig, als in der Literatur nur Formeln für die Umrechnung in der anderen Richtung gefunden wurden, und daher die von Bryden angegebene Formel (Gill 1982) erst aufwendig invertiert werden muß) und setzt diese dann in die UNESCO-Formel ein.
- C Man rechnet die potentielle Temperatur θ erst in eine in-situ-Temperatur T um, und zwar mit der einfachen Formel $T = \theta + z \cdot 0,12^\circ\text{C}/\text{km}$, wie sie im Ozean-Modell LSG (Maier-Reimer et al. 1993) verwendet wird, und wendet dann die UNESCO-Formel an.
- D Man benutzt den von Mellor (1991) angegebenen Ausdruck für die Dichte, der direkt von der potentiellen Temperatur ausgeht, wobei man die Wahl hat zwischen
 - i dem in der Literatur angegebenen Ausdruck und
 - ii dem leicht vereinfachten Ausdruck, wie er im Ozean-Modell POM (Blumberg und Mellor 1987; Mellor 1992) tatsächlich verwendet wird.

Um die verschiedenen Verfahren miteinander zu vergleichen, wurden sie alle programmiert und auf reale Daten angewendet. Als Beispiel-Datensatz wurden die Salzgehalts- und Temperatur-Werte einem GEOSECS-Datensatz (Bainbridge 1981) entnommen, und zwar für die Stationen 32 und 34 des Fahrtabschnitts 3, die etwa 6° voneinander entfernt bei 54°W und 20°N liegen, also im Westatlantik nördlich von Surinam und östlich von Kuba. Die Wassertiefen betragen über 5800 m bzw. über 4700 m. Die Werte wurden auf die Tiefenstruktur von 2RAIOM interpoliert; dann wurden die Druckdifferenzen für die Mitten der Modell-Schichten mit den verschiedenen Methoden berechnet. Abbildung 4.2 zeigt die Ergebnisse für die direkte UNESCO-Formel A. Die Methode 2 (die lineare Näherung mit einer mittleren Dichte) liegt weit neben allen anderen Methoden; das könnte an einem ungünstig gewählten $\bar{\rho}$ liegen. Da die Methode 4c innerhalb der angewandten Näherungen das beste Ergebnis liefern sollte, wird sie bei den folgenden Betrachtungen als Maßstab benutzt. Erwartungsgemäß zeigt Methode 1 deutliche Abweichungen davon, ebenso erwartungsgemäß liegt die Methode 3 (Druck an der Oberkante der Box) näher an 4c. Die Methoden 4a bis 4c liegen erstaunlich dicht beieinander – für 4a hätte man eine deutliche Abweichung erwarten können, denn 4a ist in gewisser Weise mit Methode 2 verwandt. Offensichtlich ist aber auf der kleinen Skala einer einzelnen Schicht (statt

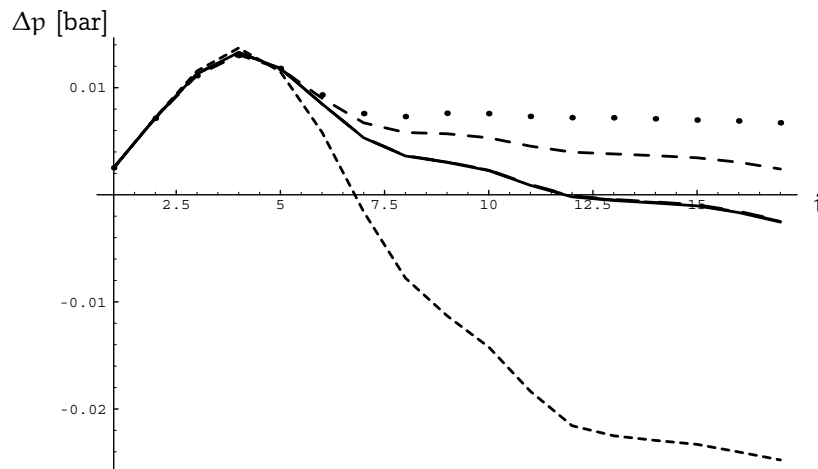


Abbildung 4.2: Druckdifferenz Δp zweier benachbarter Wassersäulen aufgetragen gegen die Nummer der Schicht i , berechnet mit der UNESCO-Formel A. Gepunktet ist hier Methode 1, fein gestrichelt Methode 2, grob gestrichelt Methode 3; die Methoden 4a bis 4c liegen so dicht beieinander, daß sie eine einzige durchgehende Linie erzeugen.

der ganzen Wassersäule) der Fehler durch die Annahme einer konstanten mittleren Dichte schon vernachlässigbar klein. Insgesamt scheint Methode 4a optimal: sie erreicht eine ausgezeichnete Näherung praktisch ohne Mehraufwand (gleich viele Auswertungen einer Dichte-Formel wie bei den Methoden 1 bis 3). Die 10 Iterationen der Methode 4c sind hingegen verschwendete Rechenzeit.

Die Ergebnisse für die Formel B (Umrechnung θ nach T und anschließende Anwendung der UNESCO-Formel, siehe Abbildung 4.3) ähneln sehr denen der Formel A, lediglich die Idealkurve ist ein wenig von der direkten UNESCO-Formel verschieden. Auch die Formel C (vereinfachte Umrechnung von θ nach T , Abbildung 4.4) liefert praktisch identische Ergebnisse: Die Vereinfachung der Umrechnung von θ nach T verursacht offenbar kaum einen Fehler.

Die Ergebnisse der Formeln von Mellor D_i und D_{ii} (Abbildungen 4.5 und 4.6) sind ebenfalls kaum von den vorigen zu unterscheiden: Die Vereinfachung gegenüber Formel B scheint gelungen zu sein, und Mellors eigene weitere Vereinfachung D_{ii} bringt keine Nachteile mit sich.

Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse der Methode 4a für die fünf verschiedenen Dichte-Formeln. Hier zeigt sich noch einmal deutlich, wie wenig Einfluß die Wahl der Dichte-Berechnung auf das Endergebnis hat.

Insgesamt zeigt sich, daß die Formel D_{ii} nur sehr kleine Abweichungen von der „wahren“ Formel B produziert, obwohl sie in den Punkten „Einfachheit“ und „geringer Rechenaufwand“ deutlich überlegen ist. Die Formeln A und C sind zwar rechentechnisch nochmals einfacher zu handhaben, ziehen aber auch größere Fehler in den Ergebnissen nach sich.

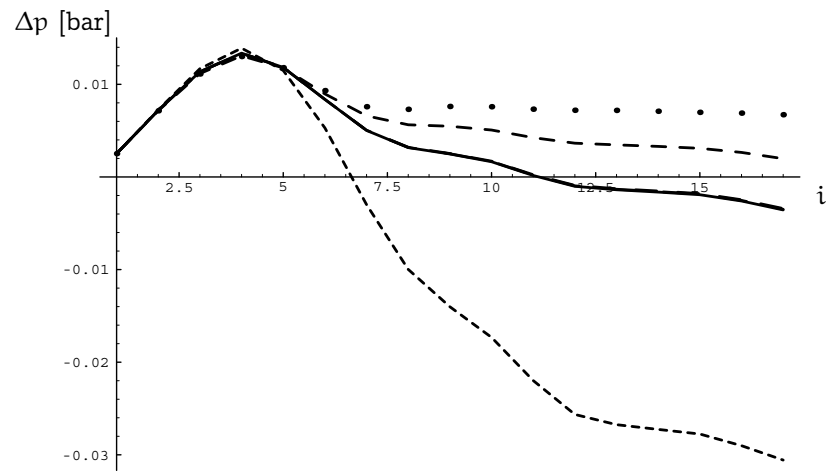


Abbildung 4.3: Wie Abbildung 4.2, jedoch berechnet mit der Formel B.

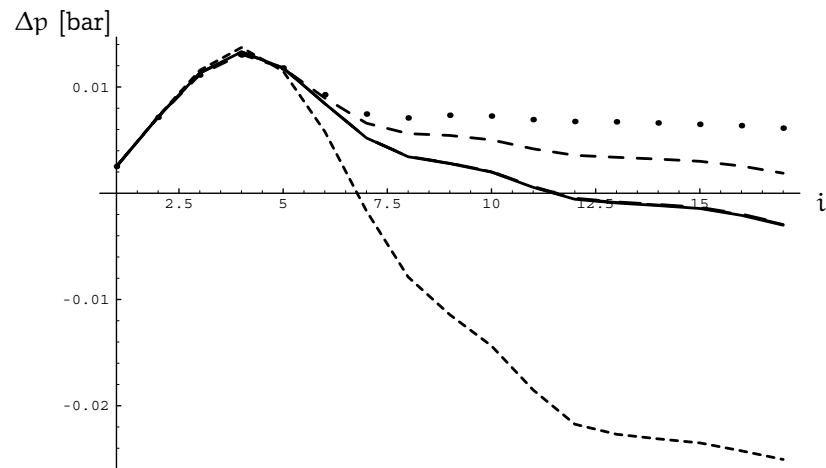


Abbildung 4.4: Wie Abbildung 4.2, jedoch berechnet mit der Formel C.

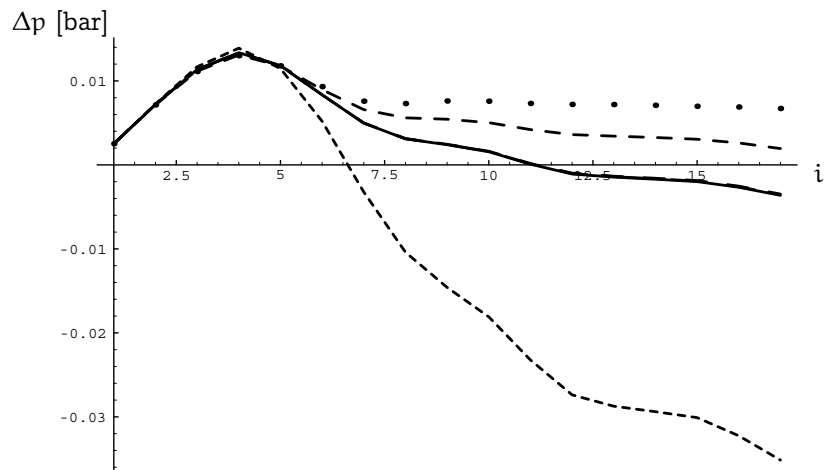


Abbildung 4.5: Wie Abbildung 4.2, jedoch berechnet mit der Formel Di.

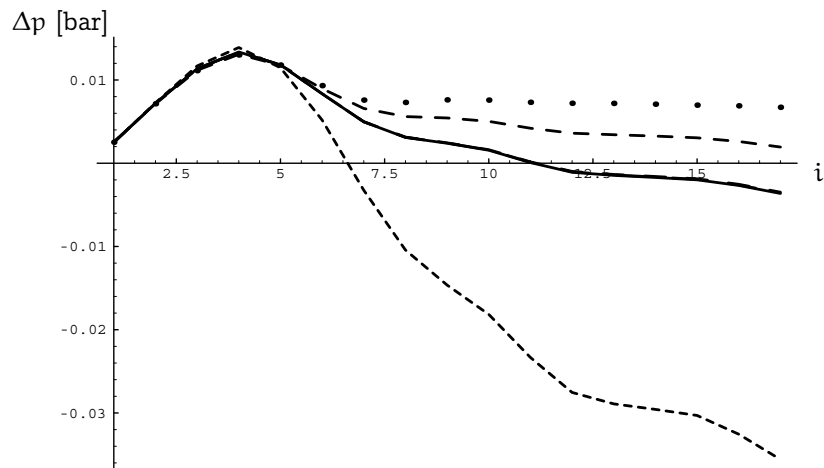


Abbildung 4.6: Wie Abbildung 4.2, jedoch berechnet mit der Formel Dii.

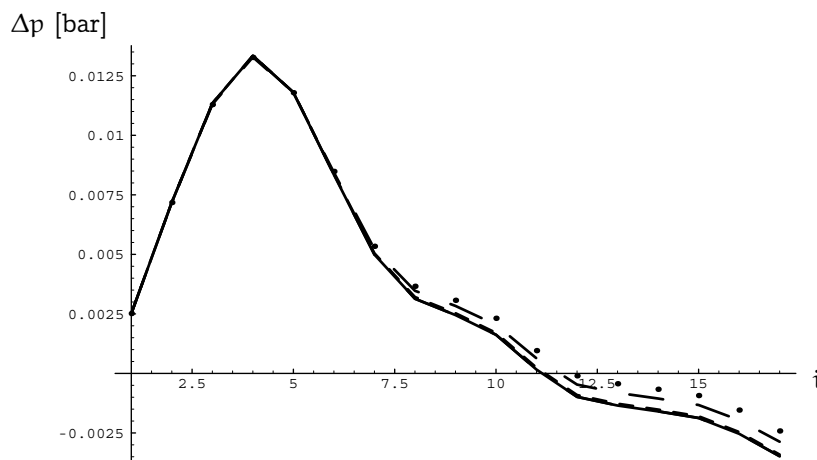


Abbildung 4.7: Druckdifferenz Δp zweier benachbarter Wassersäulen aufgetragen gegen die Nummer der Schicht i , berechnet mit der Methode 4a. Gepunktet ist hier Formel A, gestrichelt Formel C; die Formeln B, Di und Dii liegen so dicht beieinander, daß sie eine einzige durchgehende Linie erzeugen.

Wie hängen nun die Ergebnisse von der Größe des Tiefen-Integrationsschritts ab? Zur Klärung dieser Frage wurden die bisherigen Schichten in jeweils fünf neue, gleich hohe Schichten unterteilt. Innerhalb einer solchen Fünfergruppe sind S und T konstant, aber θ und ρ können verschiedene Werte annehmen. Wie in Abbildung 4.8 zu erkennen, rücken die Ergebnisse der Methode 3 erwartungsgemäß an die von Methode 4 heran: Wo Methode 3 den Druck an der Oberkante der Schicht einsetzt, benutzt Methode 4 den Druck in der Mitte der Schicht. Wenn die Schichtdicke sinkt, müssen auch die Differenzen der Ergebnisse kleiner werden. Für die anderen Dichteformeln B–D findet man ähnliche Ergebnisse (hier nicht gezeigt). Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse von Methode 4a mit allen Dichteformeln bei fünffach höherer Auflösung. Erwartungsgemäß werden die Unterschiede kleiner: Nur noch Formel A ist deutlich von den anderen zu unterscheiden.

Unterteilt man die Schichten nochmals in jeweils fünf neue Schichten, rechnet also mit der 25-fachen Auflösung, so ist die Methode 3 nicht mehr von Methode 4 zu unterscheiden (Abbildung 4.10).

Im direkten Vergleich der einzelnen Tiefenauflösungen (Abbildung 4.11) erkennt man, wie die Unterschiede mit zunehmender Tiefe wachsen, und wie sich mit wachsender Tiefenauflösung die Kurven einer „wahren“ Kurve annähern. Hier muß man abwägen, ob die höhere Genauigkeit, die durch einen kleinen Tiefenintegrationsschritt erzielt wird, den Mehrverbrauch an Rechenzeit wert ist.

Für 2RAIOM wurde schließlich die Methode 4a (der Druck an der Oberkante der Schicht plus Inkrement, das mit einer mittleren Dichte berechnet wird, geht in die endgültige Dichteberechnung ein) in Verbindung mit der Dichteformel Dii

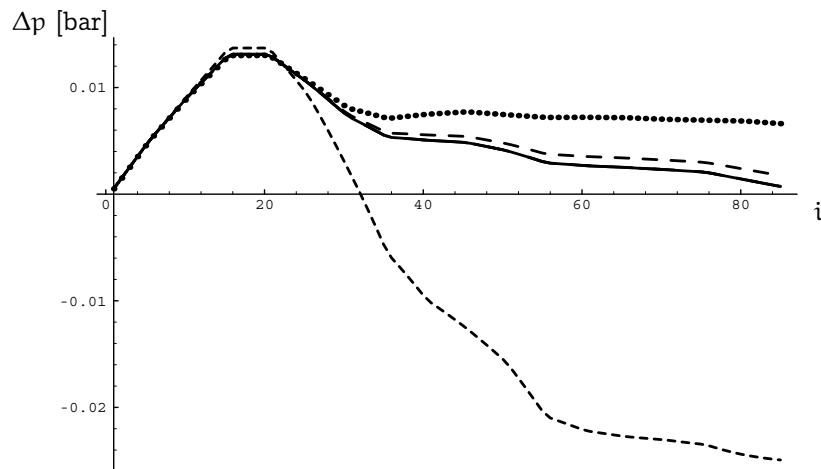


Abbildung 4.8: Druckdifferenz Δp zweier benachbarter Wassersäulen aufgetragen gegen die Nummer der Schicht i , berechnet mit der UNESCO-Formel A bei fünffacher Tiefenauflösung. Gepunktet ist hier Methode 1, fein gestrichelt Methode 2, grob gestrichelt Methode 3; die Methoden 4a bis 4c liegen so dicht beieinander, daß sie eine einzige durchgehende Linie erzeugen.

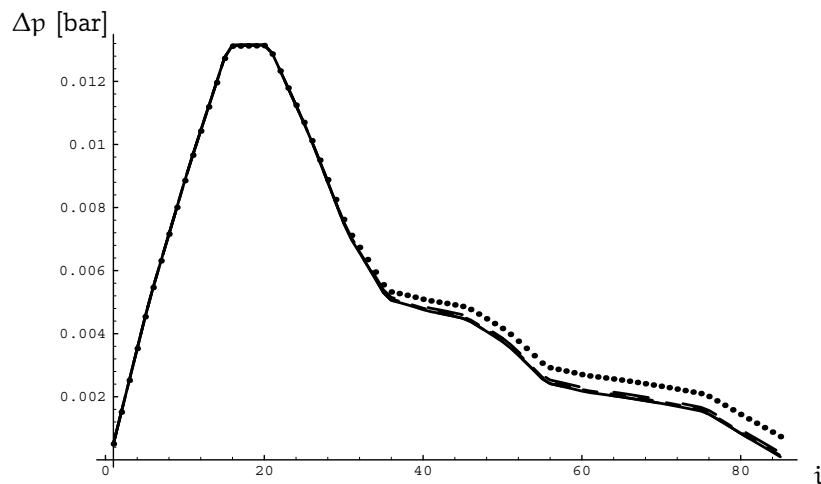


Abbildung 4.9: Druckdifferenz Δp zweier benachbarter Wassersäulen aufgetragen gegen die Nummer der Schicht i , berechnet mit der Methode 4a bei fünffacher Tiefenauflösung. Gepunktet ist hier Formel A, gestrichelt Formel C; die Formeln B, Di und Dii liegen so dicht beieinander, daß sie eine einzige durchgehende Linie erzeugen.

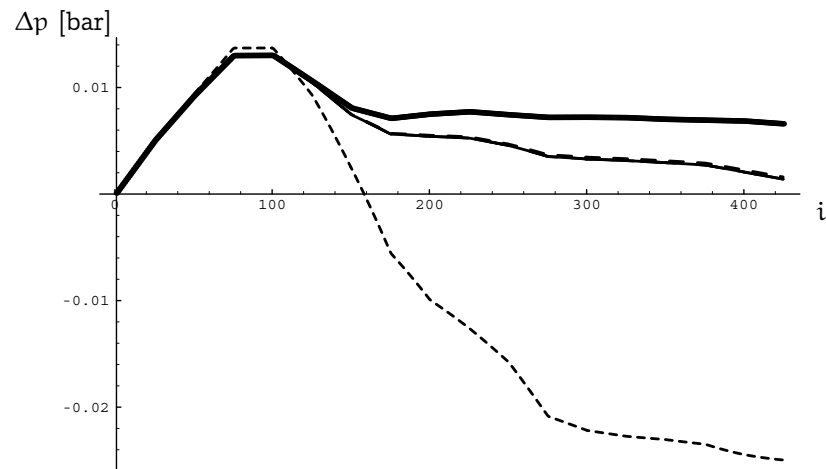


Abbildung 4.10: Druckdifferenz Δp zweier benachbarter Wassersäulen aufgetragen gegen die Nummer der Schicht i , berechnet mit der UNESCO-Formel A bei 25-facher Tiefenauflösung. Die oberste, fette Linie gehört zu Methode 1 (die einzelnen Punkte überlappen sich aufgrund der hohen Auflösung), fein gestrichelt Methode 2, grob gestrichelt Methode 3; die Methoden 4a bis 4c liegen so dicht beieinander, daß sie eine einzige durchgehende Linie erzeugen.

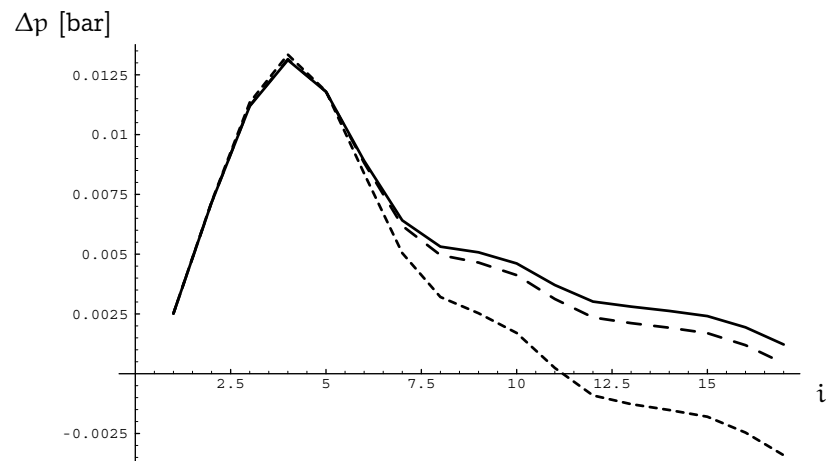


Abbildung 4.11: Druckdifferenz Δp zweier benachbarter Wassersäulen aufgetragen gegen die Nummer der Schicht i , berechnet mit der Methode 4a und der Dichteformel B. Fein gestrichelt: Geometrie von 2RAIOM, grob gestrichelt: fünffache Auflösung, durchgezogen: 25-fache Auflösung.

(die im POM benutzte Formel zur Berechnung der Dichte aus der potentiellen Temperatur) ausgewählt, und zwar ohne weitere Erhöhung der Tiefenauflösung: Diese Kombination bietet eine hinreichende Genauigkeit ohne allzu großen Rechenaufwand oder zu große Komplexität des Modell-Codes, die einer automatischen Erzeugung des adjungierten Codes im Wege stünde.

Sind nun also in zwei benachbarten Gittersäulen L und R die Drücke in den Boxmitten $p_{i,L}^m$ und $p_{i,R}^m$ bekannt, so ergibt sich die geostrophische Geschwindigkeit in der i -ten Schicht $v_{i,g}$ zu

$$v_{i,g} = \frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \cdot \frac{p_{i,R}^m - p_{i,L}^m}{\Delta x},$$

hierbei bezeichnen Ω die Rotationsgeschwindigkeit der Erde, φ die geographische Breite und Δx den Abstand der Mittelpunkte der beiden Boxen. (Am Äquator ist $\sin \varphi = 0$ und somit $v_{i,g}$ nicht definiert; daher werden bei den Grenzflächen am Äquator die Geostrophie-Berechnungen überhaupt nicht durchgeführt: Diese Flächen leisten keinen Beitrag zu diesem Term der Kostenfunktion.) Damit ist nun auch das zweite Geschwindigkeitsprofil $v_{i,g}$ bekannt.

Vergleich von Transport- und geostrophischen Geschwindigkeiten

Sind die Transport-Geschwindigkeiten $v_{i,T}$ und die geostrophischen Geschwindigkeiten $v_{i,g}$ für ein Paar j von benachbarten Gittersäulen berechnet, so muß anschließend ein Strafterm für die Kostenfunktion konstruiert werden. Da Abweichungen der beiden Profile voneinander bestraft werden sollen, liegt es nahe, als Kostenfunktion K_j den Ausdruck

$$K_j = \sum_i (v_{i,g} - v_{i,T})^2$$

zu verwenden, wobei die Summe über alle wasserdurchlässigen Boxoberflächen zwischen den beiden Gittersäulen läuft. Die geostrophischen Geschwindigkeiten sind aber nur bis auf einen innerhalb einer Säule konstanten Offset c_j bekannt, daher muß der Ausdruck zu

$$K_j = \sum_i (v_{i,g} - v_{i,T} - c_j)^2$$

erweitert werden, wobei c_j genau so zu wählen ist, daß K_j minimiert wird. Schließlich müssen die unterschiedlichen Höhen der Boxoberflächen h_i berücksichtigt werden, so daß sich als Kostenfunktion

$$K_j = \sum_i h_i \cdot (v_{i,g} - v_{i,T} - c_j)^2$$

ergibt. Eine einfache Rechnung zeigt, daß das Minimum von K_j für

$$c_j = \frac{\sum_i h_i \cdot (v_{i,g} - v_{i,T})}{\sum_i h_i}$$

angenommen wird.

Der gesamte Strafterm der dynamischen Geostrophie K_g ist schließlich die flächengewichtete Summe über alle Paare von benachbarten Gittersäulen

$$K_g = w_g \sum_j (\alpha_L + \alpha_R) \cdot K_j,$$

wobei α_L und α_R die horizontalen Querschnittsflächen der beiden Gittersäulen bezeichnen und w_g einen Gewichtungsfaktor.

4.2 Korrelation mit dem Wind

4.2.1 Problematik des Starts vom ruhenden Ozean aus

In der ursprünglichen Version von 2RAIOM wurde der Einfluß des Windes auf die ozeanische Zirkulation berücksichtigt, indem von einem Ozeanzustand aus gestartet wurde, in den nicht nur Transporte aus geostrophischen Rechnungen eingingen. Vielmehr wurden in den oberen Schichten Ekman-Transporte adiiert, die aus einem Datensatz für das Windfeld berechnet wurden (Schlitzer 1993, p. 11). Startet man hingegen von einem ruhenden Ozean aus, wie es für die Experimente zum Letzten Glazialen Maximum (LGM) günstig ist, so findet das Modell mitunter einen Ozeanzustand, der vom realen weit entfernt ist: Die subtropischen Gyren fehlen vollständig, der Äquatorialstrom fließt ostwärts (hier nicht gezeigt). Bei Vorgabe der vollen θ - und S -Daten tritt dieses Phänomen gelegentlich auf, bei Vorgabe von nur wenigen θ - und S -Daten (wie bei den Experimenten zum LGM) dagegen regelmäßig. Dieses Verhalten liegt zum einen im gewählten Optimierungsverfahren begründet, das nicht in der Lage ist, zuverlässig das globale Minimum der Kostenfunktion zu finden (vgl. Abbildung 4.12). Vielmehr folgt es einem stets abwärts führenden Pfad, der eventuell zu einem lokalen Minimum weitab vom globalen Minimum führt. Zum anderen ist die Zirkulation des Ozeans nicht nur von den Randbedingungen abhängig, sondern möglicherweise auch von seiner Historie. Die Vorgeschichte des Ozeans kann aber von der Kostenfunktion nicht berücksichtigt werden, da 2RAIOM keinerlei zeitliche Entwicklung modelliert. Es ist daher nicht auszuschließen, daß die sich real einstellende Zirkulation von einem lokalen Minimum (statt des globalen) der Kostenfunktion repräsentiert wird.

In hier nicht gezeigten Experimenten stellte sich heraus, daß es bei Vorgabe der vollen θ - und S -Daten ausreicht, an einer einzigen meridionalen Boxoberfläche in der obersten Schicht, die mitten im Äquatorialstrom liegt, eine westwärts gerichtete Strömung zu erzwingen, um die großen Strukturen der Zirkulation zu reproduzieren. Hierzu wurde ein Term in die Kostenfunktion eingefügt, der eine westwärtige Strömung überhaupt nicht bestraft, eine ostwärtige jedoch ganz massiv.

Wird die Menge der vorgegebenen θ - und S -Daten jedoch auf die Zahl reduziert, die für das LGM verfügbar ist, so reicht das Erzwingen einer bestimmten

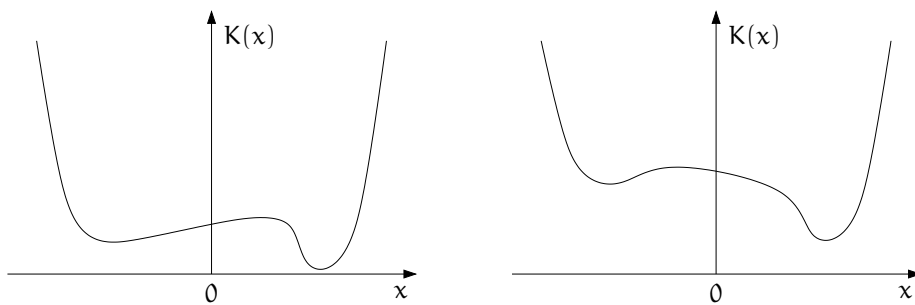


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Kostenfunktion. Links: Die bei $x = 0$ startende Suche nach einem lokalen Minimum der Kostenfunktion $K(x)$ findet das linke Minimum, welches nicht das globale Minimum ist. Rechts: ein weiterer additiver Term in der Kostenfunktion, der die globale Struktur der Funktion kaum ändert, aber das Vorzeichen der Steigung bei $x = 0$ umkehrt, führt dazu, daß das globale Minimum gefunden wird.

Strömungsrichtung an einer einzigen Position nicht mehr aus. Daher wurde ein weiterer Term für die Kostenfunktion konstruiert, der für eine grobe Übereinstimmung zwischen der Zirkulation in der obersten Ozeanschicht und dem Windfeld sorgt.

4.2.2 Konstruktion der Kostenfunktion

Die Atmosphäre übt durch den Wind eine Windschubspannung auf die Ozeanoberfläche aus, die die obersten Schichten des Meeres in Bewegung versetzen kann. Aufgrund der Rotation der Erde erfolgt der Wassertransport aber nicht parallel zur Windgeschwindigkeit, sondern ihr gegenüber abgelenkt. Unter verschiedenen idealisierenden Voraussetzungen (u. a. unendliche Ausdehnung und Homogenität des Ozeans, stationärer Zustand) findet man zwischen Windschubspannung und Oberflächengeschwindigkeit des Wassers einen Winkel von 45° *cum sole*¹, der Winkel zwischen Windschubspannung und gesamtem Transport in der Wassersäule beträgt dann 90° (Ekman 1905). Diese unter bestimmten Annahmen theoretisch berechneten Winkel werden jedoch im realen Ozean nicht immer realisiert, insbesondere sind sie nicht optimal, wenn langjährige Mittelwerte betrachtet werden. Das „SIMPLE ocean“-Modell (Grieger 1998, 2001) berechnet windgetriebene Oberflächenströmungen diagnostisch aus oberflächennahen Winden. Dabei hat sich gezeigt, daß die beste Übereinstimmung mit den beobachteten Oberflächenströmungen erreicht wird, wenn im Modell gefordert wird, daß der Winkel zwischen Wind und Strömung möglichst klein ist (Grieger, pers. Mitteilung). Folgende Überlegung kommt zu einem ähnlichen Ergebnis: Der windinduzierte Ekman-Transport führt in einem Ozeanbecken mit endlicher Ausdehnung zu einer Oberflächenauslenkung senkrecht zur Windrichtung.

¹Auf der Nordhalbkugel nach rechts, auf der Südhalbkugel nach links.

Die Auslenkung führt in der gesamten Wassersäule zu einem Druckgradienten (ebenfalls senkrecht zur Windrichtung), der wiederum aufgrund der geostrophischen Bedingung einen Transport senkrecht zum Gradienten, also parallel zur Windrichtung, bewirkt.

Im Modell 2RAIOM wird daher wie folgt verfahren: Für jede durchlässige vertikale Boxoberfläche in der obersten Schicht wird der dort jeweils definierte (zonale oder meridionale) Transport durch diese Oberfläche berechnet. Dies ergibt einen Datensatz von 545 Wassertransporten \vec{T}_W . Weiter wird an jedem Mittelpunkt einer solchen Boxoberfläche die entsprechende Komponente des 10 m-Windes einem Ergebnis des atmosphärischen Zirkulationmodells ECHAM (Lorenz et al. 1996) entnommen und mit dem Flächeninhalt der Boxoberfläche multipliziert; dies ergibt einen weiteren Datensatz von 545 fiktiven Lufttransporten \vec{T}_L . (Für zwei zonal nebeneinanderliegende Boxen werden also ausschließlich die zonalen Komponenten der Geschwindigkeiten betrachtet.) Anschließend wird der Korrelationskoeffizient $r_{W,L}$ der beiden Datensätze \vec{T}_W und \vec{T}_L berechnet. Da $r_{W,L}$ groß ist, wenn die Übereinstimmung gut ist, muß das Vorzeichen von $r_{W,L}$ umgekehrt werden; und um die Kostenfunktion positiv semidefinit zu machen, wird noch 1 addiert, bevor durch Multiplikation mit dem Gewichtungsfaktor k_W dieser Teil K_W der Kostenfunktion berechnet werden kann:

$$K_W = k_W \cdot (1 - r_{W,L}).$$

Durch diese Konstruktion der Kostenfunktion geht die Windgeschwindigkeit nicht absolut ein, sondern nur die Quotienten der Geschwindigkeiten an verschiedenen Orten. Sollten also im Letzten Glazialen Maximum aufgrund der höheren Temperaturdifferenzen die Windgeschwindigkeiten allgemein höher als heute gewesen sein, so macht sich dies im Modell nicht direkt bemerkbar, nur Änderungen in den *Mustern* der atmosphärischen Zirkulation können das Modellergebnis beeinflussen.

Eine noch präzisere Annäherung der Oberflächenzirkulation an das Windfeld könnte man erreichen, indem man die physikalischen Prozesse an der Grenzfläche Atmosphäre/Ozean detaillierter modelliert, anstatt einen einfachen Korrelationskoeffizienten zu berechnen. Das Ziel dieses neuen Terms der Kostenfunktion besteht aber nur darin, das richtige Minimum der Kostenfunktion auszuwählen; es ist keineswegs beabsichtigt, die Oberflächenzirkulation zu eng mit dem Windfeld zu verknüpfen.

Wenn einer der beiden Datensätze \vec{T}_W oder \vec{T}_L nur einen einzigen, konstanten Zahlwert enthält, ist der Korrelationkoeffizient $r_{W,L}$ nicht definiert; dies ist beim Start des Modells vom ruhenden Ozean aus stets der Fall. Alle Wassertransporte sind dann gleich Null: $\vec{T}_W = \vec{0}$. 2RAIOM setzt in diesem Spezialfall für $r_{W,L}$ den Wert Null ein. Gleichzeitig ist der für den adjungierten Teil des Modells erforderliche Gradient

$$\vec{G} = \frac{\partial r_{W,L}}{\partial \vec{T}_W}$$

nicht definiert, da er über alle Grenzen wächst; auch hier wird ersatzweise Null verwendet. Da trotzdem die Richtung von \vec{G} wohldefiniert ist (als Richtung des

schnellsten Anstiegs, nämlich \vec{T}_L), könnte man auch $\vec{G} = c \cdot \vec{T}_L$ als Ersatz verwenden. Die Wahl der Proportionalitätskonstanten c ist dann aber schwierig: Wählt man c zu klein, ergibt sich kaum eine Verbesserung gegenüber der Wahl $\vec{G} = \vec{0}$; wählt man c hingegen zu groß, so wird der Gradient der Gesamtkostenfunktion völlig von diesem Teil dominiert, mit unabsehbaren Folgen für die Stabilität des Minimierungsprozesses. Da auch mit der Wahl $\vec{G} = \vec{0}$ bei $\vec{T}_W = \vec{0}$ stets eine befriedigende Annäherung der Oberflächenzirkulation an das Windfeld erzielt werden konnte, wurde die Alternative nicht weiter verfolgt.

Kapitel 5

Erprobung der neuen Kostenfunktion

In diesem Kapitel werden Experimente vorgestellt, mit denen die neu entwickelten Terme in der Kostenfunktion getestet werden. Dabei werden ausschließlich rezente Daten eingesetzt, diese aber in verschiedenen Kombinationen und unterschiedlichen Mengen.

In Experiment E wurde die dynamische Geostrophie auf die Situation mit vollen Daten angewendet, gegenüber Experiment C wurde einzig die dynamische Geostrophie eingeschaltet (vgl. Tabelle 9.1 auf Seite 94 und Abbildung 9.1 auf Seite 95). Der Gewichtungsfaktor des neuen Terms wurde durch Versuch und Irrtum so eingestellt, daß er in ähnlicher Größenordnung bleibt wie die größten anderen Beiträge zur Kostenfunktion (vgl. Tabellen 9.6 und 9.7 auf Seite 103/104). In der Oberflächenzirkulation (Abbildung A.7) sind die subtropischen Gyren und der Antarktische Zirkumpolarstrom deutlich zu erkennen. Dies ist insofern erstaunlich, als dies windgetriebene Strukturen sind, aber in diesem Experiment keinerlei Informationen über das Windfeld eingespeist wurden: Offenbar reicht bei dieser großen Datenmenge das in den Temperaturen und Salzgehalten implizit enthaltene Signal aus, um windgetriebene Strömungen explizit zu rekonstruieren. Die sich ergebende meridionale Stromfunktion zeigt Abbildung 5.1. Bemerkenswert ist, daß hier ein Export in den Südozean stattfindet, was sonst nur unter Zuhilfenahme von a priori-Informationen gelang. Ferner ist Experiment E das einzige, bei dem mit 42,1 Sv ein nennenswerter Durchfluß der Drake-Passage erzielt werden konnte, ohne daß er durch eine a priori-Vorgabe erzwungen wurde.

Experiment E

Der Vergleich der geostrophischen mit den modellierten Geschwindigkeiten (Abbildung 5.2) ergibt eine bessere Übereinstimmung als bei den Experimenten, die mit statischer Geostrophie oder gänzlich ohne geostrophische Rechnungen ausgeführt wurden: Die beiden Profile für einen Ort verlaufen weitgehend parallel, nur kleine Abweichungen insbesondere in den oberen 500 m der Wassersäule sind zu erkennen. Große, systematische Abweichungen über mehrere Tausend

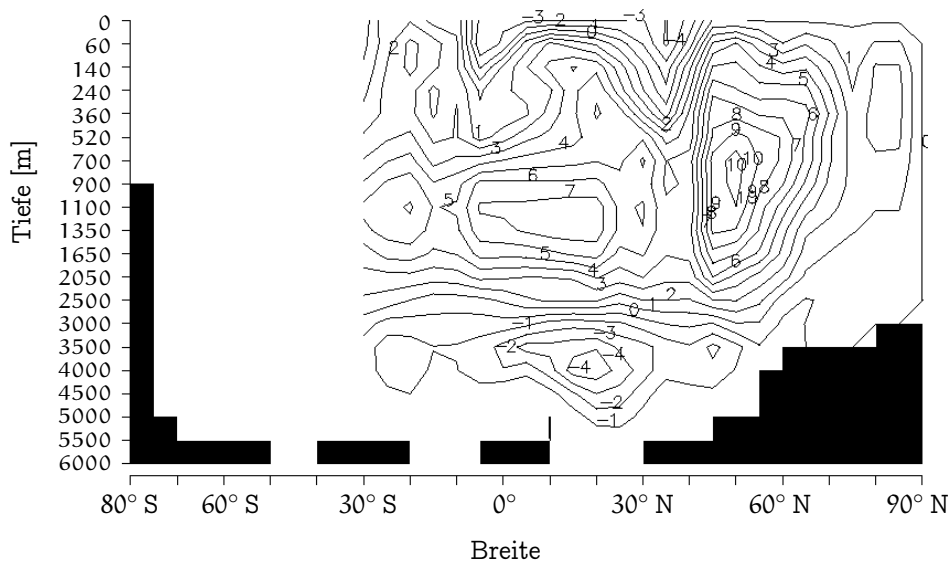


Abbildung 5.1: Die meridionale Stromfunktion von Experiment E.

Meter Tiefe wie bei Lokation b des Experiments A (vgl. Abbildung 3.5) oder Lokation d des Experiments C (vgl. Abbildung 3.9) treten nicht mehr auf.

Temperatur und Salzgehalt werden mit einem mittleren Fehler von $0,90^{\circ}\text{C}$ bzw. $0,16$ psu modelliert, diese Werte unterscheiden sich kaum von denen der Experimente A bis C, die ebenfalls mit dem vollen Datensatz durchgeführt wurden. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß die dynamische Formulierung der Geostrophie auch bei der Anwendung auf den heutigen Ozean mit seiner großen Datenfülle noch Fortschritte erzielen könnte. Da in dieser Arbeit jedoch der glaziale Ozean im Vordergrund steht, wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

Experiment F

In Experiment F wurde wieder der auf die LGM-Datenmenge reduzierte Datensatz von Experiment D verwendet sowie die dynamische Geostrophie. Die resultierende Oberflächenzirkulation (hier nicht gezeigt) ist enttäuschend: die großräumigen Muster wie ACC, die subtropischen Gyren oder der Äquatorialstrom sind nicht oder nur ansatzweise zu erkennen. Eine deutliche Verbesserung gegenüber Experiment D weist jedoch die meridionale Stromfunktion auf (siehe Abbildung 5.3, vgl. Abbildung 3.10 auf Seite 38). Im Nordatlantik ist ein Overturning von $6,95$ Sv zu erkennen, ein Export in den Südozean findet jedoch nicht statt. Offenbar reicht das Signal der wenigen SST-Daten in der Verbindung mit der dynamischen Geostrophie aus, um das Overturning im Nordatlantik zu reproduzieren, aber es reicht nicht aus, um den Export nachzuvollziehen. Einen ACC gibt es praktisch nicht: der Transport durch die Drake-Passage beträgt nur $0,7$ Sv. Die Temperaturdaten werden in Experiment F deutlich besser reproduziert als in Experiment E: Die root-mean-square-Abweichung von den 83 eingespeisten Temperaturen beträgt nun $0,30^{\circ}\text{C}$, was eine etwas zu star-

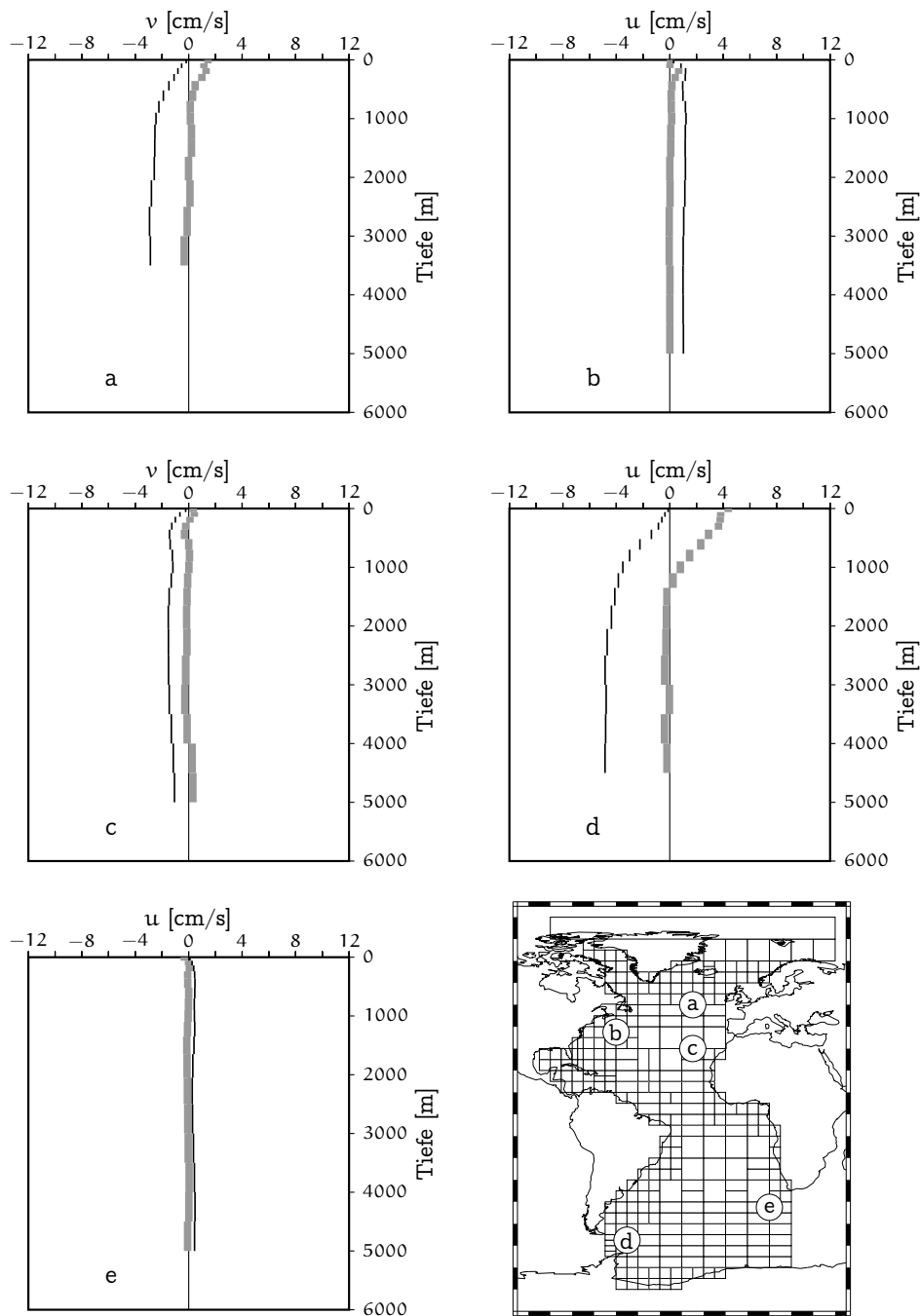


Abbildung 5.2: Geschwindigkeitsprofile an ausgewählten Orten im Atlantik für Experiment E. Grau: modellierte Geschwindigkeiten, schwarz: aus den modellierten Temperaturen und Salzgehalten über die geostrophische Bedingung berechnete Geschwindigkeiten. Positive Geschwindigkeiten sind nach Osten (Orte b, d und e) bzw. Norden (Orte a und c) gerichtet.

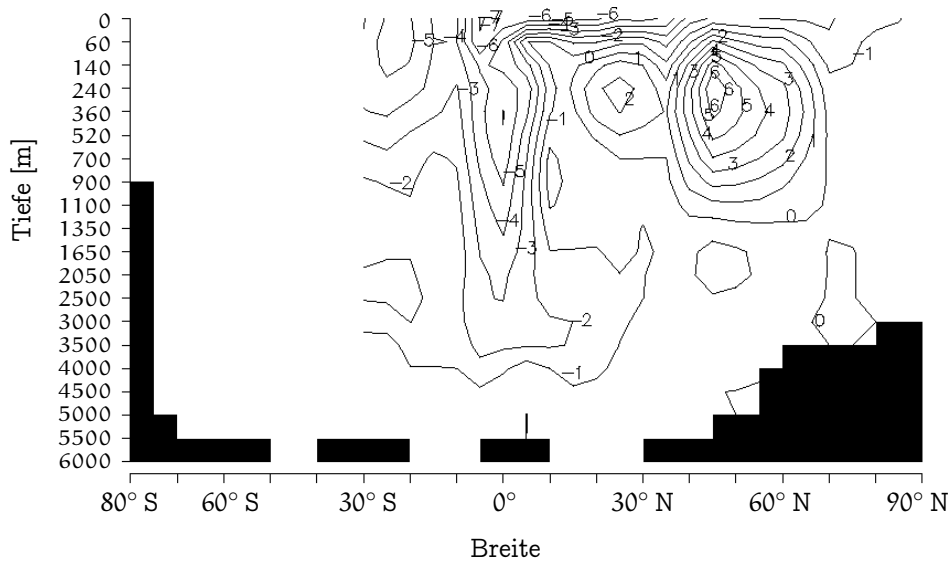


Abbildung 5.3: Die meridionale Stromfunktion von Experiment F.

ke Anpassung an die Daten anzeigt.¹ Gegenüber Experiment D ist der Fehler der modellierten Temperaturen gestiegen, dies ist auf die zusätzliche Benutzung der dynamischen Geostrophie zurückzuführen. Die Abweichung der modellierten Temperaturen von den *fortgelassenen* Daten beträgt jedoch nur noch $4,29^\circ\text{C}$, gegenüber $10,3^\circ\text{C}$ bei Experiment D. Wie Abbildung A.8 zeigt, wird die Temperatur unterhalb von etwa 3000 m um maximal 1°C abweichend modelliert, und das, obwohl dort *keinerlei* Temperaturdaten vorgegeben wurden. Eine ausgedehnte Zone mit um bis zu 5°C zu warmen Temperaturen befindet sich zwischen 500 m und 2500 m und 20°S und 60°N , weiter sind kleinere Zonen mit um bis zu 5°C zu kalten Temperaturen in den obersten 1000 m zu erkennen: Offensichtlich wird das Absinken der Isothermen beiderseits des Äquators nicht reproduziert. Teilweise extreme Temperaturdifferenzen finden sich auch in den Polargebieten.

Experiment G

In allen bisher gezeigten Experimenten hatte das Modell keinerlei Information über das Windfeld. Um diesem Mangel abzuwehren, wurde in Experiment G gegenüber F ein weiterer neuer Term in der Kostenfunktion aktiviert, der Abweichungen der Oberflächenzirkulation vom Wind in 10 m Höhe bestraft (für Einzelheiten zur Definition dieses Terms siehe Abschnitt 4.2). Das Windfeld stammt aus einem Lauf des atmosphärischen Zirkulationsmodells ECHAM (Lo-

¹Man könnte zwar durch Veränderung der Gewichtungsfaktoren diesen Fehler auf einen gewünschten Wert einstellen, wegen der Nichtlinearität des Modells ist dies aber nur durch – wenn auch gezieltes – Probieren zu erreichen, was sehr zeitaufwendig ist. Da ferner die optimalen Gewichtungsfaktoren nicht nur von der Anzahl der Daten, sondern auch von den Datenwerten selbst abhängen, erscheint eine Feineinstellung des Modells an dieser Stelle nicht sinnvoll.

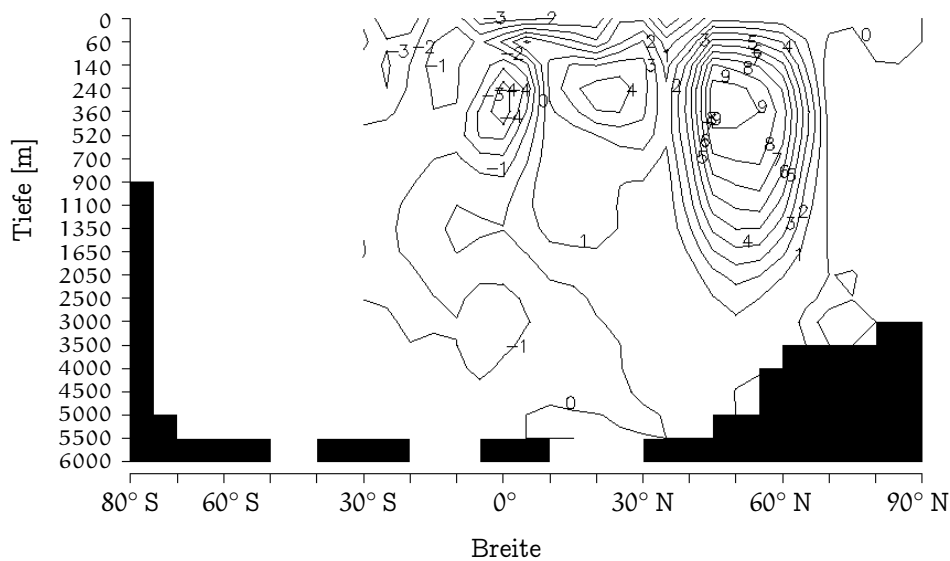


Abbildung 5.4: Die meridionale Stromfunktion von Experiment G.

renz et al. 1996; Roeckner et al. 1992, 1996; DKRZ Modellbetreuungsgruppe 1994). Die resultierende Oberflächenzirkulation ist in Abbildung A.9 dargestellt. Deutlich sind ACC, Golfstrom und Äquatorialstrom zu erkennen. Von den beiden westlichen Randströmen ist nur der nördliche ausgeprägt, der südliche (Brasilstrom) ist zwar in der Richtung korrekt wiedergegeben, aber im Verhältnis zum nördlichen zu schwach. Auch in den Transporten wird die allgemein schwache Zirkulation deutlich: Das Overturning im Nordatlantik beträgt nur 9,5 Sv (siehe Abbildung 5.4), ist damit aber deutlich größer als bei Experiment F. Ein Export in den Südozean findet nicht statt; der Transport durch die Drake-Passage beträgt nur 12,8 Sv, ist also um etwa eine Größenordnung zu klein. Die Benutzung der Winddaten verändert die Zirkulation des tiefen Ozeans erwartungsgemäß nur wenig, auch in Experiment G ist z. B. kein Einstrom von Antarktischem Bodenwasser (AABW) nach Norden zu erkennen.

Die Geschwindigkeitsprofile von Experiment G (Abbildung 5.5) weisen, ähnlich denen von Experiment E, gute Übereinstimmung unterhalb von etwa 500 m Tiefe auf, darüber jedoch leichte Abweichungen: Die Deckschicht des Ozeans wird deutlich von windgetriebenen Strömungen beeinflusst. Die gegenüber Experiment E allgemein verringerten Geschwindigkeiten spiegeln sich ebenfalls in den Profilen wider.

Die eingespeisten Temperaturdaten werden bei Experiment G mit einem mittleren Fehler von $0,38^{\circ}\text{C}$ reproduziert, also etwas schlechter als in Experiment F; dafür werden die fortgelassenen Daten mit einem etwas kleineren Fehler von $4,09^{\circ}\text{C}$ wiedergegeben. Dies zeigt an, daß die Einbeziehung des Windfeldes eine Verbesserung des Rekonstruktionsergebnisses bewirkt. Die Betrachtung der

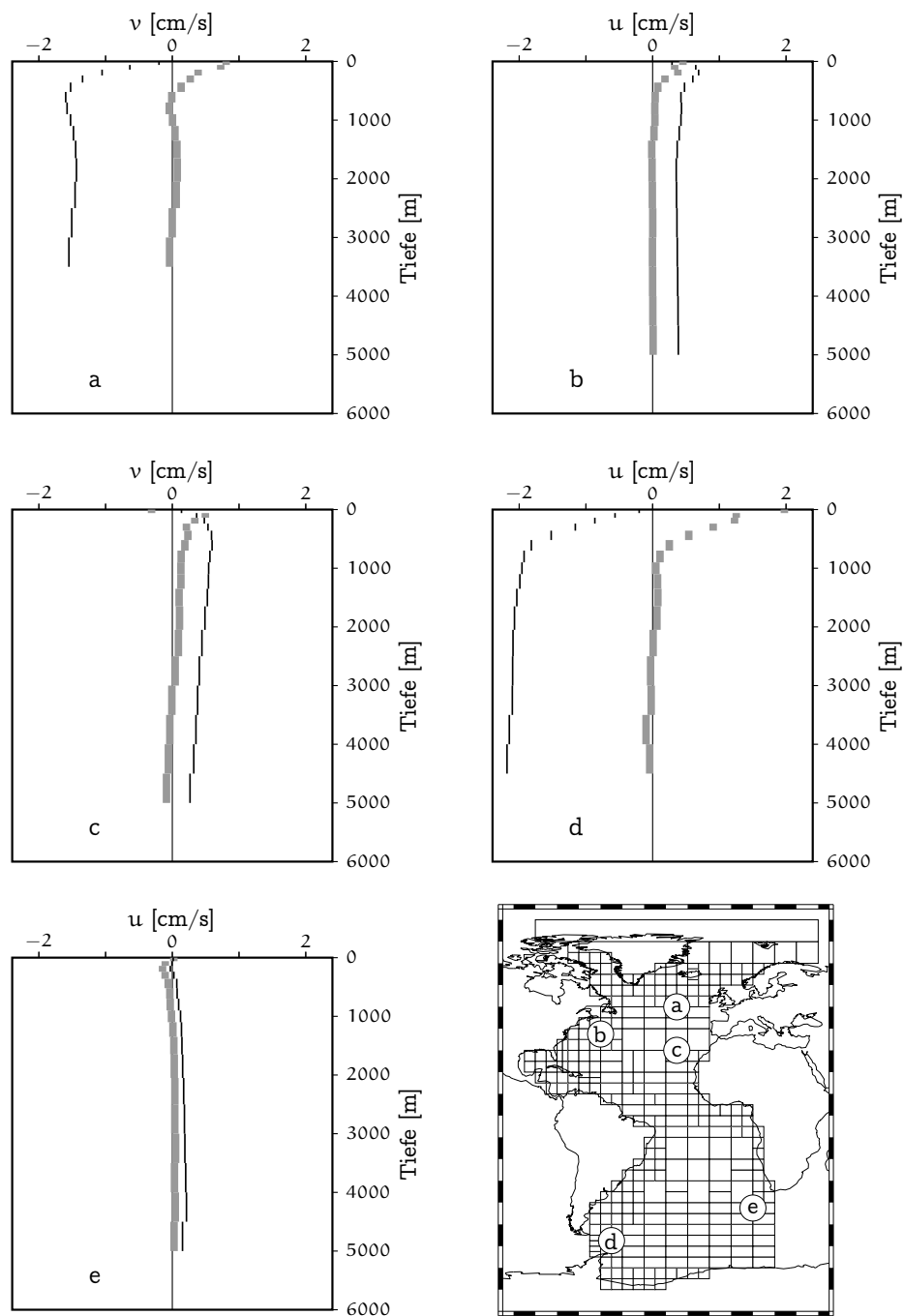


Abbildung 5.5: Geschwindigkeitsprofile an ausgewählten Orten im Atlantik für Experiment G. Grau: modellierte Geschwindigkeiten, schwarz: aus den modellierten Temperaturen und Salzgehalten über die geostrophische Bedingung berechnete Geschwindigkeiten. Positive Geschwindigkeiten sind nach Osten (Orte b, d und e) bzw. Norden (Orte a und c) gerichtet.

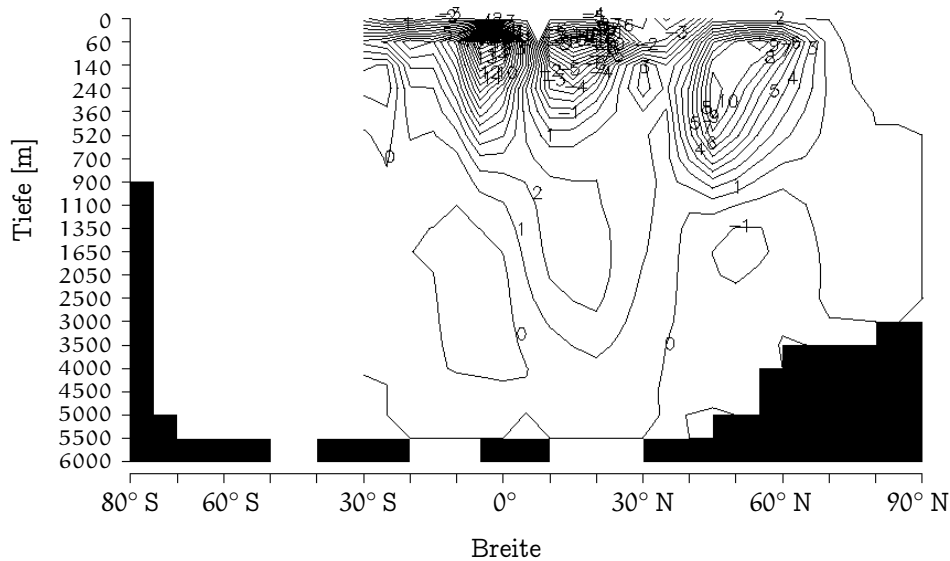


Abbildung 5.6: Die meridionale Stromfunktion von Experiment H.

Temperaturdifferenz zu den vollen Daten (Abbildung A.10) bestätigt dies: Zwar finden sich ähnlich wie bei Experiment F Zonen mit Abweichungen bis zu etwa 5°C , doch sind diese räumlich weniger ausgedehnt.

Als Gegenprobe möge Experiment H dienen, hier wurde wie in Experiment G mit dem Windfeld gerechnet, aber die dynamische Geostrophie wurde nicht verwendet. Die Oberflächenzirkulation folgt sehr genau dem Windfeld, sofern sie nicht durch die Topographie daran gehindert wird. Die meridionale Stromfunktion (Abbildung 5.6) spiegelt wider, wie sehr die Zirkulation vom Wind dominiert wird: Zwei starke Overturningzellen beiderseits der Innertropischen Konvergenzzone reichen bis in etwa 500 m Tiefe herab, und das etwa 10 Sv starke Overturning im Nordatlantik erstreckt sich nur bis etwa 900 m. Die resultierende Temperaturverteilung ist – ähnlich derer von Experiment D – mit Temperaturen von über 15°C am Ozeanboden extrem unrealistisch.

Experiment H

Experiment G stellt bezüglich der eingespeisten Datenmenge das Optimum dar, welches für einen glazialen Ozean mit 2RAIOM und den Daten aus dem CLIMAP-Atlas derzeit möglich ist. Es soll daher noch ein wenig näher untersucht werden. Die Differenz der modellierten Oberflächentemperaturen zu den (vollen) Daten (Abbildung A.11) ist mit bis ca. 34°C am größten im Europäischen Nordmeer, der Baffin Bay und im Golf von Mexiko. Dies sind Gebiete, die zum einen von der großräumigen Zirkulation relativ stark abgeschnitten sind und in denen zum anderen bei diesem Experiment keinerlei Temperaturdaten vorgeschrieben wurden (vgl. Abbildung 8.1). Wenn dann der Oberflächenwärme- fluß gut reproduziert wird (vgl. Abbildung 5.7; zwischen 60°N und dem Nordpol ist die Übereinstimmung sogar hervorragend), die modellierten Geschwindigkei-

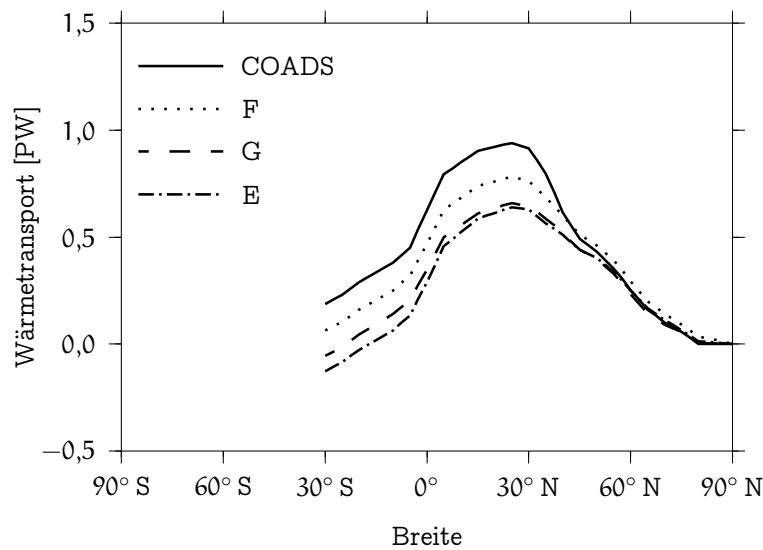


Abbildung 5.7: Die meridionalen Wärmefflüsse der Experimente E, F und G im Vergleich zu den Beobachtungsdaten.

ten im Ozean aber deutlich zu klein sind, muß der Wärmetransport im Ozean durch Diffusion statt Advektion geleistet werden, was nur durch enorm große Temperaturdifferenzen möglich ist. Auch vor der Küste Argentiniens, am westlichen Rand des Modellgebiets, weist eine einzelne Box eine um ca. 20 °C zu hohe Temperatur auf. Über weite Teile des offenen Atlantiks beträgt die Differenz der Oberflächentemperatur nur höchstens ± 6 °C, wobei die größten Differenzen wiederum in Gebieten mit geringer Datendichte auftreten, z. B. dem westlichen subtropischen Südatlantik (bis 4 °C zu kalt) oder westlichen Nordatlantik (bis 6 °C zu warm). Dies ist einerseits wenig, wenn man bedenkt, wie wenig Information dem Modell vorgegeben wurde, andererseits ist es unangenehm viel: Der Anstieg der SSTs im Atlantik seit der letzten Eiszeit liegt in der gleichen Größenordnung oder darunter (CLIMAP 1981, Crowley 2000).

Die Differenzen der modellierten Salzgehalte zu den vollen Daten in der obersten Schicht (siehe Abbildung A.12) sind mit -1 bis $+5$ psu über weite Flächen des Modellgebiets sehr groß. Da in diesem Experiment keine Salzgehaltsdaten im engeren Sinne eingingen, ist das Modell frei, auch unrealistische Salzgehalte zu rekonstruieren. An den offenen Rändern wie der Drake-Passage sind jedoch die Differenzen gering, weil dort als Randbedingungen auch Salzgehalte vorgegeben werden müssen.

Betrachtet man die Salzgehaltsdifferenz in einem Vertikalschnitt bei 30° W (Abbildung A.13), so erkennt man, daß die großen Differenzen weitgehend auf die obersten Schichten beschränkt bleiben, lediglich in Äquatornähe reicht eine Salzgehaltsanomalie von $+1$ psu bis in etwa 1000 m Tiefe. Dementsprechend reicht das recht salzige Nordatlantische Tiefenwasser (NADW) deutlich weiter nach

Süden und drängt damit das von Süden her einströmende Antarktische Zwischenwasser zurück (siehe Abbildung A.14, vgl. Abbildung A.4).

Die Vermutung liegt nahe, daß die recht großen Abweichungen der Oberflächen-salzgehalte auf unrealistische Süßwasserflüsse zurückgehen. Der Vergleich der modellierten Süßwasserflüsse (Abbildung A.15) mit den Daten von Hellerman (1973), Abbildung A.16, bestätigt dies: Während die Daten in tropischen Breiten ein leichtes Überwiegen des Niederschlags aufweisen, ermittelt das Modell dort ein deutliches Überwiegen der Verdunstung. Dies korrespondiert mit den dort zu hohen Oberflächen-Salzgehalten (Abbildung A.12). Ähnliches gilt für die Küste des südlichen Afrika: Das Modell ermittelt dort eine starke Verdunstung und berechnet dementsprechend zu hohe Salzgehalte. Umgekehrt verhält es sich im östlichen Nordatlantik: Während dort tatsächlich die Verdunstung den Niederschlag überwiegt, weisen die modellierten Süßwasserflüsse dort mehr Niederschlag auf und demzufolge zu niedrige Salzgehalte.

Die modellierten meridionalen Wärmetransporte der Experimente E, F und G stimmen nördlich von etwa 45° N sehr gut mit den Daten überein (siehe Abbildung 5.7); zwischen 30° S und 30° N sind sie um einen jeweils fast konstanten Betrag zu niedrig. Die Differenz ergibt sich dadurch, daß der Golfstrom zwischen 30° N und 45° N ein eng lokalisiertes Maximum im Oberflächenwärmefluß bewirkt: Besonders in den Wintermonaten treffen dort sehr kalte Luftmassen vom Nordamerikanischen Kontinent auf recht warmes Wasser. Dieses lokale Extremum wird von einem Term der Kostenfunktion bestraft, der einen glatten Oberflächenwärmefluß bevorzugen soll, und wird daher nicht adäquat modelliert. Der Betrag, um den der Wärmetransport südlich von 30° N zu niedrig ist, sinkt von Experiment E zu F aufgrund der verringerten Menge von eingespeisten Beobachtungsdaten und wächst bei Experiment G wieder an, weil bei G ein zusätzlicher Term der Kostenfunktion einbezogen wurde. In dieser Hinsicht wirkt sich die Aktivierung der Korrelation mit dem Wind also negativ auf das Rekonstruktionsergebnis aus.

Kapitel 6

Experimente mit verschiedenen Datenmengen

Die nun folgenden Experimente sollen prüfen, inwieweit eine Verbesserung der Datenlage auch eine Verbesserung des Modellergebnisses nach sich zieht. Dabei wurde davon ausgegangen, daß sedimentologische Untersuchungen stets nur Aussagen über die oberste und die unterste Schicht der Wassersäule gestatten, da nur diese Schichten aufgrund ihrer relativ dichten Besiedlung durch Mikroorganismen ein Signal im Sediment hinterlassen. Daher wurden vier Szenarien durchgespielt: In Experiment I wurden die Temperaturdaten nur der obersten Schicht, diese aber fast vollständig eingespeist. (Der reduzierte Datensatz, der mit Experiment D eingeführt wurde, enthielt auch nur Werte für die oberste Schicht; aber dort nur 83 von 294 möglichen Werten. In Experiment I liegen 293 von 294 möglichen Datenwerten vor.) In Experiment J wurden zusätzlich die Salzgehaltsdaten der vollständigen obersten Schicht hinzugefügt. Bei Experiment K wurden wiederum nur Temperaturdaten verwendet, nun aber für die oberste *und* die unterste Box einer jeden Gittersäule, so daß sowohl Meeresoberfläche als auch Meeresboden fast komplett abgedeckt sind. Bei Experiment L schließlich enthalten die Eingabedatensätze Temperaturen und Salzgehalte von Meeresoberfläche und -boden. Die Datensätze wurden jeweils durch Reduktion des vollen Datensatzes von Experiment A zusammengestellt. Die Gewichtungsfaktoren der Kostenfunktion wurden wieder durch Versuch und Irrtum an die veränderten Datenmengen angepaßt (siehe Tabelle 9.3): Für die Terme *Abweichung von Temperatur- bzw. Salzgehaltsdaten* (Nr. 11 bis 14) sind sie bei diesen Experimenten um einen Faktor 100 kleiner als bei den Experimenten mit der LGM-Datenmenge, jedoch um einen Faktor 10 größer als bei Experimenten mit dem vollen Datensatz.

Experiment I

Experiment J

Experiment K

Experiment L

Die modellierte Oberflächenzirkulation der vier Experimente I bis L ist jeweils der Zirkulation von Experiment G sehr ähnlich. Dies deutet darauf hin, daß die Oberflächenzirkulation weitgehend durch den Term *Korrelation mit dem Wind* bestimmt wird, so daß die Veränderung in der Datenmenge das Rekon-

struktionsergebnis kaum beeinflussen kann.

Ein deutlich anderes Bild ergibt sich bei der Betrachtung der meridionalen Stromfunktion. Während sich bei Experiment G (LGM-Datenmenge) Nordatlantisches Tiefenwasser nur in einem schmalen Band von 50° N bis 70° N bildet und schon bei etwa 40° N wieder zu zur Oberfläche aufsteigt, so findet bei Experiment I die Tiefenwasserproduktion auch in höheren Breiten statt, insbesondere auch nördlich der Grönland-Island-Schottland-Schwelle (Abbildung 6.1). Außerdem dringt das NADW deutlich weiter nach Süden vor, um erst zwischen 10° N und dem Äquator wieder aufzusteigen. Die Tiefenwasserproduktion ist ferner durch die Erhöhung der Datenmenge um etwa 1 Sv auf 10,65 Sv angestiegen; ein Export von NADW über 30° S hinaus ist jedoch nicht zu erkennen. Schließlich ist das Vordringen von Antarktischen Bodenwasser (AABW) angedeutet: Am Äquator findet man unterhalb von 2500 m eine Overturning-Zelle von 1,45 Sv. Besonders dieses letzte Merkmal ist erstaunlich, denn die Zirkulationsmuster in großen Tiefen können nur schwer ein Signal in den Oberflächentemperaturen hinterlassen. Umgekehrt ist allerdings die Entstehung des Antarktischen Bodenwassers ein Effekt der sehr niedrigen Oberflächentemperaturen in Antarktischen Gewässern in Verbindung mit dem Ausfrieren von Salzlake bei der Bildung von Meereis. Bei Experiment G mit der LGM-Datenmenge wurden die SSTs aus hohen südlichen Breiten nicht verwendet, da der CLIMAP-Atlas dort keine Temperaturrekonstruktionen aufweist. Bei Experiment I gingen diese SST-Daten jedoch ein und könnten die Rekonstruktion der Antarktischen Tiefenwasserproduktion sowie des Antarktischen Bodenwassers erzwungen haben. Die zonal integrierten Transporte (ohne Abbildung) bestätigen diesen Gedankengang, die Antarktische Tiefenwasserproduktion ist dort nachweisbar. Gegen diese Interpretation spricht das Ergebnis von Experiment J, bei dem die Datenmenge gegenüber I durch die Zunahme der Oberflächensalzgehalte weiter erhöht wurde. Die meridionale Stromfunktion (Abbildung 6.2) läßt erkennen, daß das NADW nun wieder schon bei etwa 40° N aufsteigt, außerdem hat sich seine Produktion auf 9,21 Sv verringert. Über einen großen Tiefenbereich zwischen Ozeanboden und etwa 1000 m findet ein Einstrom aus dem Süden statt; dies kann aber kaum mit dem Antarktischen Bodenwasser identifiziert werden, das im realen Ozean nur unterhalb von etwa 3000 bis 4000 m zu finden ist. In Äquatornähe sind recht große Vertikalbewegungen zu sehen; dies hängt vermutlich mit der Nichtanwendbarkeit der geostrophischen Bedingung auf die Boxoberflächen am Äquator zusammen. Bei Experiment K (Temperatur-Daten an Oberfläche und Boden) wiederum setzt die meridionale Stromfunktion den Trend der Experimente G und I fort (Abbildung 6.3): Mit 12,80 Sv wird nochmals mehr NADW produziert, darüberhinaus ist nun ein Export über 30° S in den Südozean in Höhe von etwas mehr als 1 Sv zu erkennen. Der Einstrom und die Rezirkulation des Antarktischen Bodenwassers sind nun eindeutig zu erkennen. Die qualitativ korrekte Modellierung des AABW bei diesem Experiment ist allerdings weniger bemerkenswert als bei Experiment I, denn das AABW hinterläßt sicherlich ein Signal in den Temperaturen der untersten Schicht. Experiment L (Temperatur- und Salzgehaltsdaten an Oberfläche und Boden) schließlich verhält sich zu Ex-

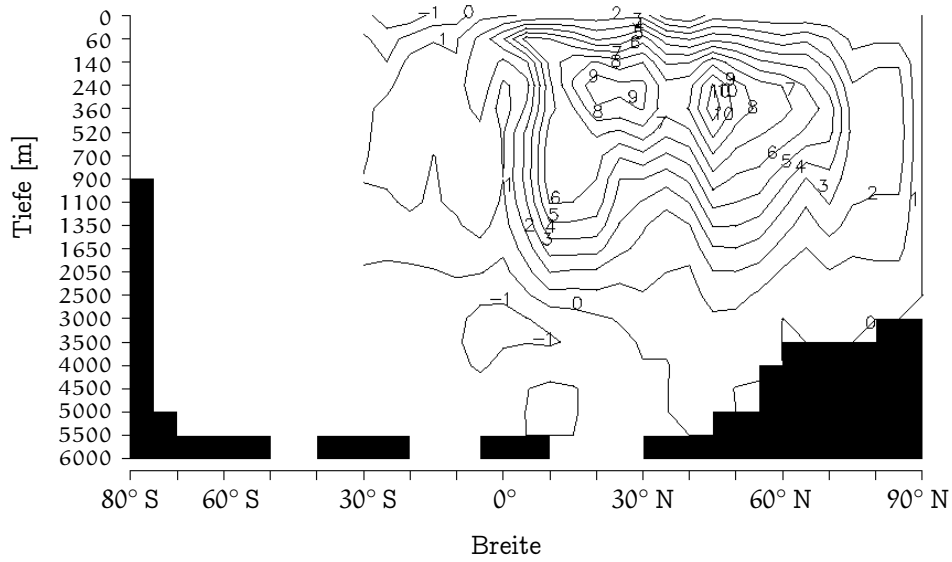


Abbildung 6.1: Die meridionale Stromfunktion von Experiment I.

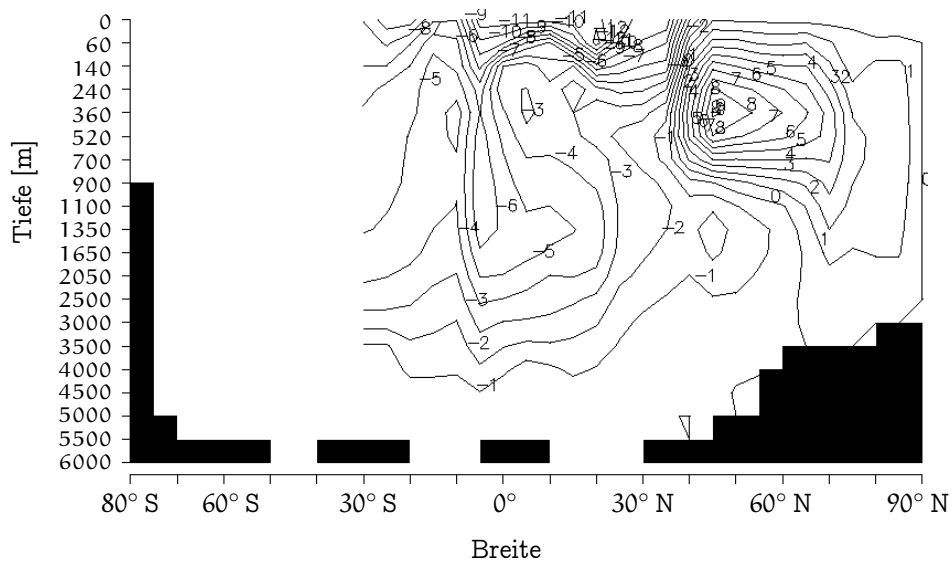


Abbildung 6.2: Die meridionale Stromfunktion von Experiment J.

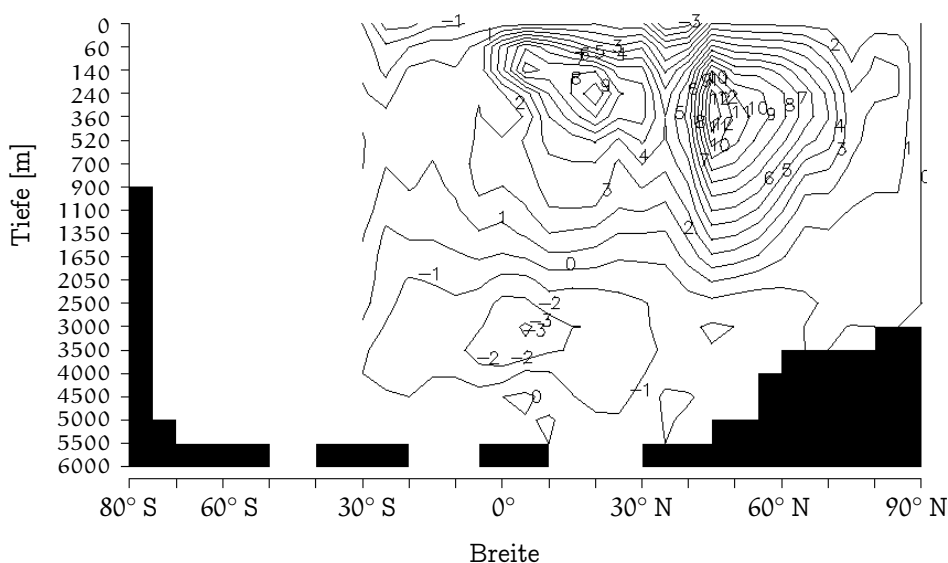


Abbildung 6.3: Die meridionale Stromfunktion von Experiment K.

periment K ganz analog wie Experiment J zu I: Die Produktion von NADW geht zurück (vgl. Tabelle 9.2), wieder wird es nicht mehr so weit nach Süden transportiert, sondern steigt schon bei 40° N wieder auf, und der Einstrom von AABW ist nicht mehr zu erkennen (siehe Abbildung 6.4).

Durch die Vorgabe der vollständigen Oberflächentemperaturen bei Experiment I verbessert sich erwartungsgemäß die Wiedergabe der Oberflächentemperatur beträchtlich gegenüber Experiment G (Abbildung A.17), lediglich im Südatlantik befinden sich nördlich von 35° S einige Boxen mit um bis zu $\pm 4^\circ\text{C}$ abweichend modellierten Temperaturen. Südlich dieser Grenze werden die Temperaturen mit sehr guter Übereinstimmung reproduziert. Der Grund ist offensichtlich das Fehlen von Beobachtungsdaten für den Oberflächenwärmefluß dort (siehe Abbildung A.16). In größeren Tiefen jedoch ist das Rekonstruktionsergebnis fast überall zu warm (Abbildung A.18), am Ozeanboden beträgt die Abweichung der modellierten Temperatur weitgehend konstant etwa $+2^\circ\text{C}$. Die Muster in den Anomalien ähneln denen von Experiment G (Abbildung A.10), wie dort gibt es neben einer zu warmen Zone in Äquatornähe beiderseits zwei zu kalte Zonen bei etwa 30° bis 40° Breite, wobei die nördliche mit 1000 m etwas tiefer liegt als die südliche mit 500 m. Die Abweichung der modellierten Temperaturen von den fortgelassenen Daten ist – konsistent mit diesen Befunden – gegenüber Experiment G von $4,09^\circ\text{C}$ auf $4,16^\circ\text{C}$ gestiegen, wobei diese beiden Zahlen wegen der Neueinstellung der Gewichtungsfaktoren nicht ganz miteinander vergleichbar sind. Die zu hohen Temperaturen sind vermutlich auf einen Auswahleffekt zurückzuführen: Der in diesem Experiment verwendete Datensatz der Oberflächentemperaturen überrepräsentiert aufgrund der Kugelgestalt der

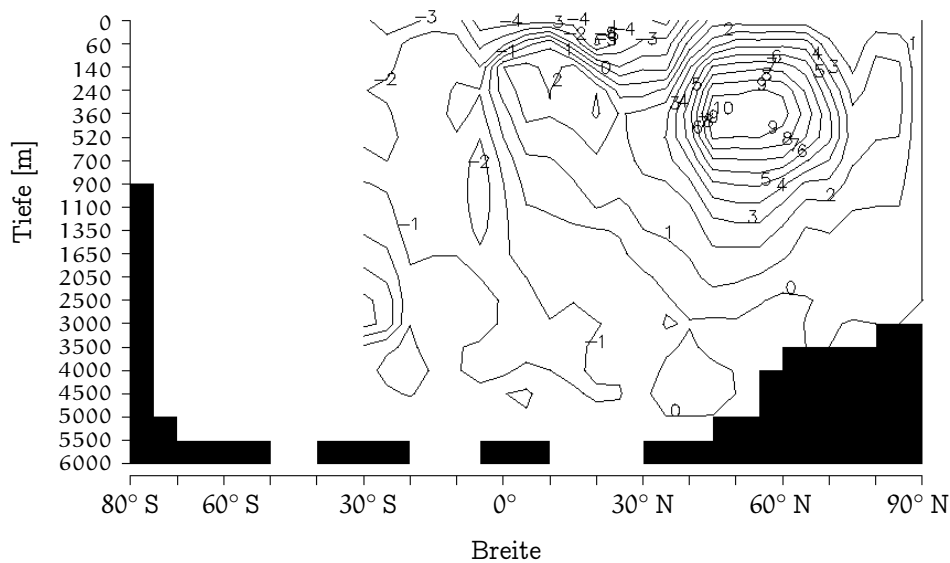


Abbildung 6.4: Die meridionale Stromfunktion von Experiment L.

Erde die warmen, äquatorialen Gewässer gegenüber den kalten, polaren Wassermassen; der weitgehend gleichmäßig kalte, tiefe Ozean ist hingegen konstruktionsbedingt überhaupt nicht repräsentiert. Einen gewissen Ausgleich für die zu warmen Temperaturen, also zu niedrigen Dichten, schafft das Modell, indem es die Salzgehalte überschätzt (Abbildung A.19): Fast im gesamten Querschnitt ist der modellierte Salzgehalt um wenigstens 0,5 psu zu hoch. Dabei wiederholt sich das in der Temperaturanomalie gefundene Muster, indem die äquatoriale Zone mit den höchsten Temperaturdifferenzen auch die größten Salzgehaltsanomalien aufweist, während in den beiden Zonen mit zu niedrigen Temperaturen der Salzgehalt um nur wenig (ca. 0,25 psu) zu hoch modelliert wird. Analog zu den Temperaturabweichungen steigen die Abweichungen der modellierten Salzgehalte von den fortgelassenen Daten von 1,26 psu bei Experiment G auf 1,66 psu bei Experiment I an.

Die modellierte SST von Experiment J (Temperatur- und Salzgehaltsdaten der vollen Oberfläche) ist derjenigen von Experiment I sehr ähnlich, Vorzeichen und Beträge der Anomalien sind fast identisch. Die mittlere Abweichung von den Temperatur-Daten ist mit $0,97^{\circ}\text{C}$ unwesentlich kleiner als bei Experiment I ($0,99^{\circ}\text{C}$). Der modellierte Salzgehalt in der obersten Schicht reproduziert die Beobachtungsdaten mit einem mittleren Fehler von nur 0,21 psu. Eine einzelne Box vor der Küste Norwegens, am Rand des Modellgebiets also, besitzt allerdings mit +2 psu eine herausstechend hohe Anomalie: Eine Überprüfung des Eingabedatensatzes ergibt, daß für diese Box angeblich ein um mehr als 2 psu niedrigerer Salzgehalt als in den Nachbarboxen beobachtet wurde. Da auch die Fehlerabschätzung für diese Box um eine Größenordnung höher ist als bei ihren

Nachbarn, enthält vermutlich der Eingabedatensatz für diese Box einen durch Auswahleffekte oder Undersampling verfälschten Wert. Diese scheinbar fehlerhafte Rekonstruktion ist also kein durch 2RAIOM verursachtes Artefakt, sondern bestätigt eher die Leistungsfähigkeit der inversen Modellierung, fehlerhafte oder inkonsistente Eingabedaten als solche zu erkennen.

Die Vertikalschnitte von Experiment J zeigen ein im Vergleich zu I in gewisser Weise komplementäres Bild: War das Resultat von Experiment I zu warm und zu salzig, so ist das Ergebnis von Experiment J zu kühl und zu salzarm: Fast der gesamte Querschnitt ist um bis zu 1 psu zu salzarm, lediglich eine Zunge zu salzigen Wassers befindet sich in 500 bis 1000 m Tiefe zwischen 70° S und 10° N (Abbildung A.20). Dies zeigt an, daß das salzarme Antarktische Zwischenwasser (AAIW) in einem zu homogenen modellierten Ozean nicht korrekt wiedergegeben wird. Die Temperaturanomalie ist bis zu ca. 1000 m Tiefe derjenigen von Experiment I sehr ähnlich. In größeren Tiefen ist das Modellergebnis jedoch um 1° C bis 2° C zu kalt, mit Ausnahme des Ozeans südlich von 50° S, der etwa 1° C zu warm wiedergegeben wird.

Die Abweichungen der modellierten Tracer von den weggelassenen Beobachtungsdaten sind bei Experiment J mit $2,37^{\circ}$ C und 0,35 psu deutlich kleiner als bei Experiment I ($4,16^{\circ}$ C und 1,66 psu). Da die Gewichtungsfaktoren bei beiden Experimenten identisch sind, zeigt dies an, daß die Hinzunahme der Salzgehaltsdaten dem Modell bei der Rekonstruktion der Temperaturen hilft, obwohl beide Tracer auch in einer gewissen Konkurrenz zueinander stehen.

Die modellierten Oberflächentemperaturen der Experimente K und L sind erwartungsgemäß denen der Experimente I und J recht ähnlich, allerdings treten bei Experiment L auch im Nordpolarmeer etwas größere Abweichungen von etwa $\pm 2^{\circ}$ C auf. Dies ist vermutlich auf den Konkurrenzeffekt durch die gegenüber Experiment I immerhin vervierfachte Datenmenge zurückzuführen. In den Vertikalschnitten der Temperaturdifferenz zu den Daten sind die Experimente K und L den Experimenten I bzw. J in den oberen 2000 m der Wassersäule sehr ähnlich, darunter jedoch sind die Abweichungen deutlich kleiner, unterhalb von 3000 m verschwinden sie beinahe: Die Hinzunahme der Temperaturdaten am Boden führt zu einer erheblich verbesserten Rekonstruktion auch weit hinauf in die Wassersäule.

Im Vertikalschnitt der Salzgehaltsdifferenz zeigt sich Experiment K (Temperaturen an Oberfläche und Boden) genau wie Experiment I insgesamt zu salzig. Die Differenzen verschwinden jedoch unterhalb von 2000 m Tiefe fast völlig, obwohl keine Salzgehaltsdaten eingingen. Bei Experiment L ist die Übereinstimmung mit den Daten noch besser, allerdings wird wie bei Experiment J das AAIW nicht reproduziert und erscheint daher als zu salzige Zunge. Auch in den root-mean-square-Abweichungen der modellierten Tracer bestätigt sich die Verbesserung durch Hinzunahme der Beobachtungsdaten am Ozeanboden: Betrug die Abweichung von den fortgelassenen Daten bei Experiment I noch $4,16^{\circ}$ C und 1,66 psu, so sind es bei Experiment K nur $2,47^{\circ}$ C und 1,16 psu. Demgegenüber ist die Verbesserung beim Schritt von Experiment J zu L kleiner, nämlich

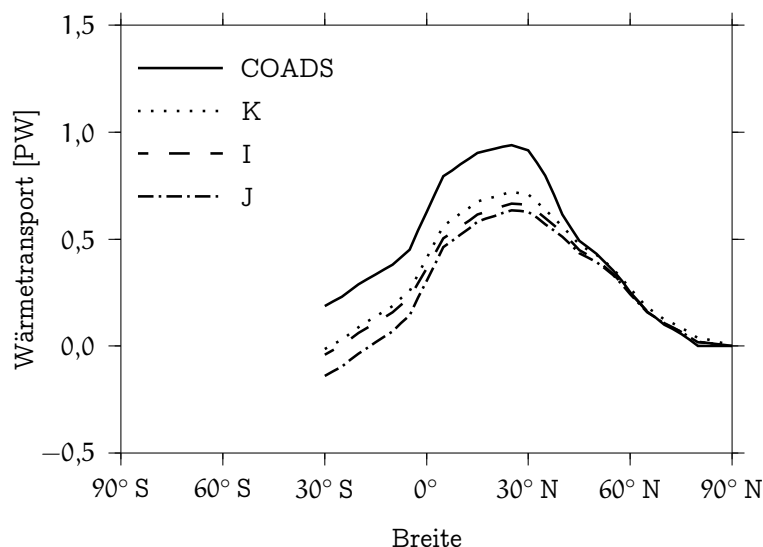


Abbildung 6.5: Die meridionalen Wärmeflüsse der Experimente I, J und K im Vergleich zu den Beobachtungsdaten. Das Ergebnis von Experiment L ist dem von J praktisch identisch und daher nicht dargestellt.

von $2,37^{\circ}\text{C}$ und $0,35\text{ psu}$ auf $2,00^{\circ}\text{C}$ und $0,34\text{ psu}$.

Experiment L weist noch eine Besonderheit auf: Traten in allen vorher gezeigten Experimenten zwar teilweise deutliche Abweichungen von den Beobachtungsdaten auf, so geschah dies aber vornehmlich in Gebieten, in denen gerade keine Daten vorgegeben waren, sowie an den Rändern des Modellgebiets und insbesondere Randmeeren wie dem Golf von Mexiko. Bei Experiment L hingegen zeigt eine einzelne Box im zentralen Südatlantik einen um fast 3 psu zu hohen Salzgehalt (Abbildung A.21). Dieser geht einher mit einem isolierten Maximum im Süßwasserfluß bei derselben Box (ohne Abbildung). Offenbar reicht der Term in der Kostenfunktion, der einen glatten Süßwasserfluß begünstigen soll, nicht in allen Fällen aus. Abhilfe könnte geschaffen werden durch Erhöhung des entsprechenden Gewichtungsfaktors oder auch durch Einführung von Termen, die eine glatte Temperatur- bzw. Salzgehaltsverteilung begünstigen.

Die meridionalen Wärmetransporte der Experimente I bis L (Abbildung 6.5) unterscheiden sich kaum von Experiment G. Ähnlich wie beim Vergleich der Experimente E, F und G liegt der Hauptunterschied in differierenden Offsets zum Verlauf der vorgegebenen Daten südlich von 30°N . Dies läßt den Schluß zu, daß die Wärmetransporte kaum von den eingespeisten Temperaturdaten oder deren Menge, sondern im wesentlichen von den Beobachtungsdaten für den Oberflächenwärmefluß abhängen. Dies könnte man als Zeichen dafür werten, daß der entsprechende Gewichtungsfaktor zu groß gewählt wurde.

Insgesamt zeigen die Experimente mit verschiedenen Datenmenge ein uneinheitliches Bild: Während die Tracerverteilungen mit zunehmender Datenmenge

auch immer besser rekonstruiert werden, bewirkt die Hinzunahme der Temperaturdaten eine Verbesserung der rekonstruierten Zirkulation, die Hinzunahme von Salzgehaltsdaten jedoch eine Verschlechterung. Dies mag mit der unterschiedlich guten Reproduktion der Beobachtungsdaten für die Oberflächenflüsse zusammenhängen: Bei allen Experimenten wird der Oberflächenwärmefluß recht gut reproduziert, der Süßwasserfluß demgegenüber deutlich schlechter (vgl. Abbildungen 9.4 und 9.6 in Kapitel 9 sowie die Diskussion in Kapitel 10).

Kapitel 7

Experimente zum Oberflächenwärmefluß

In diesem Kapitel werden drei Experimente vorgestellt, die mit einem anderen Datensatz für den Oberflächenwärmefluß durchgeführt wurden.

Vorwärts-Ozeanmodelle werden in der Regel entweder durch die Vorgabe von Temperaturen an der unteren Grenze der Atmosphäre angetrieben (*restoring boundary conditions*) oder durch die Vorgabe von Oberflächenwärmeflüssen, was die tatsächlichen physikalischen Prozesse besser beschreibt. Mit der Vorgabe von Oberflächenwärmeflüssen ist der Wärmetransport im Ozeaninnern weitestgehend vorgeschrieben und eine entscheidende Randbedingung, nach der sich die Zirkulation einstellt. In einem Inversmodell wie 2RAIOM hingegen muß das Modell die vorgegebenen Oberflächenwärmeflüsse nicht exakt reproduzieren, sondern kann mehr oder weniger davon abweichen. Es stellt sich daher die Frage, ob und inwieweit die Rekonstruktionsergebnisse von 2RAIOM von veränderten Oberflächenwärmeflüssen abhängen. Da Inversmodelle auch mit verschiedenen Mengen von Eingabedaten arbeiten können, ist weiter zu prüfen, wie sich veränderte Oberflächenwärmeflüsse bei verschiedenen Datenmengen auswirken. In diesem Kapitel werden daher drei Experimente vorgestellt, bei denen der bislang verwendete COADS-Datensatz für die Oberflächenwärmeflüsse durch einen anderen, wenn auch ähnlichen, ersetzt wurde.

Da neben COADS kaum beobachtete Datensätze für den Oberflächenwärmefluß verfügbar sind, wurde auf ein Simulationsergebnis des atmosphärischen Zirkulationsmodells ECHAM zurückgegriffen. Um eine erneute Einstellung von Gewichtungsfaktoren zu sparen, wurde dieser globale, flächendeckende Datensatz auf die Abdeckung der COADS-Daten reduziert und die Fehlerabschätzungen wurden aus den COADS-Daten übernommen.

Der ECHAM-Datensatz ist den COADS-Daten generell sehr ähnlich, das Muster von Wärmeaufnahme in tropischen und subtropischen Breiten und Energieabgabe in mittleren und hohen Breiten findet sich fast identisch wieder (Abbil-

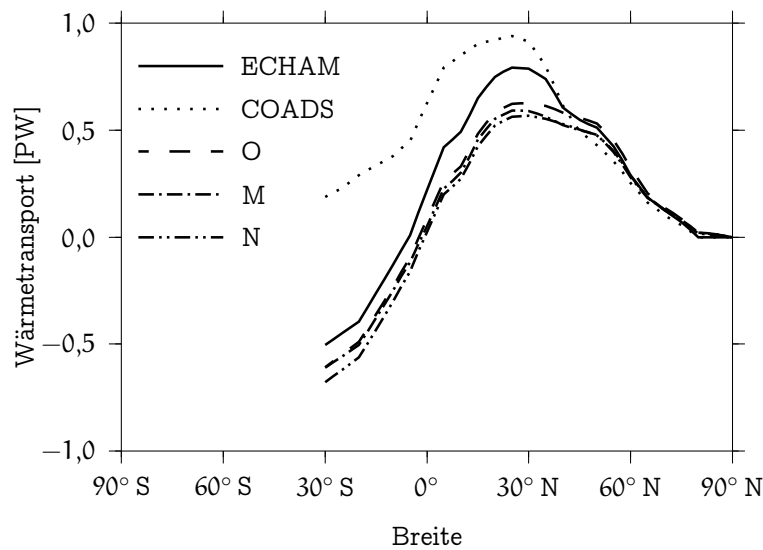


Abbildung 7.1: Die meridionalen Wärmeflüsse der Experimente M, N und O im Vergleich zu den bei diesen drei Experimenten vorgegebenen Daten aus dem atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM. Zusätzlich sind die COADS-Beobachtungsdaten dargestellt.

dungen A.22 und A.23). Jedoch weisen die ECHAM-Daten in hohen nördlichen Breiten teilweise deutlich höhere Wärmeabgaben an die Atmosphäre auf, während in den nördlichen Subtropen die Wärmeaufnahme größer ist als bei den COADS-Daten. Südlich des Äquators zeigt der ECHAM-Datensatz eine Wärmeabgabe an die Atmosphäre, während COADS dort eine leichte Energieaufnahme anzeigt. Die meridionalen Wärmetransporte (Abbildung 7.1) zeigen diesen Richtungswechsel noch klarer: Der COADS-Datensatz weist selbst bei 30° S einen *nordwärtigen* Wärmetransport von 0,19 PW auf, während der von ECHAM berechnete bei 5° S das Vorzeichen wechselt und schließlich bei 30° S einen *südwärtigen* Wärmetransport von 0,51 PW besitzt. Dies ist ein qualitativer Unterschied, der kaum ohne Folgen für das Rekonstruktionsergebnis bleiben kann.

Der ECHAM-Oberflächenwärmefluß wurde bei drei Experimenten eingesetzt, die jeweils unterschiedliche Mengen von Temperatur- und Salzgehaltsdaten verwenden: Experiment M betrachtet den vollen Datensatz von Experiment E, Experiment N den Datensatz von Experiment J (Temperatur- und Salzgehaltsdaten der vollständigen obersten Schicht), Experiment O den Datensatz in CLIMAP-Umfang von Experiment D (83 Temperaturdaten, keine Salzgehaltsdaten). In den sonstigen Randbedingungen und Parametern entsprechen die Experimente M, N und O den Experimenten E, J und D, die in diesem Kapitel auch jeweils zum Vergleich herangezogen werden. (vgl. Tabelle 9.1 auf Seite 94 und Abbildung 9.1 auf Seite 95).

Experiment M
 Experiment N
 Experiment O

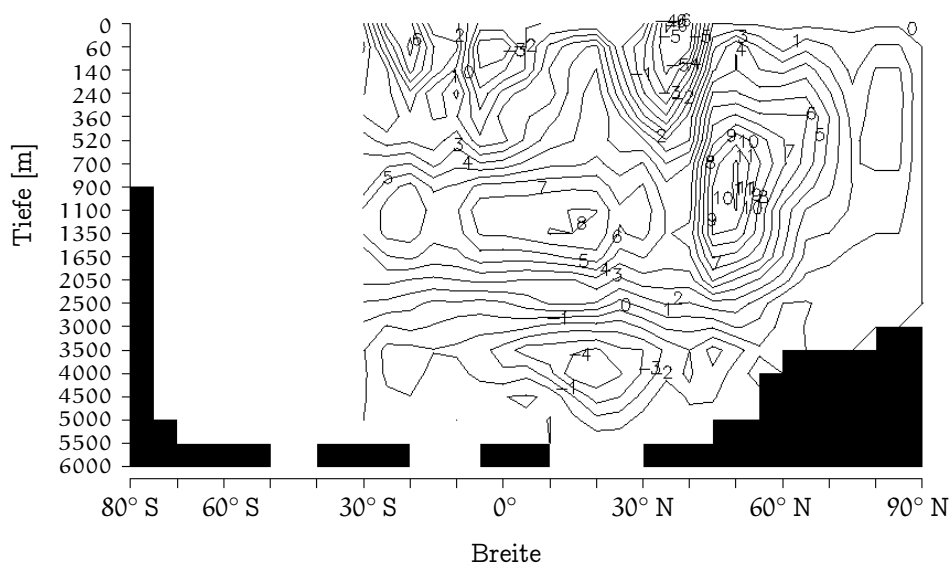


Abbildung 7.2: Die meridionale Stromfunktion von Experiment M.

Die rekonstruierten Oberflächenzirkulationen der Experimente N und O entsprechen weitestgehend denen der Vergleichsexperimente. Dies ist auf die Benutzung des Terms *Korrelation mit dem Wind* bei diesen beiden Experimenten zurückzuführen. Bei Experiment M haben im Vergleich zu E der Brasilstrom und der Benguelastrom an Geschwindigkeit gewonnen. Dieses Ergebnis paßt zu dem veränderten Vorzeichen des meridionalen Wärmetransports im Südatlantik: Der Brasilstrom schafft warmes Wasser aus den Tropen nach Süden, der Benguelastrom kältere Wassermassen nach Norden. Auch in der meridionalen Stromfunktion von Experiment M (Abbildung 7.2) ist diese Änderung zu erkennen: Während die Stromfunktion im ganzen Nordatlantik sowie im Südatlantik tiefer als 700 m der Stromfunktion vom Experiment E (Abbildung 5.1) sehr ähnlich ist, zeigt sie in den oberflächennahen Schichten des Südatlantiks erhöhte Transporte an.

Bei Experiment N hat sich gegenüber Experiment J das Zentrum der nordatlantischen Overturningzelle nach Norden verlagert (Abbildung 7.3), dies spiegelt die beim ECHAM-Datensatz erhöhten Wärmeflüsse in hohen nördlichen Breiten wider. Darüberhinaus erscheinen die schon bei Experiment J gefundenen hohen Vertikalgeschwindigkeiten in Äquatornähe verstärkt.

Bei Experiment O zeigt die meridionale Stromfunktion (Abbildung 7.4) nördlich des Äquators qualitativ ein ähnliches Bild wie bei Experiment G. Auch hier hat sich aber der Kern der Overturningzelle nach Norden verlagert, ferner dringt mehr NADW weiter nach Süden vor. Die Südhalbkugel weist eine von Experiment G sehr verschiedene Stromfunktion auf: Unterhalb von 900 m findet ein Einstrom von etwa 9 Sv Tiefenwasser statt, das zwischen 20° S und 10° N auf-

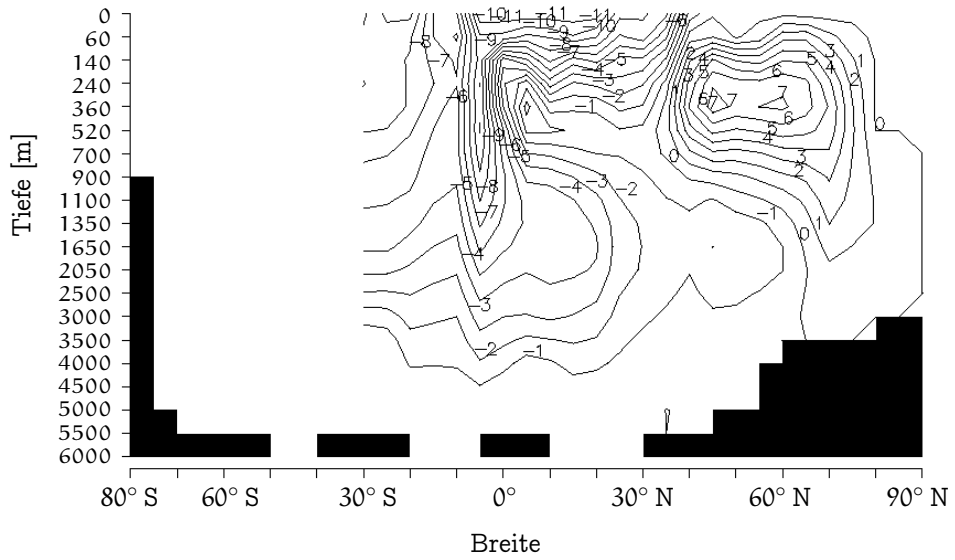


Abbildung 7.3: Die meridionale Stromfunktion von Experiment N.

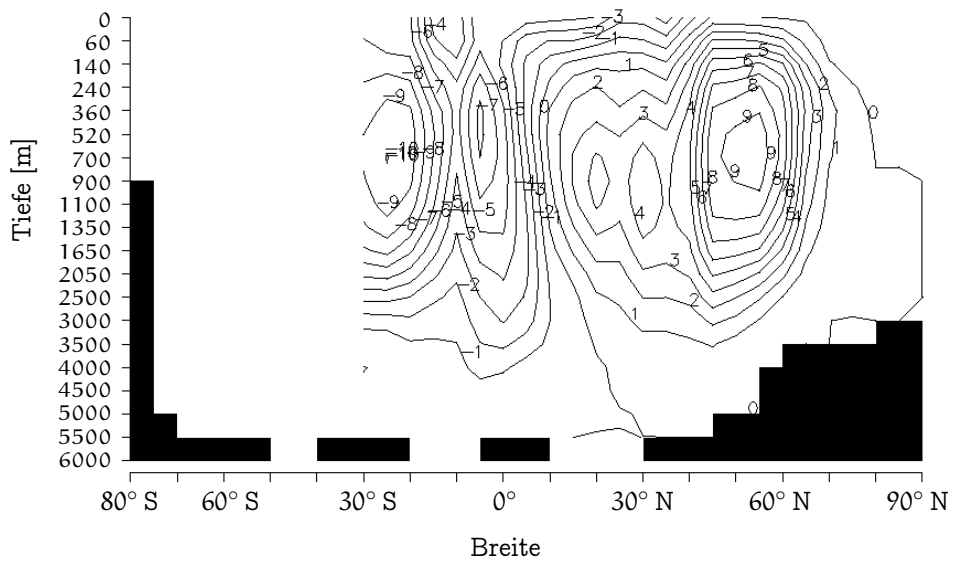


Abbildung 7.4: Die meridionale Stromfunktion von Experiment O.

steigt und nach Süden rezirkuliert. Bei diesem Experiment haben also die zum Äquator annähernd symmetrischen meridionalen Wärmetransporte auch zu einer annähernd symmetrischen Stromfunktion geführt.

Die modellierten meridionalen Wärmetransporte der Experimente M bis O (Abbildung 7.1) reproduzieren die Eingabedaten mit ähnlichen Fehlern wie bei den vorigen Experimenten: Nördlich von etwa 40° N werden die Eingabedaten sehr gut nachvollzogen, doch das scharfe Maximum der Wärmeabgabe an die Atmosphäre bei 35° N wird unterschätzt, so daß südlich davon der modellierte Transport zu klein ist. Im Gegensatz zu den COADS-Daten weist der von ECHAM modellierte Oberflächenwärmefluß jedoch noch ein weiteres scharfes Extremum auf, nämlich ein Minimum zwischen 10° N und 25° N vor der afrikanischen Westküste (vgl. Abbildungen A.22 und A.23). Auch dieses Extremum wird von 2RAIOM bei allen drei Experimenten unterschätzt, so daß die beiden Fehler sich teilweise kompensieren und südlich von 10° N der nordwärtige Wärmetransport um annähernd konstant $0,1$ PW (Experimente M und O) bzw. $0,2$ PW (Experiment N) unterschätzt wird.

Instruktiv ist die Betrachtung der Differenz der modellierten SSTs zu den Daten. Bei Experiment M (Abbildung A.24) werden im Nordatlantik die Temperaturen – mit Ausnahme einiger randständiger Boxen – mit Abweichungen von maximal ca. $\pm 3^\circ\text{C}$ reproduziert. Im Südatlantik befinden sich jedoch im *Innern* des Modellgebiets zahlreiche Boxen mit Fehlern von über $\pm 5^\circ\text{C}$; und dort sind auch die Boxen mit den größten Abweichungen überhaupt bei diesem Experiment ($+9^\circ\text{C}$ bzw. -11°C). Darüberhinaus ist die root-mean-square-Abweichung der modellierten Temperaturen mit $0,96^\circ\text{C}$ deutlich größer als bei Experiment E mit $0,90^\circ\text{C}$. Zusammen genommen sind dies deutliche Hinweise darauf, daß die bei Experiment M verwendeten Datensätze für die Temperatur einerseits und den Oberflächenwärmefluß andererseits nicht kompatibel sind. Ähnliche Resultate, wenn auch nicht so ausgeprägt, ergibt der Vergleich von Experiment N mit seinem Vergleichsexperiment J (siehe Tabelle 9.2). Anders verhält es sich jedoch mit Experiment O, welches mit den auf die LGM-Menge reduzierten Temperaturdaten durchgeführt wurde: Diese werden mit einer mittleren Abweichung von $0,29^\circ\text{C}$ reproduziert, also sogar besser als bei Experiment G ($0,34^\circ\text{C}$). Auch die fortgelassenen Temperatur- und Salzgehaltsdaten werden mit geringeren Abweichungen modelliert als bei Experiment G. Der Vergleich der SST-Anomalien von Experiment O (Abbildung A.25) mit denen von Experiment G (Abbildung A.11) zeigt weitgehende Übereinstimmung im Nordatlantik. Die Abweichungen im Südatlantik sind teilweise deutlich verschieden voneinander, ohne daß man jedoch eines der beiden Experimente als deutlich besser als das andere bezeichnen könnte: Bei Experiment G finden sich recht große Abweichungen von über 10°C vor der namibischen Küste, die bei Experiment O nicht auftreten. Umgekehrt ist der subpolare und polare Südatlantik bei Experiment G mit einem vergleichsweise geringen Fehler von höchstens 2°C wiedergegeben, während dort bei Experiment O über große Flächen Fehler von 6°C und mehr auftreten.

Aus diesen Experimenten läßt sich schließen, daß 2RAIOM im Prinzip in der

Lage ist, inkonsistente Eingabedatensätze zu „erkennen“. Diese Fähigkeit hängt jedoch von der Datenmenge ab: Bei einer zu geringen Anzahl von Temperaturdaten kann das Modell praktisch *immer* eine Zirkulation finden, die die Eingabedaten im Rahmen ihrer Fehlerschätzungen reproduziert, auch wenn diese Lösung von der realen Zirkulation weit entfernt ist. Um unrealistische Rekonstruktionsergebnisse zu verhindern, muß dann wieder verstärkt auf zusätzliche a priori-Informationen zurückgegriffen werden.

Kapitel 8

Anwendung auf das Letzte Glaziale Maximum

In diesem Kapitel wird 2RAIOM mit den neuen Termen der Kostenfunktion auf Daten angewendet, die das Letzte Glaziale Maximum betreffen. Dafür werden verschiedene Datensätze herangezogen und die damit erzielten Rekonstruktionsergebnisse miteinander verglichen.

Will man mit einem Ozeanmodell wie 2RAIOM einen vergangenen Zustand rekonstruieren, so ist es eigentlich nötig, für *alle* eingehenden Größen Datensätze zu beschaffen, die sich auf den gewünschten Zeitpunkt beziehen. Da viele der benötigten Größen einer Messung nicht zugänglich sind, muß in der Praxis stets ein Kompromiß eingegangen werden: Anstelle eines gemessenen Datensatzes, der sich auf die Vergangenheit bezieht, werden dann in der Regel ein rezenter Datensatz benutzt oder das Rechenergebnis eines anderen Modells, auch Zwischenwege sind möglich. In den hier vorgestellten Experimenten zum Letzten Glazialen Maximum wurden die meisten Randbedingungen auf ihren Einstellungen bei den rezenten Experimenten belassen. Durch die globale Meeresspiegelabsenkung während des LGM um ca. 130 m gegenüber heute ändern sich die Ozeanumrisse bei der hier verwendeten groben horizontalen Auflösung kaum. Daher wurde der Effekt vernachlässigt und die heutige Topographie beibehalten; dies erleichtert den Vergleich der Ergebnisse verschiedener Experimente.

Die Temperatur- und Salzgehaltsrandbedingungen an den offenen Rändern wurden ebenfalls nicht verändert: Diese Werte werden über die gesamte Wassersäule benötigt, hätten also mit Hilfe von anderen Ozeanmodellen ermittelt werden müssen. Die dabei zu erwartenden Fehler sind aber nicht wesentlich kleiner als die Temperaturdifferenzen zwischen LGM und heute. Etwas anders verhält es sich mit dem Salzgehalt: Aufgrund des globalen Eiseffekts lag der mittlere Salzgehalt um etwa 1 psu höher als heute, man könnte also die S-Daten an den offenen Rändern pauschal um 1 psu erhöhen. Ein (hier nicht weiter vorgestelltes) Experiment zeigt jedoch, daß sich damit die Ergebnisse nur minimal ändern. Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, daß der Salzgehalt innerhalb

von 2RAIOM nur an zwei Stellen in die Berechnungen eingeht: zum einen über die Zustandsfunktion von Meerwasser, zum anderen beim Vergleich mit den Salzgehalts-Beobachtungsdaten. Wenn die Dichte von Meerwasser exakt linear vom Salzgehalt abhinge, wäre es gleichgültig, ob man zu allen Salzgehaltsrandbedingungen einen konstanten Wert addiert oder nicht, die geostrophischen Rechnungen würden dadurch nicht beeinflusst. Die Nichtlinearität ist aber offenbar so klein, daß man sie an dieser Stelle vernachlässigen kann. Der Vergleich mit Salzgehalts-Beobachtungsdaten wiederum findet in den folgenden Experimenten überhaupt nicht statt, da dafür kein Datensatz eingespeist wird. (Zur Problematik von Salzgehalts-Rekonstruktionen und Lösungsansätze innerhalb von Inversmodellen sei auf die Diskussion verwiesen.) Sobald auch rekonstruierte Salzgehalte eingespeist werden sollen, müßten natürlich konsistente Bedingungen geschaffen werden.

Die Oberflächenwärmeflüsse und Süßwasserflüsse wurden ebenfalls auf ihren bei den rezenten Experimenten und schon von Schlitzer (1993, p. 39) verwendeten Werten belassen. Beide Größen sind einer direkten Rekonstruktion aus Proxies nicht zugänglich und hätten wiederum anderen Modellen entnommen werden müssen.

Im ersten Experiment, das sich auf das Letzte Glaziale Maximum bezieht, wurde der von Prell (1985) mittels der Modern Analog Technique (MAT) reanalysierte Datensatz von CLIMAP (1981) verwendet. Die Reanalyse von Prell (1985) hat gegenüber dem Originaldatensatz leichte Vorteile, z. B. ist die Streuung der Meeresoberflächentemperaturen, die innerhalb derselben Gitterbox liegen, mit $0,961\text{ }^{\circ}\text{C}$ (root-mean-square) gegenüber $1,038\text{ }^{\circ}\text{C}$ etwas geringer; ferner gibt Prell (1985) etwas kleinere Fehlerabschätzungen an als CLIMAP (1981). Von den 261 Kernlokationen des Katalogs liegen 153 innerhalb des Modellgebiets (Abbildung 8.1). Für 83 Boxen ergeben sich daraus Beobachtungswerte: Wenn mehrere Kerne innerhalb einer Box liegen, wurde das arithmetische Mittel verwendet. Die von Prell (1985) angegebenen Werte für Temperatur im Februar und August wurden jeweils gemittelt, um einen Jahresmittelwert zu erhalten. Da sich alle diese Rekonstruktionen auf die Meeresoberfläche beziehen, ist eine Umrechnung von in situ-Temperatur T in potentielle Temperatur θ nicht notwendig. Die Kernlokationen sind nicht gleichmäßig über den Atlantik verteilt (Abbildung A.26): Nur im östlichen Nordatlantik gibt es eine Region, in der für eine große zusammenhängende Fläche von Gitterboxen Temperaturrekonstruktionen für das LGM zur Verfügung stehen. Recht gut abgedeckt sind weiterhin der äquatoriale Atlantik sowie der Südatlantik entlang des Mittelozeanischen Rückens. Nördlich von 65° N und südlich von 55° S befinden sich überhaupt keine Kernlokationen.

2RAIOM benötigt neben den Temperaturmeßdaten stets auch zugehörige Fehlerabschätzungen. Man könnte sie zwar aus den von CLIMAP oder Prell angegebenen Fehlerabschätzungen berechnen, dieses Vorgehen scheint aber hier nicht sinnvoll: Erstens beruhen die Fehlerabschätzungen von Prell und CLIMAP nur auf statistischen Betrachtungen, lassen aber systematische Fehler außer acht. Zweitens ist fraglich, wie beim Mitteln mehrerer Daten, deren Kerne in

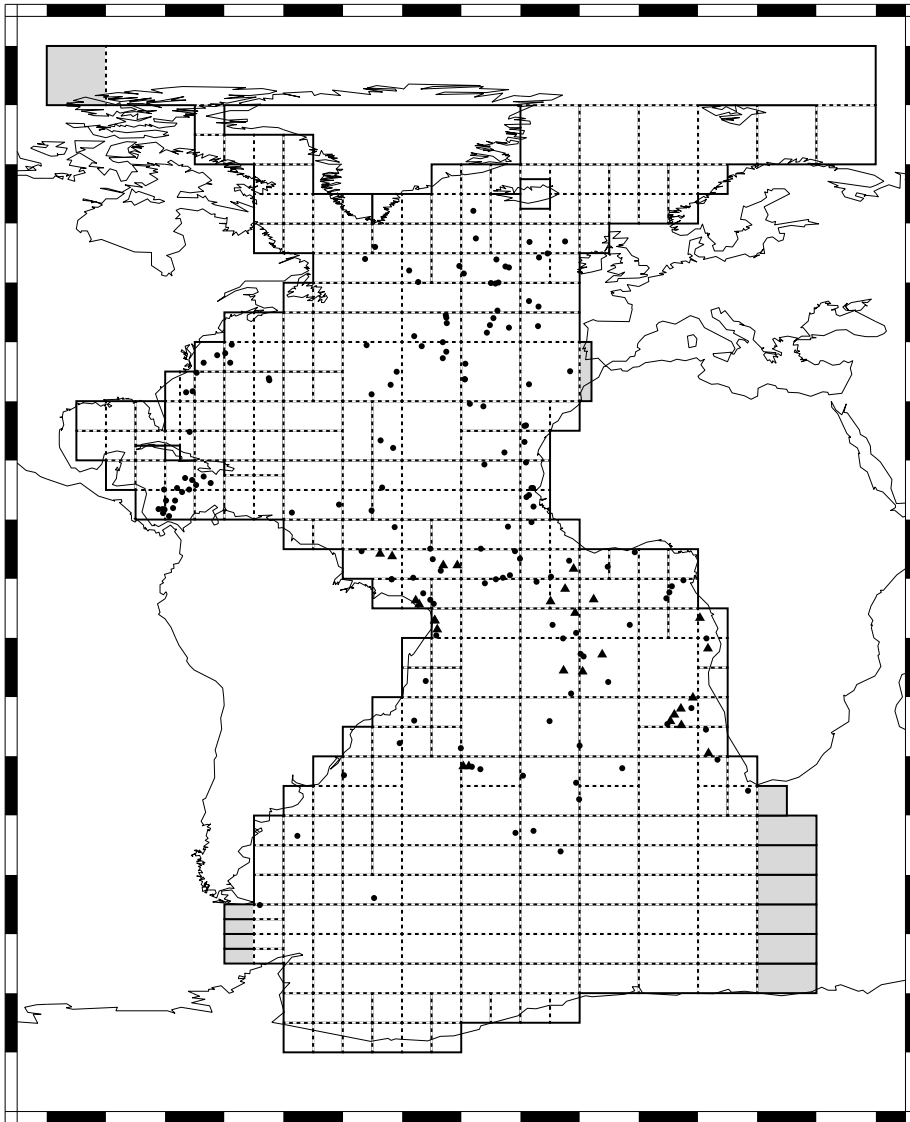


Abbildung 8.1: Verteilung der LGM-Beobachtungsdaten über das Modellgebiet: Kreise markieren die Kern-Lokationen von CLIMAP (1981), Dreiecke die Lokationen von Niebler et al. (1997).

der gleichen Gitterbox liegen, der Gesamtfehler berechnet werden sollte, denn die Grundgesamtheit der Temperaturen muß keineswegs normalverteilt sein, sondern folgt den lokalen ozeanographischen Bedingungen. Drittens gehen die einzelnen Fehler nicht absolut ins Modell ein, sondern werden alle mit dem gleichen Gewichtungsfaktor multipliziert. Der Faktor muß aber bei einer so starken Reduktion der Datenmenge sowieso neu (durch gezieltes Probieren) bestimmt werden. Somit sind einzig die *Verhältnisse* der Fehlerabschätzungen untereinander relevant. Man könnte nun willkürlich alle Fehler auf den gleichen Zahlwert setzen; hier wurde der Fehler für eine Gitterbox gleich dem Kehrwert der Anzahl der Kerne gesetzt, die in dieser Gitterbox liegen (unabhängig von der tatsächlichen Streuung der verschiedenen Temperaturen in der Box). Damit wird angenommen, daß die statistischen Fehler der einzelnen Temperaturrekonstruktionen innerhalb einer Gitterbox sich wenigstens teilweise gegenseitig aufheben, so daß der Mittelwert bei einer großen Anzahl von eingehenden Zahlen zuverlässiger ist. Ferner ist die Fehlerabschätzung auf diese Weise von der richtigen Größenordnung: Eine Box mit nur einer Kernlokation erhält die Abschätzung $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ zugewiesen, was zu den Fehlerabschätzungen von Prell (1985) paßt: Diese betragen $0,98\text{ }^{\circ}\text{C}$ für die Winter- und $1,02\text{ }^{\circ}\text{C}$ für die Sommertemperatur.

Experiment P

Im Experiment P wurde gegenüber Experiment G einzig der Temperaturdatensatz ausgetauscht, alle anderen Eingabedaten sind identisch. Die Differenz der modellierten Oberflächentemperatur zwischen den Experimenten P und G (Abbildung A.27) spiegelt die in der Eiszeit niedrigeren Temperaturen wider. An den Orten, für die Temperaturdaten eingespeist wurden, wird die dadurch vorgeschriebene Differenz recht genau wiedergegeben (vgl. Abbildung A.26): Der östliche Nordatlantik ist um bis zu $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ kälter als rezent, der Südatlantik entlang des Mittelozeanischen Rückens um bis zu $4\text{ }^{\circ}\text{C}$. Auch die wenigen Boxen, für die der CLIMAP-Datensatz eine wärmere Temperatur als rezent vorschreibt, werden entsprechend wärmer modelliert als bei Experiment G. In den Lücken zwischen den Boxen mit Datenwerten werden meistens ähnliche Temperaturdifferenzen wie in der Umgebung ermittelt, was für eine ausreichende Stabilisierung des Modells spricht. Es gibt allerdings einige wenige Ausnahmen, z. B. wird für eine einzelne Box bei 15° S eine Differenz von $+1\text{ }^{\circ}\text{C}$ ermittelt: Deren Nachbarboxen weisen mit einer Ausnahme nur negative Differenzen auf, und die eine positive Differenz beträgt lediglich $+0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$. (Solch ein Ergebnis wäre mit einem einfachen Interpolationsverfahren praktisch unmöglich. Ob das Resultat eines Inversmodells realitätsnäher ist, bleibt natürlich eine andere Frage.)

Für die datenlosen Regionen der subpolaren und polaren Breiten ermittelt das Modell sehr gegensätzliche Temperaturdifferenzen: Im Südatlantik schließt sich an ein Band mit schwach negativen Differenzen ($-0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$) eine Zone mit schwach positiven Differenzen ($0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$) an, die bis an die Antarktis reicht. Auf der Nordhalbkugel ergeben sich in der Labradorsee und Baffin Bay drastische Differenzen bis über $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ sowie im Europäischen Nordmeer im Vergleich zur Südhalbkugel recht große Differenzen bis etwa $\pm 2\text{ }^{\circ}\text{C}$. In diesem Gegensatz äußert sich die Tatsache, daß die großen offenen Ränder des Modellgebiets mit ihrem temperaturstabilisierenden Einfluß auf der Südhalbkugel liegen, während

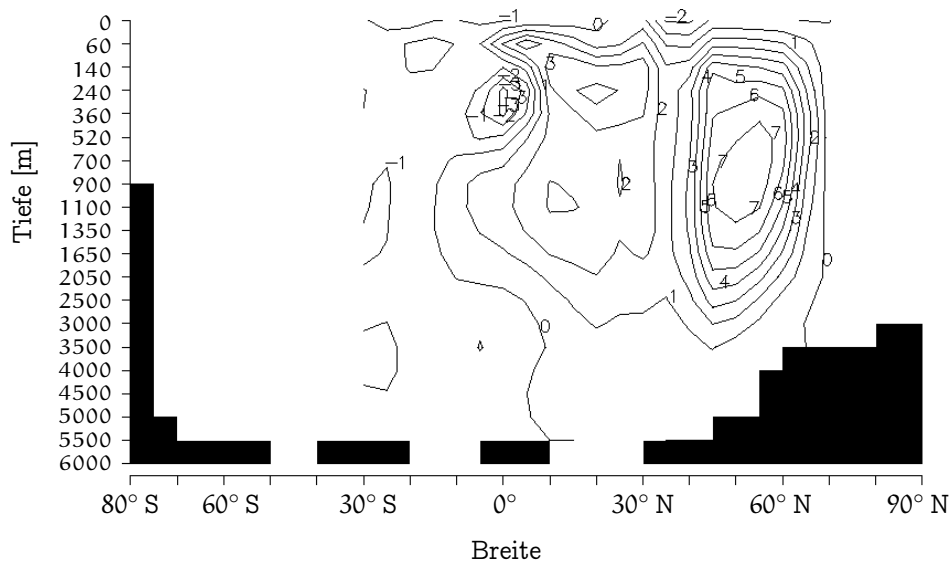


Abbildung 8.2: Die meridionale Stromfunktion von Experiment P.

im Nordpolargebiet einzig die Beringstraße¹ einen sehr kleinen offenen Rand bildet. Die absoluten Temperaturen in der Labradorsee betragen bei Experiment P etwa 0°C , die großen Differenzen dort gehen also auf zu hoch modellierte Temperaturen bei Experiment G zurück. Analog verhält es sich mit den Temperaturdifferenzen von etwa -6°C in zwei Boxen vor Namibia, für die keine LGM-Beobachtungsdaten vorliegen: Auch hier wurden bei Experiment G mit der reduzierten Datenmenge die Temperaturen um etwa 6°C überschätzt. Das Europäische Nordmeer wiederum wurde bei Experiment G drastisch zu kalt modelliert (vgl. Abbildung A.11).

Die meridionale Stromfunktion von Experiment P (Abbildung 8.2) ist derjenigen von Experiment G sehr ähnlich, allerdings liegt das Zentrum der nordatlantischen Overturningzelle mit 900 m tiefer als bei Experiment G mit nur 300 m, dies hängt sicherlich mit den im LGM deutlich niedrigeren Oberflächentemperaturen im Nordatlantik zusammen. Ferner hat sich das Overturning von 9,5 Sv auf 7,8 Sv abgeschwächt, was mit den verbreiteten Vorstellungen von einer verminderten Produktion von Nordatlantischem Tiefenwasser (NADW) während des LGM in Einklang steht. Die Muster der rekonstruierten Oberflächenzirkulation von Experiment P (Abbildung A.28) sind ebenfalls denjenigen von Experiment G sehr ähnlich. Die Geschwindigkeiten liegen aber allgemein etwas niedriger, was mit dem verringerten Overturning im Einklang steht. Die Strömungsrichtungen sind fast überall identisch, Unterschiede gibt es aber in den Regionen, die auch größere Temperaturdifferenzen aufweisen. Beispielsweise ist

¹Die Beringstraße ist auch in den Experimenten zum LGM offen, obwohl dort während des LGM eine Landbrücke zwischen Asien und Amerika bestand.

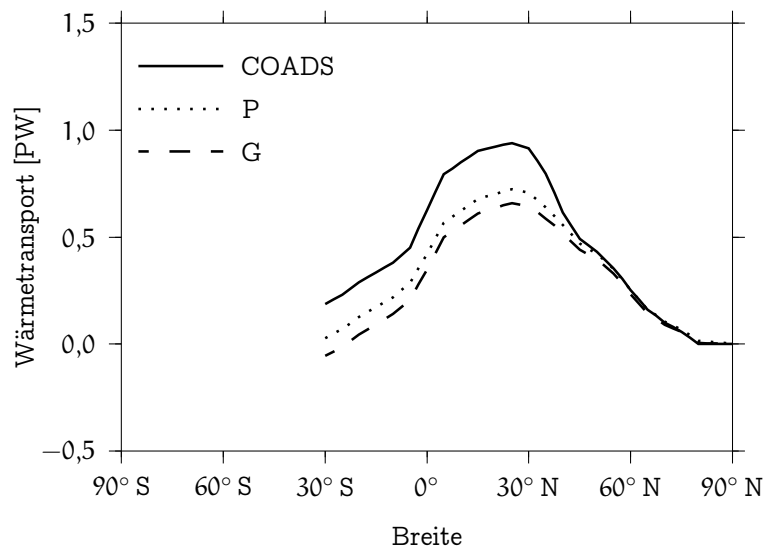


Abbildung 8.3: Die meridionalen Wärmeflüsse der Experimente G und P im Vergleich zu den Beobachtungsdaten. Die Ergebnisse der Experimente Q und R sind dem von P praktisch identisch und daher nicht dargestellt.

bei Experiment G ein Angolastrom angedeutet, während bei Experiment P der Benguelastrom küstenparallel nordwärts fließt, bis er von der Modelltopographie daran gehindert wird.

Im Vertikalschnitt des Salzgehalts (Abbildung A.29) ist zu sehen, daß der tiefe Atlantik salzärmer modelliert wird als bei Experiment G (vgl. Abbildung A.14). Da gleichzeitig der tiefe Ozean auch kälter rekonstruiert wird, bestätigt dies die Tendenz des Modells, Abweichungen in einem Tracer durch gegenläufige Abweichungen im anderen zu kompensieren, um die Dichte konstant hoch zu halten. Ferner ist das Vordringen von Antarktischem Zwischenwasser praktisch nicht mehr zu erkennen.

Der meridionale Wärmetransport ist etwas besser reproduziert als bei Experiment G (Abbildung 8.3), was vor allem an einer geringfügig besseren Wiedergabe des durch den Golfstrom hervorgerufenen Maximums liegt: Der größere Nord-Süd-Gradient der Oberflächentemperaturen erleichtert hier dem Modell die Anpassung an die Daten.

In einem zweiten Schritt der Annäherung an das Letzte Glaziale Maximum wurde statt des rezenten Windfelds ein 10 m-Windfeld aus einer LGM-Simulation des ECHAM verwendet (Lorenz et al. 1996). Das LGM-Windfeld weist die größten Unterschiede zum rezenten Feld in der Nähe der Eisschilde der Nordhemisphäre auf, die ein Hindernis für die dort vorherrschenden Westwinde darstellen. Die aufgrund der höheren Temperaturdifferenzen zu erwartende allgemeine Intensivierung der Winde ist jedoch kaum zu finden. Da kein anderer Eingabedatensatz gleichzeitig verändert wurde, ist Experiment Q gleichzeitig ein

Sensitivitätsexperiment bezüglich des Windfelds. Die resultierende Oberflächenzirkulation ist fast identisch mit der von Experiment P, lediglich in den Randmeeren, die bei Experiment P größere Temperaturdifferenzen zu Experiment G zeigten, sind einige Unterschiede zu erkennen. Die Konstruktion der Kostenfunktion für die Korrelation für den Wind hat also das gewünschte Ergebnis: Die großskaligen Strukturen des Windfeldes werden dem Ozean aufgeprägt, während kleinskalige Muster sich kaum auswirken. In den eben erwähnten Randmeeren treten wieder große SST-Differenzen zwischen den Experimenten Q und P auf (Abbildung A.30): Während Europäisches Nordmeer und Labradorsee in Experiment Q um bis zu 14°C kälter modelliert wurden, sind die Baffin Bay und der Golf von Mexiko um bis zu 17°C wärmer. Die in diesen Gebieten modellierten Temperaturen sind offenbar von Zufälligkeiten während des Verlaufs der Optimierung beeinflusst, so daß sie in unstetiger Weise von den Eingabedaten abhängen.

Die meridionale Stromfunktion von Experiment Q ist der von Experiment P sehr ähnlich, es wird mit $7,22\text{ Sv}$ aber nochmals etwas weniger Nordatlantisches Tiefenwasser produziert. Der meridionale Wärmetransport ist praktisch unverändert.

Für das letzte Experiment R wurde der Katalog von Prell (1985) um einen Datensatz erweitert, der im Rahmen des SFB 261 zusammengestellt wurde (Niebler et al. 1997). Dessen 27 Lokationen liegen im tropischen und subtropischen Atlantik zwischen 5° N und 32° S (siehe Abbildung 8.1). Ein Kern (GeoB 1028-5) scheidet als Ausreißer aus: Offenbar liegt diese Kernposition in einem Auftriebsgebiet mit einer atypischen Foraminiferenvergesellschaftung, die nicht zum Referenzdatensatz paßt und daher in der Transferfunktions-Analyse (Imbrie und Kipp 1971) eine viel zu niedrige Temperatur vorspiegelt. Die restlichen 26 Kerne liegen aufgrund von Auswahlwirkungen zu einem großen Teil in der Nähe von CLIMAP-Kernen, so daß sich für nur 3 Gitterboxen neue Temperaturdaten ergeben. In 12 weiteren Gitterboxen werden die Temperaturen durch die Ergänzung geändert (Abbildung A.31): Im tropischen Atlantik weisen die hinzukommenden Kerne eher kältere Temperaturen auf, im subtropischen Atlantik eher wärmere. Die maximalen Differenzen betragen jeweils ca. $1,8^{\circ}\text{C}$. Die beiden Boxen mit den größten positiven und negativen Differenzen liegen beide an der südwestafrikanischen Küste, nur 15° voneinander entfernt. Die Fehlerabschätzungen für den kombinierten Datensatz wurden wie bei dem reinen CLIMAP-Datensatz ermittelt (Kehrwert der Kern-Anzahl pro Box). Da sich die Datenmenge nur vergleichsweise geringfügig geändert hat, wurde auf eine Neueinstellung der Gewichtungsfaktoren verzichtet.

Die resultierende Oberflächenzirkulation (Abbildung A.32) ist wiederum den Ergebnissen der Experimente P und Q sehr ähnlich. Abweichungen gegenüber Experiment Q finden sich wieder in den Randmeeren Golf von Mexiko, Labradorsee sowie Europäisches Nordmeer, darüber hinaus aber auch vor der Küste Südwestafrikas: In Experiment R ist ein Angolastrom zu erkennen, der bei Experiment Q fehlte. Diese Änderung ist höchstwahrscheinlich auf die in dieser Region recht stark geänderten Temperaturdaten zurückzuführen. Ferner ist zu

Experiment R

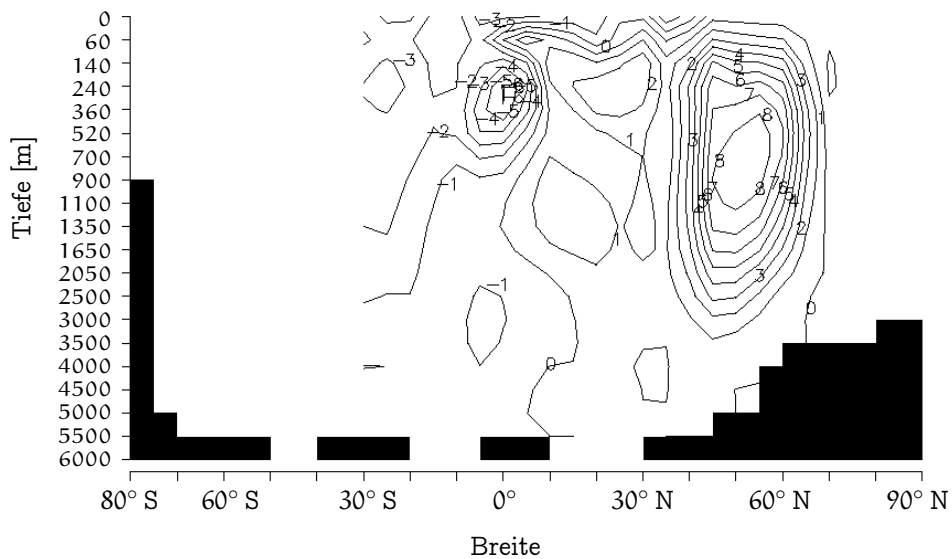


Abbildung 8.4: Die meridionale Stromfunktion von Experiment R.

erkennen, daß der Floridastrom an Geschwindigkeit gewonnen hat.

Die meridionale Stromfunktion (Abbildung 8.4) weist gegenüber den Experimenten P und Q folgende Änderungen auf: Die Produktion von NADW hat auf 8,81 Sv zugenommen; allerdings erreicht das NADW nicht mehr den Äquator, sondern steigt schon nördlich von 30° N vollständig wieder auf. Vom Südozean strömen unterhalb von 400 m etwa 3 Sv ein, die in Äquatornähe zur Oberfläche aufsteigen und die dort befindliche Overturningzelle verstärken. Der Zusammenhang mit den genau in diesem Band durch den zusätzlichen Datensatz veränderten beobachteten SSTs ist unverkennbar.

Auch die rekonstruierten Oberflächentemperaturen (Abbildung A.33) spiegeln den durch die Daten vorgegebenen, zwischen 30° S und 5° N veränderten Temperaturgradienten wider: Die Tropen werden um 0 bis 0,5 °C kälter als in Experiment Q modelliert, die Subtropen jedoch um bis zu 1,5 °C wärmer. Die beiden Boxen vor der Küste Afrikas mit den größten Änderungen der beobachteten SSTs haben zu sogar noch größeren Differenzen in den modellierten Temperaturen auch ihrer Nachbarboxen geführt. Dieser Umstand zeigt wieder an, daß diese Region äußerst empfindlich auf Änderungen in den Eingabedaten reagiert. Weitere große Anomalien in den modellierten Temperaturen finden sich wieder in der Labradorsee und im Nordpolarmeer, darüberhinaus aber auch in der östlichen Karibik und vor Florida: Dies ist vermutlich auf die erhöhte Geschwindigkeit des Floridastroms zurückzuführen.

Die Differenz der Oberflächentemperaturen der Experimente R und G (Abbildung A.34) stellt die beste Schätzung der SST-Differenz LGM minus heute dar, die mittels 2RAIOM und den hier verwendeten Datensätzen möglich ist.

Im großen und ganzen ist die Differenz derjenigen der Experimente P und G ähnlich (vgl. Abbildung A.27), sehr große Unterschiede treten lediglich in den schon bekannten Randmeeren auf. Im offenen Nordatlantik ist das Minimum der SST-Differenz in den westlichen gemäßigten Breiten etwas ausgeprägter. Im Südatlantik treten wegen der dort ergänzten und veränderten Eingabedaten etwas größere Unterschiede auf. Insbesondere ist im westlichen subtropischen Südatlantik eine Änderung des Vorzeichens der SST-Differenz zu erkennen: Während im Experiment P dort eine niedrigere SST als bei Experiment G ermittelt wird (LGM also kälter als rezent), wird diese Region im Experiment R wärmer als bei G modelliert, also das LGM wärmer als heute. Die Beträge der Differenzen sind jedoch in beiden Fällen mit maximal $\pm 2^\circ\text{C}$ recht klein. Eine Aussage selbst nur über das Vorzeichen der SST-Änderung scheint daher kaum möglich, zumal in dieser Region keine Beobachtungsdaten vorliegen (vgl. Abbildung 8.1).

Die in den Experimenten P bis R erzielten root-mean-square-Abweichungen der modellierten Temperaturen von den Eingabedaten sind mit $0,41^\circ\text{C}$ bis $0,38^\circ\text{C}$ ein wenig größer als bei Experiment G ($0,34^\circ\text{C}$). Dies könnte man zunächst als Folge der inkonsistenten Eingabedaten interpretieren: Die Temperaturdaten beziehen sich auf das LGM, während der Oberflächenwärmefluß ein rezenter ist. Gleichzeitig ist bei den Experimenten zum LGM der rezente Wärmetransport aber besser wiedergegeben als bei Experiment G, das mit den rezenten – also konsistenten – Temperaturdaten durchgeführt wurde (siehe Abbildung 8.3 und Tabelle 9.6). Die schlechtere Reproduktion der Temperaturdaten könnte also einfach auf den Konkurrenzeffekt der verschiedenen Terme der Kostenfunktion zurückgehen. Interessant wäre daher, ein LGM-Experiment durchzuführen, bei dem durch Verkleinerung des entsprechenden Gewichtungsfaktors die Oberflächenwärmeflüsse genauso gut wie bei Experiment G wiedergegeben werden, und die sich dann ergebende root-mean-square-Abweichung der Temperaturen mit der von Experiment G zu vergleichen. In jedem Falle zeigen die root-mean-square-Abweichungen von etwa $0,4^\circ\text{C}$ eine etwas zu starke Anpassung der Temperaturen an die Beobachtungsdaten an, denn sowohl der statistische Fehler der Modern Analog Technique von ca. $1,0^\circ\text{C}$ als auch die durch die Kehrwert-Methode ermittelten Fehlerabschätzungen von im Mittel ca. $0,75^\circ\text{C}$ sind größer.

Die drei Experimente zum Letzten Glazialen Maximum zeigen, daß selbst bei sehr geringen Datenmengen mit 2RAIOM stabile Rekonstruktionen der großskaligen Eigenschaften des Ozeans wie der subtropischen Gyren und der Nordatlantischen Tiefenwasserproduktion möglich sind. Auch die robuste Rekonstruktion von Oberflächentemperaturen gelingt für Regionen des Ozeans, in deren Nachbarschaft Beobachtungsdaten vorliegen; dies ist also eine Art Interpolation. Die Extrapolation in Randmeere hinaus, für die keine Daten vorliegen, ist jedoch mit so großen Unsicherheiten behaftet, daß die Modellergebnisse praktisch keine Aussagekraft besitzen. Für die Abschätzung von Transporten wie etwa des Betrages der NADW-Produktion scheinen die Modellergebnisse auch bei nur kleinen Änderungen der Eingabedaten zu stark zu variieren, um zuverlässige Aussagen zu ermöglichen.

Kapitel 9

Alle Experimente im Überblick

In diesem Kapitel werden alle Experimente in ihrer Gesamtheit betrachtet, zum einen durch tabellarische Zusammenfassung ihrer Kenndaten, zum anderen mit statistischen Methoden. Ferner wird ein „Stammbaum“ der Experimente gezeigt, der dem Leser die Orientierung erleichtern soll.

Tabelle 9.1 faßt die wesentlichen Angaben zu den Eingabe-Parametern zusammen. Als *Quelle der θ -Daten* wurde bei den rezenten Experimenten der Datensatz von Schlitzer (1993, pp. 7–10) benutzt, der aus verschiedenen Quellen zusammengesetzt ist. Bei den Experimenten zum Letzten Glazialen Maximum fanden die Kataloge von Prell (1985) und Niebler et al. (1997) Verwendung; für die detaillierte Konstruktion der Temperatur-Datensätze sei auf die Beschreibungen bei den Experimenten P und R in Kapitel 8 verwiesen. Die *Anzahl der Boxen mit θ - bzw. S-Daten* bezeichnet jeweils die Anzahl der *Gitterboxen*, für die Daten eingespeist werden konnten; die Anzahl der Datenpunkte in den Quellen liegt jeweils höher.

Die Daten zum Windfeld stammen stets aus Ergebnissen des Atmosphären-Modells ECHAM (Lorenz et al. 1996; Roeckner et al. 1992, 1996; DKRZ Modellbetreuungsgruppe 1994), daher wird in der Tabelle nur die *Zeitscheibe* angegeben. Die Daten für den Oberflächenwärmefluß stammen entweder von Oberhuber (1988) und beruhen damit auf dem COADS-Datensatz (Woodruff et al. 1987), oder wurden wiederum Simulationen mit ECHAM entnommen.

Als Wegweiser durch die Vielzahl an Experimenten ist der „Stammbaum“ der Experimente gedacht (Abbildung 9.1). Er spiegelt die wesentlichen Veränderungen der Parameter von 2RAIOM wider, also den Austausch von Beobachtungsdatensätzen und das Ein- oder Ausschalten von Termen der Kostenfunktion. Das Experiment G nimmt eine Schlüsselrolle ein, weil es mit der LGM-Datenmenge und sehr ähnlichen Parametern wie die LGM-Experimente durchgeführt wurde, aber rezenten Daten.

Experiment	hier beschrieben auf Seite	Zeitscheibe der θ/S -Daten	Quelle der θ -Daten	Anzahl der Boxen mit θ -Daten	Anzahl der Boxen mit S -Daten	Zeitscheibe der Wind-Daten	Quelle der Oberflächenwärmeflüsse	verwendete Geostrophie	Verwendung der a priori-Transporte
A	25	rezent	Schlitzzer	4345	4346	-	COADS	statisch	ja
B	34	rezent	Schlitzzer	4345	4346	-	COADS	statisch	-
C	36	rezent	Schlitzzer	4345	4346	-	COADS	-	-
D	36	rezent	Schlitzzer	83	-	-	COADS	-	-
E	59	rezent	Schlitzzer	4345	4346	-	COADS	dynamisch	-
F	60	rezent	Schlitzzer	83	-	-	COADS	dynamisch	-
G	62	rezent	Schlitzzer	83	-	rezent	COADS	dynamisch	-
H	65	rezent	Schlitzzer	83	-	rezent	COADS	-	-
I	69	rezent	Schlitzzer	293	-	rezent	COADS	dynamisch	-
J	69	rezent	Schlitzzer	293	293	rezent	COADS	dynamisch	-
K	69	rezent	Schlitzzer	566	-	rezent	COADS	dynamisch	-
L	69	rezent	Schlitzzer	566	567	rezent	COADS	dynamisch	-
M	78	rezent	Schlitzzer	4345	4346	-	ECHAM	dynamisch	-
N	78	rezent	Schlitzzer	293	293	rezent	ECHAM	dynamisch	-
O	78	rezent	Schlitzzer	83	-	rezent	ECHAM	dynamisch	-
P	86	LGM	Prell	83	-	rezent	COADS	dynamisch	-
Q	88	LGM	Prell	83	-	LGM	COADS	dynamisch	-
R	89	LGM	Prell+Niebler	86	-	LGM	COADS	dynamisch	-

Tabelle 9.1: Übersicht über die wichtigsten Eingabeparameter aller Experimente. Nähere Erläuterungen siehe Text.

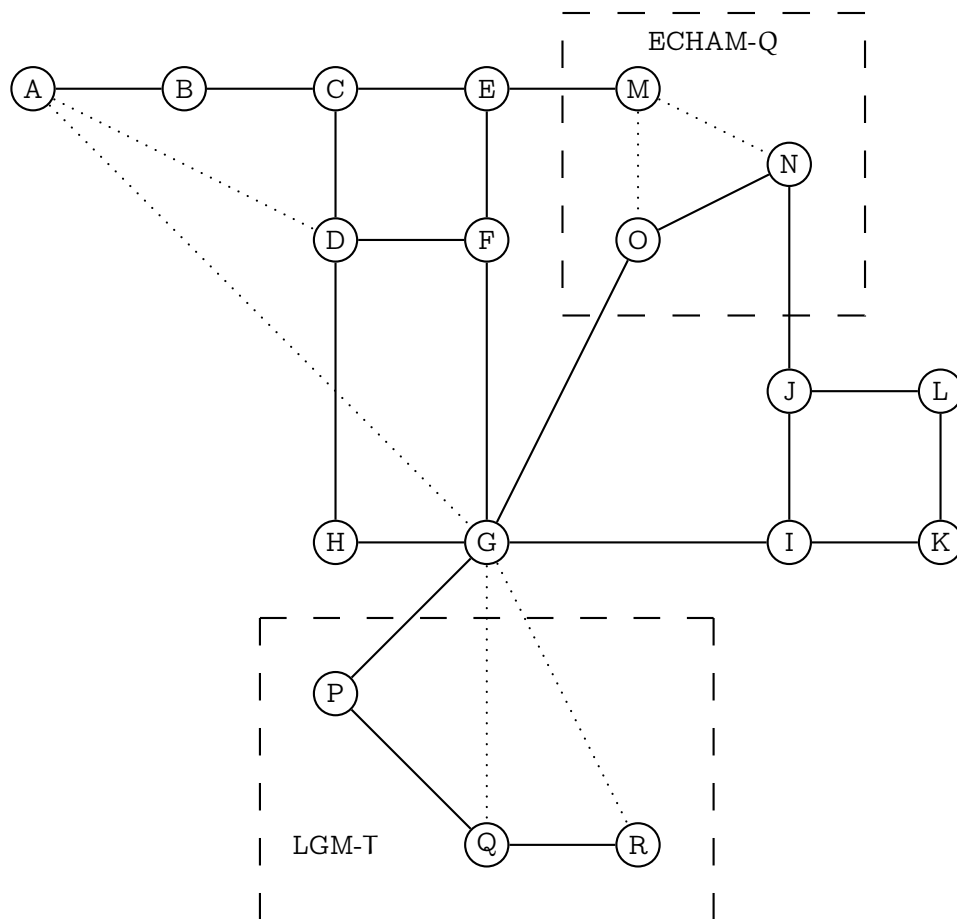


Abbildung 9.1: „Stammbaum“ der Experimente: Wurde zwischen zwei Experimenten nur ein einziger Parameter verändert oder ein Datensatz ausgetauscht, so sind sie mit einer durchgehenden Linie verbunden. Gepunktet verbunden sind Experimente, zwischen denen zwar mehrere Veränderungen vorliegen, die aber gleichsinnig verlaufen, so daß ein Vergleich der Experimente sinnvoll erscheint. Bei Experimenten, die nicht mit einer Linie verbunden sind, ist es nicht besonders sinnvoll, sie direkt miteinander zu vergleichen.

Tabelle 9.2 zeigt verschiedene Kennwerte der in den Experimenten ermittelten ozeanischen Zustände. Das Overturning des Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) und Antarktischen Bodenwassers (AABW) wurden aus den lokalen Extrema der meridionalen Stromfunktion ermittelt, also nicht aus Abbildungen geschätzt. Fehlt die Angabe für das AABW, so ist kein entsprechendes lokales Extremum vorhanden. Selbst bei Experiment A, bei dem insgesamt die Geschwindigkeiten am höchsten sind, bleibt die NADW-Produktion hinter den Werten von Schlitzer (1993) zurück, dort wurden bei verschiedenen Experimenten zwischen 20 Sv und 26 Sv gefunden. Ein direkter Zusammenhang zwischen eingespeister Tracer-Datenmenge und Overturning scheint nicht zu bestehen: Zwar weisen alle Experimente mit LGM-Datenmenge eine recht schwache Zirkulation auf (zwischen etwa 7 Sv und 10 Sv), doch gibt es auch Experimente (B und C), die bei voller Datenmenge unter 10 Sv bleiben. Beschränkt man den Vergleich auf diejenigen Experimente, die *mit* dynamischer Geostrophie durchgeführt wurden, und bei denen jeweils (fast) gleich viele Temperatur- wie Salzgehalts-Daten eingespeist wurden, also die Experimente E, J und L, so wird jedoch ein gewisser Trend ersichtlich: Bei der Reduktion von E (volles Volumen) über L (oberste und unterste Schicht) auf J (nur oberste Schicht) sinkt jeweils das Overturning.

Die Abweichungen $\Delta\theta$ und ΔS der modellierten Temperaturen und Salzgehalte von den eingegebenen θ - und S -Daten sind im root-mean-square-Sinne angegeben. Mit Ausnahme von Experiment D liegt $\Delta\theta$ stets zwischen etwa $0,3^\circ\text{C}$ und 1°C , ist also etwas kleiner als die Fehlerabschätzungen für die sedimentologischen Methoden zur Paläo-SST-Rekonstruktion, die etwa zwischen $0,3^\circ\text{C}$ und 3°C liegen (Wefer et al. 1999). Die Genauigkeit der klimatologischen Mittelwerte der Temperatur ist größer; der Datensatz von Schlitzer (1993) gibt im Mittel einen Fehlerabschätzung von $0,13^\circ\text{C}$ an. Die Abweichung $\Delta\theta$ von Experiment D (ohne Geostrophie) ist mit $0,05^\circ\text{C}$ zufällig nur wenig größer als die Genauigkeit der einzelnen Temperaturmessung in modernen CTD-Sonden, die bei etwa $0,02^\circ\text{C}$ liegt. Diese hervorragende Anpassung ist möglich, weil bei Experiment D viele Terme der Kostenfunktion deaktiviert und die Temperatur-Datenmenge gering sind.

Die Abweichung ΔS liegt stets zwischen etwa $0,15$ und $0,3$ psu, was präziser als die Fehler von Rekonstruktionen von vergangenen Oberflächensalzgehalten ist: Weil es keinen unabhängigen Proxy für den Salzgehalt gibt, sondern immer eine Temperaturschätzung mit eingeht, sind die Schätzungen mit Fehlern von mindestens $0,5$ psu vergleichsweise ungenau (Wolff et al. 1999; Wefer et al. 1999). ΔS ist aber deutlich größer als die Fehlerabschätzungen für rezente Salzgehalte; der Datensatz von Schlitzer (1993) gibt im Mittel einen Fehlerabschätzung von $0,02$ psu an. Ein Zusammenhang mit der durchweg recht schlechten Reproduktion des Oberflächensüßwasserflusses (siehe unten) ist naheliegend.

Bei Experimenten, die mit dem rezenten Datensatz, aber reduzierter Datenmenge durchgeführt wurden, sind zusätzlich die Abweichungen $\delta\theta$ und δS der modellierten Temperaturen und Salzgehalte von den *fortgelassenen* θ - und S -Daten angegeben (ebenfalls im root-mean-square-Sinne). Die Temperaturab-

Experiment	NADW-Produktion [Sv]	AABW-Produktion [Sv]	$\Delta\theta$ [°C]	ΔS [psu]	$\delta\theta$ [°C]	δS [psu]	k_h [$10^2 \text{ m}^2/\text{s}$]	k_v [$10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$]
A	15,67	4,97	0,94	0,16	–	–	5,011	0,4976
B	9,27	3,83	0,97	0,16	–	–	4,978	0,4996
C	9,16	4,31	0,87	0,15	–	–	4,979	0,4993
D	0,37	–	0,05	–	10,31	1,22	5,018	0,5018
E	10,45	4,65	0,90	0,16	–	–	4,981	0,4973
F	6,95	–	0,30	–	4,29	1,40	5,013	0,5014
G	9,50	–	0,34	–	4,09	1,26	5,015	0,5012
H	10,82	–	0,36	–	11,75	2,54	5,017	0,5018
I	10,65	1,45	0,99	–	4,16	1,66	5,011	0,5010
J	9,21	–	0,97	0,21	2,37	0,35	5,011	0,5003
K	12,80	3,14	0,74	–	2,47	1,13	5,007	0,5006
L	10,00	–	0,79	0,27	2,00	0,34	4,996	0,4988
M	11,19	4,83	0,96	0,16	–	–	4,989	0,4998
N	7,53	–	0,99	0,21	2,60	0,39	5,010	0,5009
O	9,68	–	0,29	–	3,93	0,84	5,013	0,5011
P	7,82	–	0,41	–	–	–	5,013	0,5013
Q	7,22	–	0,39	–	–	–	5,013	0,5012
R	8,81	–	0,38	–	–	–	5,014	0,5013

Tabelle 9.2: Übersicht über verschiedene Kennwerte der Simulationsergebnisse. NADW- und AABW-Produktion wurden aus den lokalen Extrema der meridionalen Stromfunktion ermittelt. Die Abweichungen $\Delta\theta$ und ΔS der modellierten Temperaturen und Salzgehalte von den eingegebenen θ - und S -Daten sind im root-mean-square-Sinne angegeben, ebenso die Abweichungen $\delta\theta$ und δS der modellierten Tracer von den *fortgelassenen* Daten (bei Experimenten mit reduzierter Datenmenge). k_h und k_v sind der am Ende des Experiments erreichte horizontale und der vertikale Mischungskoeffizient.

weichung $\delta\theta$ ist mit weitem Abstand am größten bei den beiden Experimenten, die gänzlich ohne geostrophische Rechnungen durchgeführt wurden (D und H) – dies allein ist schon ein Beweis für die enorm stabilisierende Wirkung der Geostrophie auf das Rekonstruktionsergebnis. Im übrigen sinkt $\delta\theta$ mit Zunahme der eingespeisten Datenmenge, und zwar auch bei Vermehrung der Salzgehaltsdaten (von Experiment I zu J und von K zu L), wenn also wegen der Konkurrenz der Terme der Kostenfunktion eher ein Anwachsen von $\delta\theta$ zu erwarten wäre. Die Abweichung δS der Salzgehalte zeigt ein ähnliches, wenn auch nicht identisches Bild. Die Ursache ist vermutlich die Asymmetrie zwischen Temperatur und Salzgehalt: Bei allen Experimenten, auch denen mit der kleinsten (LGM-)Datenmenge, werden θ -Daten eingespeist, dann werden jedoch *keine* Salzgehaltsdaten bereitgestellt.

k_h und k_v sind der am Ende des Experiments erreichte horizontale und der vertikale Mischungskoeffizient. Beide weichen kaum von ihren jeweiligen Startwerten ab, da die entsprechenden Gewichtungsfaktoren gegenüber den von Schlitzer (1993) verwendeten um einen Faktor 100 heraufgesetzt wurden. Hier nicht vorgestellte Experimente zeigen, daß andernfalls die Mischungskoeffizienten drastisch absinken und mit ihnen die Geschwindigkeiten; dies gilt besonders für Experimente, die mit einer geringeren als der vollen Datenmenge durchgeführt werden. Offensichtlich ist es für das Modell mit den ursprünglichen Gewichtungsfaktoren einfacher, die Mischungskoeffizienten zu verändern als die Zirkulation anzutreiben. Die Betrachtung des Grenzfalls macht dies plausibel: Sind die Mischungskoeffizienten gleich Null, findet also keine Diffusion statt, können alle Gradienten in den Tracern beliebig lange aufrechterhalten werden. Eine Advektion von Wassermassen, die an der Meeresoberfläche vom Mittel abweichende Eigenschaften aufgeprägt bekommen, ins Ozean-Innere ist dann nicht mehr notwendig. Wenn Temperaturdaten nur für die oberste Schicht vorgegeben werden, kann sich darunter ein vollkommen homogener Ozean einstellen, in dem keine thermohaline Zirkulation stattfindet. In einem homogenen, ruhenden Ozean ist aber auch die geostrophische Bedingung perfekt erfüllt, so daß kein Beitrag zur Kostenfunktion auftritt.

Die starke Anpassung der Mischungskoeffizienten an die Datenwerte ist insofern nicht gerechtfertigt, als die Koeffizienten räumlich sehr veränderlich sind und zu den Parametern gehören, die mit den größten Unsicherheiten behaftet sind. Reale Experimente (Injektion von synthetischen Tracern in den Ozean) führen regelmäßig auf Werte für k_v , die um etwa eine Größenordnung kleiner sind als bei numerischen Simulationen erforderlich (Toggweiler 1994). Tatsächlich beruhen die Zahlwerte für k_h und k_v , die hier als „beobachtete“ Daten verwendet werden, auf den Ergebnissen von Modellrechnungen (Olbers et al. 1985; Olbers und Wenzel 1989).

Die Tabelle 9.3 zeigt die verwendeten Gewichtungsfaktoren für die einzelnen Terme der Kostenfunktion (vgl. die Beschreibung in Abschnitt 2.4, p. 19). Wie im Vergleich mit Tabelle 9.1 klar wird, mußten die Gewichtungsfaktoren der Terme Nr. 11 bis 14 in der Regel an die Anzahl der eingespeisten Daten angepaßt werden. Bei den Experimenten P bis R schwankt die Anzahl der Boxen mit

Temperaturrekonstruktionen allerdings nur zwischen 83 und 86, so daß hier auf eine Änderung von Gewichtungsfaktoren verzichtet wurde.

Die Tabellen 9.4 bis 9.6 fassen die Werte der Kostenfunktion und ihrer einzelnen Bestandteile zu Beginn und zum Ende der Optimierung zusammen. Wie man erkennt, fällt die Summe stets um mehrere Größenordnungen, während einzelne Komponenten (insbesondere die der Glättebedingungen) im Verlauf der Optimierung von Null aus wachsen. Die bei Experiment A verwendeten weiteren 19 Bedingungen für a priori-Transporte ergeben weitere Komponenten der Kostenfunktion, die hier aber nicht aufgeführt sind.

In Tabelle 9.8 sind für ausgewählte Gittersäulen deren Abweichungen von der geostrophischen Bedingung zusammengefaßt, Abbildung A.35 stellt diese Tabelle graphisch dar. Die Säulen entsprechen möglichst den von Schlitzer (1993, p. 48) gewählten. Für Experimente, die *mit* dynamischer Geostrophie gerechnet wurden, sind diese Zahlwerte gerade die Beiträge dieser Säulen zur Kostenfunktion *vor* der Multiplikation mit dem Gewichtungsfaktor. Für die anderen Experimente wurde die dynamische Geostrophie rein diagnostisch hinzugeschaltet, also ohne Einfluß auf Kostenfunktion und Optimierung. Die mit Abstand größten Zahlwerte sind bei den Experimenten D und H zu finden. Dies sind die beiden Experimente, bei denen schon vorher völlig unrealistische Zirkulationen und Temperaturverteilungen festgestellt wurden (vgl. Abbildung A.6); es erstaunt daher nicht, daß hier drastische Abweichungen von der geostrophischen Bedingung auftreten. (Um in Abbildung A.35 die Übersichtlichkeit zu verbessern, sind dort die Experimente D und H unterdrückt.)

Die nächstgrößten Abweichungen treten bei den Experimenten A bis C auf. Bei Experiment A sticht Säule b hervor: Sie liegt unmittelbar östlich einer Fläche, für die in Experiment A ein a priori-Volumentransport vorgegeben ist. Hier zeigt sich, wie die a priori-Vorgaben die Zirkulation antreiben, selbst wenn die Temperatur- und Salzgehaltsdaten das nicht unmittelbar erfordern.

Bei den Experimenten B und C weist die Gittersäule d (östlich der Drake-Passage) die größten Abweichungen auf. Hier ist der Effekt umgekehrt: Der Verzicht auf die a priori-Vorgabe eines Transports in der Drake-Passage verschlechtert die Einhaltung der Geostrophie.

Insgesamt sind die Abweichungen bei Experiment C größer oder nur wenig kleiner als bei Experiment B; wie zu erwarten verschlechtert das Abschalten der statischen Geostrophie die Einhaltung der geostrophischen Bedingung.

Alle weiteren Experimente (E bis R ohne H) wurden *mit* der dynamischen Geostrophie durchgeführt, daraufhin sinken die Abweichungen von der Geostrophie um wenigstens zwei Größenordnungen gegenüber den anderen Experimenten (man beachte den Maßstabwechsel in der Abbildung). Dies zeigt an, daß die einmalige Durchführung der geostrophischen Rechnungen vor Beginn der Optimierung keineswegs zur Einhaltung der geostrophischen Bedingung im Simulationsergebnis führen muß; die Durchführung der geostrophischen Rechnungen im Verlaufe der Optimierung führt zu weit besseren Ergebnissen.

A	1	10	10	0,1	50	1	0,1	1000	5	0,05	0,05	200000	-	-
B	1	10	10	0,1	50	1	0,1	1000	5	0,05	0,05	200000	-	-
C	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,05	0,05	200000	-	-
D	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	-	-
E	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,05	0,05	200000	1000	-
F	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	1000	-
G	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	1000	300000
H	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	-	300000
I	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,5	-	200000	1000	300000
J	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,5	0,5	200000	1000	300000
K	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,5	-	200000	1000	300000
L	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,5	0,5	200000	1000	300000
M	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,05	0,05	200000	1000	-
N	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	0,5	0,5	200000	1000	300000
O	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	1000	300000
P	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	1000	300000
Q	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	1000	300000
R	-	10	10	-	50	-	0,1	1000	5	50	-	200000	1000	300000

Tabelle 9.3: Die bei den numerischen Experimenten verwendeten Gewichtungsfaktoren der einzelnen Terme der Kostenfunktion. Kein Wert ist eingetragen, wenn der Gewichtungsfaktor auf Null gesetzt wurde oder keine entsprechenden Eingabedaten vorlagen; letzteres trifft auf den Term *Salzgehalt: Abweichung von Daten* zu. Die Zahlen in Klammern entsprechen der Nummerierung der Terme von Schlitzer (1993, pp. 25–28).

Experiment	Summe	statische Geostrophie (1)	Subwasserfluss: Abweichung von Daten (2)	Subwasserfluss: Glätte (3)	Linear vorticity balance (4)	Vertikalgeschwindigkeit: Glätte (5)	Referenzgeschwindigkeit: Glätte (6)	Horizontalschwindigkeit: Glätte (7)	Wärmefluss: Abweichung von Daten (9)
A	$1,83 \cdot 10^8$	$2,10 \cdot 10^6$	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	$4,49 \cdot 10^2$	-	$1,77 \cdot 10^6$
B	$1,56 \cdot 10^8$	$2,10 \cdot 10^6$	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	$4,49 \cdot 10^2$	-	$1,77 \cdot 10^6$
C	$1,54 \cdot 10^8$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
D	$7,69 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
E	$1,59 \cdot 10^8$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
F	$8,22 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
G	$8,25 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
H	$7,72 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
I	$7,54 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
J	$9,75 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
K	$1,21 \cdot 10^8$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
L	$1,47 \cdot 10^8$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
M	$1,62 \cdot 10^8$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$4,42 \cdot 10^6$
N	$1,00 \cdot 10^8$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$4,42 \cdot 10^6$
O	$8,52 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$4,42 \cdot 10^6$
P	$6,27 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
Q	$6,27 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$
R	$9,54 \cdot 10^7$	-	$6,95 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	$1,77 \cdot 10^6$

Tabelle 9.4: Die Werte der Kostenfunktion und ihrer einzelnen Terme zu *Beginn* der Optimierung. Da von einem ruhenden Ozean aus gestartet wird, sind alle Terme, die Abweichungen von der Glätte bestrafen, gleich Null. Die Zahlen in Klammern entsprechen der Numerierung der Terme von Schlitzer (1993, pp. 25–28). Diese Tabelle wird fortgesetzt in Tabelle 9.5

Experiment	Wärmeleitfähigkeit (10)	Temperatur: Abweichung von Daten (11)	Temperatur: Abweichung von Daten (13)	Salzgehalt: Abweichung von Daten (12)	Salzgehalt: Abweichung von Daten (14)	Salzgehalt: Abweichung von Daten (15)	hor. Mischungskoeffizient: Abweichung von Daten (15)	vert. Mischungskoeffizient: Abweichung von Daten (15)	dynamische Geotrophie	Korrelation mit Wind
A	$4,17 \cdot 10^6$	$1,20 \cdot 10^8$	$9,44 \cdot 10^5$	$2,74 \cdot 10^7$	-	-	-	-	-	-
B	$4,17 \cdot 10^6$	$1,20 \cdot 10^8$	$9,44 \cdot 10^5$	$2,74 \cdot 10^7$	-	-	-	-	-	-
C	$4,17 \cdot 10^6$	$1,20 \cdot 10^8$	$9,44 \cdot 10^5$	$2,74 \cdot 10^7$	-	-	-	-	-	-
D	$5,09 \cdot 10^6$	$7,00 \cdot 10^7$	-	-	-	-	-	-	-	-
E	$4,17 \cdot 10^6$	$1,20 \cdot 10^8$	$9,44 \cdot 10^5$	$2,74 \cdot 10^7$	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	-	-	-
F	$5,09 \cdot 10^6$	$7,00 \cdot 10^7$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	-	-	-
G	$5,09 \cdot 10^6$	$7,00 \cdot 10^7$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
H	$5,09 \cdot 10^6$	$7,00 \cdot 10^7$	-	-	-	-	-	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
I	$3,92 \cdot 10^6$	$6,41 \cdot 10^7$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
J	$3,92 \cdot 10^6$	$6,41 \cdot 10^7$	$1,51 \cdot 10^6$	$2,05 \cdot 10^7$	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
K	$9,82 \cdot 10^6$	$1,04 \cdot 10^8$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
L	$9,82 \cdot 10^6$	$1,04 \cdot 10^8$	$2,02 \cdot 10^6$	$2,38 \cdot 10^7$	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
M	$4,17 \cdot 10^6$	$1,20 \cdot 10^8$	$9,44 \cdot 10^5$	$2,74 \cdot 10^7$	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	-	-	-
N	$3,92 \cdot 10^6$	$6,41 \cdot 10^7$	$1,51 \cdot 10^6$	$2,05 \cdot 10^7$	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
O	$5,09 \cdot 10^6$	$7,00 \cdot 10^7$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
P	$3,87 \cdot 10^6$	$5,15 \cdot 10^7$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
Q	$3,87 \cdot 10^6$	$5,15 \cdot 10^7$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$
R	$5,92 \cdot 10^6$	$8,21 \cdot 10^7$	-	-	-	-	$5,34 \cdot 10^6$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^5$

Tabelle 9.5: Fortsetzung der Tabelle 9.4, siehe Erläuterungen dort.

Experiment	Summe	statische Geostrophie (1)	Stürwasserflub: Abweichung von Daten (2)	Stürwasserflub: Glätte (3)	linear vorticity balance (4)	Vertikalgeschwindigkeit: Glätte (5)	Referenzgeschwindigkeit: Glätte (6)	Horizontalschwindigkeit: Glätte (7)	Wärmeflur: Abweichung von Daten (9)
A	$1,08 \cdot 10^6$	$8,97 \cdot 10^4$	$1,77 \cdot 10^4$	$1,85 \cdot 10^4$	$6,35 \cdot 10^4$	$1,56 \cdot 10^3$	$5,50 \cdot 10^3$	$9,11 \cdot 10^4$	
B	$6,97 \cdot 10^5$	$8,34 \cdot 10^4$	$1,50 \cdot 10^4$	$2,01 \cdot 10^4$	$3,48 \cdot 10^4$	$5,06 \cdot 10^2$	$3,48 \cdot 10^3$	$6,14 \cdot 10^4$	
C	$4,62 \cdot 10^5$	-	$1,70 \cdot 10^4$	$1,80 \cdot 10^4$	-	$5,26 \cdot 10^4$	$1,84 \cdot 10^3$	$4,39 \cdot 10^4$	
D	$9,55 \cdot 10^4$	-	$1,89 \cdot 10^3$	$7,57 \cdot 10^2$	-	$5,64 \cdot 10^2$	$2,12 \cdot 10^2$	$2,90 \cdot 10^4$	
E	$1,22 \cdot 10^6$	-	$1,52 \cdot 10^4$	$1,46 \cdot 10^4$	-	$7,16 \cdot 10^4$	$2,68 \cdot 10^3$	$8,75 \cdot 10^4$	
F	$1,79 \cdot 10^5$	-	$2,68 \cdot 10^4$	$4,81 \cdot 10^3$	-	$8,67 \cdot 10^3$	$1,29 \cdot 10^3$	$4,60 \cdot 10^4$	
G	$2,99 \cdot 10^5$	-	$2,78 \cdot 10^4$	$7,50 \cdot 10^3$	-	$1,01 \cdot 10^4$	$1,70 \cdot 10^3$	$7,26 \cdot 10^4$	
H	$1,13 \cdot 10^5$	-	$1,87 \cdot 10^3$	$1,05 \cdot 10^3$	-	$4,16 \cdot 10^3$	$1,65 \cdot 10^3$	$3,00 \cdot 10^4$	
I	$3,94 \cdot 10^5$	-	$2,56 \cdot 10^4$	$9,10 \cdot 10^3$	-	$1,63 \cdot 10^4$	$1,85 \cdot 10^3$	$8,50 \cdot 10^4$	
J	$4,89 \cdot 10^5$	-	$1,33 \cdot 10^4$	$1,36 \cdot 10^4$	-	$1,73 \cdot 10^4$	$2,61 \cdot 10^3$	$9,58 \cdot 10^4$	
K	$4,37 \cdot 10^5$	-	$2,09 \cdot 10^4$	$5,43 \cdot 10^3$	-	$2,38 \cdot 10^4$	$3,70 \cdot 10^3$	$6,35 \cdot 10^4$	
L	$7,31 \cdot 10^5$	-	$1,40 \cdot 10^4$	$2,81 \cdot 10^4$	-	$2,95 \cdot 10^4$	$1,50 \cdot 10^3$	$1,32 \cdot 10^5$	
M	$1,13 \cdot 10^6$	-	$1,84 \cdot 10^4$	$1,54 \cdot 10^4$	-	$8,58 \cdot 10^4$	$4,40 \cdot 10^3$	$7,11 \cdot 10^4$	
N	$5,55 \cdot 10^5$	-	$1,54 \cdot 10^4$	$1,21 \cdot 10^4$	-	$2,69 \cdot 10^4$	$2,86 \cdot 10^3$	$8,71 \cdot 10^4$	
O	$3,81 \cdot 10^5$	-	$2,75 \cdot 10^4$	$6,56 \cdot 10^3$	-	$1,20 \cdot 10^4$	$8,85 \cdot 10^2$	$7,31 \cdot 10^4$	
P	$2,73 \cdot 10^5$	-	$2,93 \cdot 10^4$	$7,68 \cdot 10^3$	-	$9,70 \cdot 10^3$	$1,27 \cdot 10^3$	$6,18 \cdot 10^4$	
Q	$2,65 \cdot 10^5$	-	$2,77 \cdot 10^4$	$6,92 \cdot 10^3$	-	$9,95 \cdot 10^3$	$1,15 \cdot 10^3$	$5,91 \cdot 10^4$	
R	$2,60 \cdot 10^5$	-	$2,55 \cdot 10^4$	$6,26 \cdot 10^3$	-	$1,02 \cdot 10^4$	$1,38 \cdot 10^3$	$5,78 \cdot 10^4$	

Tabelle 9.6: Die Werte der Kostenfunktion und ihrer einzelnen Terme zum *Ende* der Optimierung. Der jeweils größte Term ist unterstrichen. Die Zahlen in Klammern entsprechen der Numerierung der Terme von Schlitzer (1993, pp.25-28). Diese Tabelle wird fortgesetzt in Tabelle 9.7

Experiment	Wärmehalb: Glatte (10)	Temperatur: Abweichung von Daten (11)	Temperatur: Abweichung von Daten (13)	Salzgehalt: Abweichung von Daten (12)	Salzgehalt: Abweichung von Daten (14)	Salzgehalt: Abweichung von Daten (15)	hor. Mischungskoeffizient: Abweichung von Daten (14)	vert. Mischungskoeffizient: Abweichung von Daten (15)	dynamische Geostrophie	Korrelation mit Wind
A	$1,01 \cdot 10^5$	$2,38 \cdot 10^4$	$2,09 \cdot 10^5$	$2,77 \cdot 10^4$	$2,22 \cdot 10^5$	$2,00 \cdot 10^1$	$8,83 \cdot 10^2$	—	—	—
B	$6,15 \cdot 10^4$	$2,08 \cdot 10^4$	$1,58 \cdot 10^5$	$1,79 \cdot 10^4$	$1,57 \cdot 10^5$	$7,88 \cdot 10^2$	$2,22 \cdot 10^2$	—	—	—
C	$6,26 \cdot 10^4$	$1,47 \cdot 10^4$	$1,13 \cdot 10^5$	$1,49 \cdot 10^4$	$1,23 \cdot 10^5$	$7,40 \cdot 10^2$	$3,30 \cdot 10^2$	—	—	—
D	$6,30 \cdot 10^4$	$1,26 \cdot 10^1$	$3,59 \cdot 10^1$	—	—	$6,46 \cdot 10^3$	$3,26 \cdot 10^3$	—	—	—
E	$5,47 \cdot 10^4$	$2,48 \cdot 10^4$	$3,11 \cdot 10^5$	$1,71 \cdot 10^4$	$1,89 \cdot 10^5$	$7,01 \cdot 10^2$	$1,02 \cdot 10^3$	$4,30 \cdot 10^5$	—	—
F	$5,60 \cdot 10^4$	$6,57 \cdot 10^2$	$2,43 \cdot 10^3$	—	—	$9,56 \cdot 10^0$	$6,97 \cdot 10^0$	$3,24 \cdot 10^4$	—	—
G	$5,24 \cdot 10^4$	$1,07 \cdot 10^3$	$4,25 \cdot 10^3$	—	—	$1,74 \cdot 10^1$	$1,47 \cdot 10^1$	$5,19 \cdot 10^4$	$6,93 \cdot 10^4$	—
H	$6,23 \cdot 10^4$	$9,51 \cdot 10^2$	$3,66 \cdot 10^3$	—	—	$6,50 \cdot 10^2$	$1,90 \cdot 10^2$	—	$6,89 \cdot 10^3$	—
I	$4,84 \cdot 10^4$	$5,99 \cdot 10^3$	$1,96 \cdot 10^4$	—	—	$1,46 \cdot 10^1$	$1,77 \cdot 10^1$	$7,80 \cdot 10^4$	$1,04 \cdot 10^5$	—
J	$4,98 \cdot 10^4$	$6,46 \cdot 10^3$	$2,74 \cdot 10^4$	$3,55 \cdot 10^3$	$9,63 \cdot 10^3$	$2,66 \cdot 10^1$	$1,06 \cdot 10^2$	$1,06 \cdot 10^5$	$1,43 \cdot 10^5$	—
K	$5,26 \cdot 10^4$	$9,42 \cdot 10^3$	$3,88 \cdot 10^4$	—	—	$6,76 \cdot 10^1$	$7,62 \cdot 10^1$	$9,68 \cdot 10^4$	$1,22 \cdot 10^5$	—
L	$5,09 \cdot 10^4$	$1,48 \cdot 10^4$	$5,98 \cdot 10^4$	$1,49 \cdot 10^4$	$5,24 \cdot 10^4$	$2,45 \cdot 10^2$	$4,65 \cdot 10^2$	$1,84 \cdot 10^5$	$1,48 \cdot 10^5$	—
M	$1,26 \cdot 10^5$	$2,28 \cdot 10^4$	$2,38 \cdot 10^5$	$1,67 \cdot 10^4$	$1,67 \cdot 10^5$	$4,70 \cdot 10^2$	$1,85 \cdot 10^2$	$3,61 \cdot 10^5$	—	—
N	$1,17 \cdot 10^5$	$5,89 \cdot 10^3$	$2,29 \cdot 10^4$	$3,19 \cdot 10^3$	$8,85 \cdot 10^3$	$3,02 \cdot 10^1$	$3,86 \cdot 10^1$	$1,23 \cdot 10^5$	$1,30 \cdot 10^5$	—
O	$1,17 \cdot 10^5$	$5,47 \cdot 10^2$	$2,17 \cdot 10^3$	—	—	$1,12 \cdot 10^1$	$1,63 \cdot 10^1$	$6,30 \cdot 10^4$	$7,80 \cdot 10^4$	—
P	$5,27 \cdot 10^4$	$9,51 \cdot 10^2$	$3,70 \cdot 10^3$	—	—	$1,20 \cdot 10^1$	$1,22 \cdot 10^1$	$4,61 \cdot 10^4$	$5,95 \cdot 10^4$	—
Q	$5,31 \cdot 10^4$	$9,00 \cdot 10^2$	$3,50 \cdot 10^3$	—	—	$1,33 \cdot 10^1$	$1,57 \cdot 10^1$	$4,69 \cdot 10^4$	$5,56 \cdot 10^4$	—
R	$5,40 \cdot 10^4$	$9,33 \cdot 10^2$	$3,72 \cdot 10^3$	—	—	$1,22 \cdot 10^1$	$1,25 \cdot 10^1$	$4,50 \cdot 10^4$	$5,48 \cdot 10^4$	—

Tabelle 9.7: Fortsetzung der Tabelle 9.6, siehe Erläuterungen dort.

Experiment	Gittersäule				
	a	b	c	d	e
	25° W 50° N	60° W 37,5° N	25° W 30° N	55° W 57,5° S	10° E 42,5° S
A	0,276895	2,739720	0,069986	0,416503	0,179519
B	0,058243	0,052495	0,136036	1,106160	0,016517
C	0,079901	0,043059	0,356350	1,940151	0,057492
D	3,114435	0,967895	0,676355	16,339545	11,115834
E	0,035134	0,010245	0,008735	0,023115	0,002320
F	0,002747	0,004349	0,001678	0,000454	0,000764
G	0,002353	0,001858	0,002946	0,001172	0,000279
H	0,869263	2,092729	22,526704	2,122867	9,667558
I	0,000733	0,005675	0,002730	0,003486	0,001099
J	0,006542	0,006594	0,004196	0,001237	0,001068
K	0,004710	0,008760	0,001221	0,020018	0,000873
L	0,003092	0,012480	0,006662	0,007165	0,001188
M	0,024086	0,004056	0,008457	0,036996	0,010448
N	0,002052	0,009059	0,006723	0,001813	0,001418
O	0,005011	0,000445	0,006176	0,005401	0,000658
P	0,000578	0,000422	0,002483	0,000911	0,000222
Q	0,000482	0,001114	0,002778	0,000925	0,000279
R	0,001212	0,001091	0,002230	0,001105	0,000217

Tabelle 9.8: Abweichung von der Geostrophie für ausgewählte Gittersäulen in willkürlichen Einheiten (vgl. Abbildung 3.5). Jede Zahl gibt den Beitrag der Gittersäule zur Kostenfunktion an, hohe Zahlen bedeuten also große Abweichungen von der geostrophischen Bedingung. Teile dieser Tabelle sind in Abbildung A.35 graphisch dargestellt. Nähere Einzelheiten siehe Text.

Innerhalb dieser zweiten Gruppe spiegelt die Abweichung von der Geostrophie weitgehend die Menge der verwendeten Temperatur- und Salzgehalts-Daten wider: Je weniger Daten eingegeben werden, um so mehr kann sich in der Kostenfunktion die dynamische Geostrophie durchsetzen. Die Experimente E und M mit den größten Abweichungen wurden mit den vollen Datensätzen für θ und S durchgeführt. Die nächstgrößten Abweichungen finden sich bei K und L, hier wurden die Daten jeweils an der kompletten Ozeanoberfläche und -boden vorgegeben. Dieser Trend setzt sich fort bis zu den Experimenten F, G und O bis R, bei denen die Anzahl der eingegebenen Temperaturdaten 83 oder 86 beträgt. In dieser letzten Gruppe besitzt Experiment O etwas höhere Abweichungen; das mag darauf hindeuten, daß der bei diesem Experiment verwendete Windfeld-Datensatz aus dem Atmosphärenmodell ECHAM aus ozeanographischer Sicht nicht ganz konsistent ist.

In den Abbildungen 9.2 bis 9.6 werden alle vorgestellten Experimente auf einer recht abstrakten Ebene miteinander verglichen: Für jeweils eine Größe (z. B. die modellierte Temperatur) aus einem Experiment X werden die Streuung σ_X

innerhalb des Datensatzes und der Korrelationskoeffizient r_{XA} zum entsprechenden Datensatz von Experiment A berechnet. Die beiden Zahlwerte werden dann als Polar-Koordinaten in einem Scatter-Diagramm verwendet. Die Streuung gibt den Abstand vom Ursprung an, der Arcus-Cosinus des Korrelationskoeffizienten definiert den Winkel zur Abszisse: $r_{XA} = 1$ weist nach horizontal rechts, $r_{XA} = -1$ horizontal nach links, $r_{XA} = 0$ senkrecht nach oben. Experiment A selbst ergibt immer $r_{AA} = 1$ und erscheint daher direkt auf der Abszisse (in den Diagrammen ist stets die „linke untere Ecke“ des Buchstabens maßgeblich). Der Abstand eines Experiments zum Referenzexperiment ist dann, wie man leicht nachrechnet, gleich der root-mean-square-Differenz der beiden Datensätze nach Subtraktion der jeweiligen Mittelwerte (Taylor-Diagramm, siehe Taylor 2001; Gates et al. 1998). Von der theoretisch möglichen Halbebene wird stets nur ein Quadrant gezeigt, da bei den vorliegenden Experimenten niemals negative Korrelationskoeffizienten auftreten. Als zusätzliche Orientierung ist noch ein Viertelkreis eingezeichnet, dessen Radius der Streuung von Experiment A entspricht. Die Entfernung zweier Experimente in diesem Diagramm ist also ein grobes Maß für die Unterschiedlichkeit der Ergebnisse der beiden Experimente. Zu beachten ist, daß zwar zwei Experimente mit sehr ähnlichen Ergebnissen eng benachbart in der Darstellung auftreten müssen; umgekehrt zwei eng benachbarte Experimente aber nur dann untereinander ähnlich sein müssen, wenn sie auch ähnlich zu Experiment A sind, also nahe der Abszisse erscheinen. Üblicherweise werden bei Taylor-Diagrammen Beobachtungsdaten als Referenz benutzt und nicht ein Simulationsergebnis. Diese Vorgehensweise würde hier auf Schwierigkeiten stoßen, weil die Beobachtungs-Datensätze unvollständig sind oder – im Falle der Wasser-Transporte – gänzlich fehlen. Die Verwendung von Experiment A als Referenz ist vertretbar, da dieses im Rahmen von 2RAIOM das realistischste Ergebnis liefern sollte.

Abbildung 9.2 zeigt das Taylor-Diagramm für die modellierten potentiellen Temperaturen θ . Es fällt sofort auf, daß die Experimente D und H weitaus kleinere Korrelationskoeffizienten aufweisen als alle übrigen: Es handelt sich dabei um genau die beiden Experimente, die bei *geringer* (LGM-)Datenmenge und *ohne* jegliche geostrophischen Rechnungen durchgeführt wurden. Im Umkehrschluß bestätigt diese Abbildung die schon weiter oben gewonnene Erkenntnis, daß die Einführung der dynamischen Geostrophie die Qualität der Ergebnisse bei geringer Datenmenge deutlich verbessert. Alle anderen Experimente liegen mit recht großen Korrelationskoeffizienten und nur etwas größeren Streuungen ziemlich dicht beieinander, dies spiegelt die Schichtung des Ozeans wider: Wegen der Wärmeausdehnung von Wasser können hohe Temperaturen nur nahe der Oberfläche auftreten (und die höchsten wiederum nur in Äquatornähe), und wegen der Dichteanomalie kann die Temperatur des tiefen Ozeans nicht wesentlich von 2 °C bis 4 °C abweichen. Die Experimente mit voller Datenmenge (B, C, E und M) sowie L und N weisen fast exakt die gleiche Streuung wie Experiment A auf; die anderen etwas größere, wobei Streuung und die Datenmenge antikorreliert sind.

Ein etwas anderes Bild ergibt sich, wenn man die Temperaturdaten nicht im

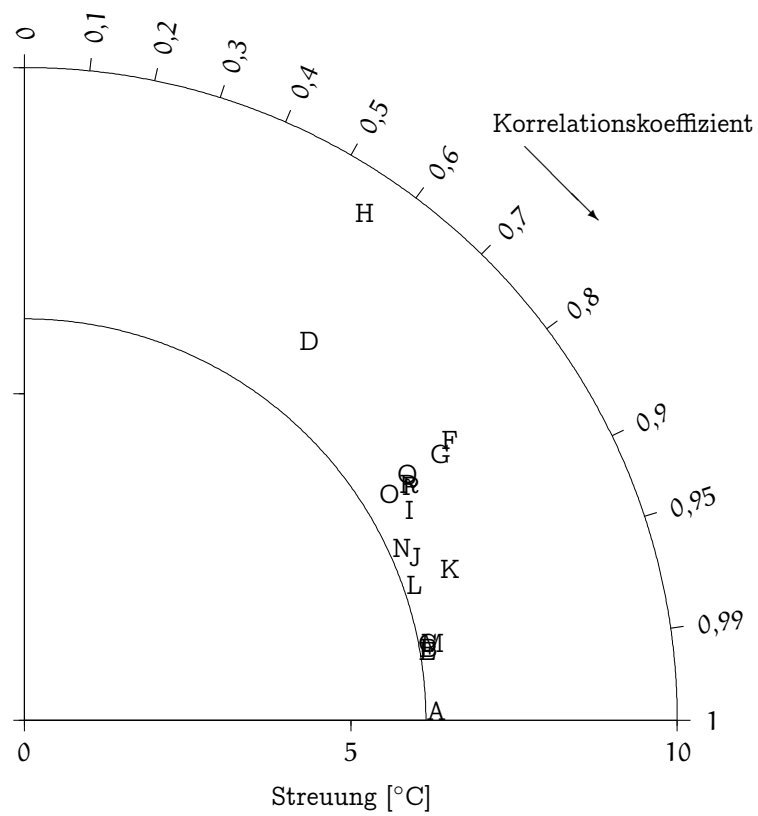


Abbildung 9.2: Streuungen und Korrelationskoeffizienten der modellierten Temperaturen bezüglich Experiment A, dessen Streuung dem Radius des inneren Viertelkreises entspricht. Oberhalb von A liegen die Experimente B, C, E und M übereinander; rechts oberhalb von O die Experimente P, Q und R.

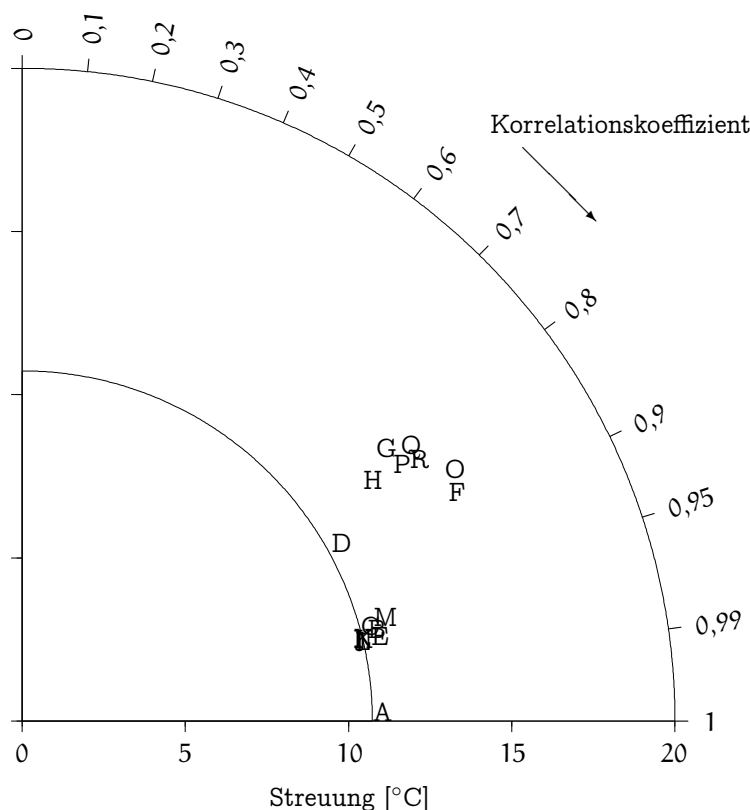


Abbildung 9.3: Streuungen und Korrelationskoeffizienten der modellierten SSTs bezüglich Experiment A. Oberhalb von A liegen die Experimente B, C, E und I bis N übereinander; rechts oberhalb von P die Experimente Q und R.

ganzen Modellvolumen, sondern nur in der obersten Schicht miteinander vergleicht (Abbildung 9.3). Wie zu erwarten, weisen nun nicht nur die mit voller Datenmenge durchgeführten Experimente die höchsten Korrelationskoeffizienten und fast genau die gleichen Streuungen wie Experiment A auf, sondern auch die Experimente I bis L, bei denen die Temperaturen in der gesamten obersten Schicht vorgegeben wurden. Die Experimente D und H verlieren ihre Sonderstellung, vielmehr reproduzieren sie die *Oberflächentemperaturen* ähnlich gut wie andere Experimente mit LGM-Datenmenge. Bei Experiment D ist das kein Widerspruch zu der sehr genauen Reproduktion der *ingespeisten* Temperaturdaten (vgl. Tabelle 9.2): Offenbar werden die Temperaturen in den Boxen, für die keine Daten eingespeist wurden, mit eher größeren Fehlern modelliert, so daß sich insgesamt ein ähnlicher Korrelationskoeffizient ergibt.

Der Oberflächenwärmefluß Q ist ähnlich der Temperatur recht starren Gesetzmäßigkeiten unterworfen, da der Ozean in Äquatornähe Wärme aufnehmen und in hohen Breiten wieder an die Atmosphäre abgeben muß. Ferner wird, wie in den vorigen Kapiteln gezeigt, der Oberflächenwärmefluß bei allen Experimen-

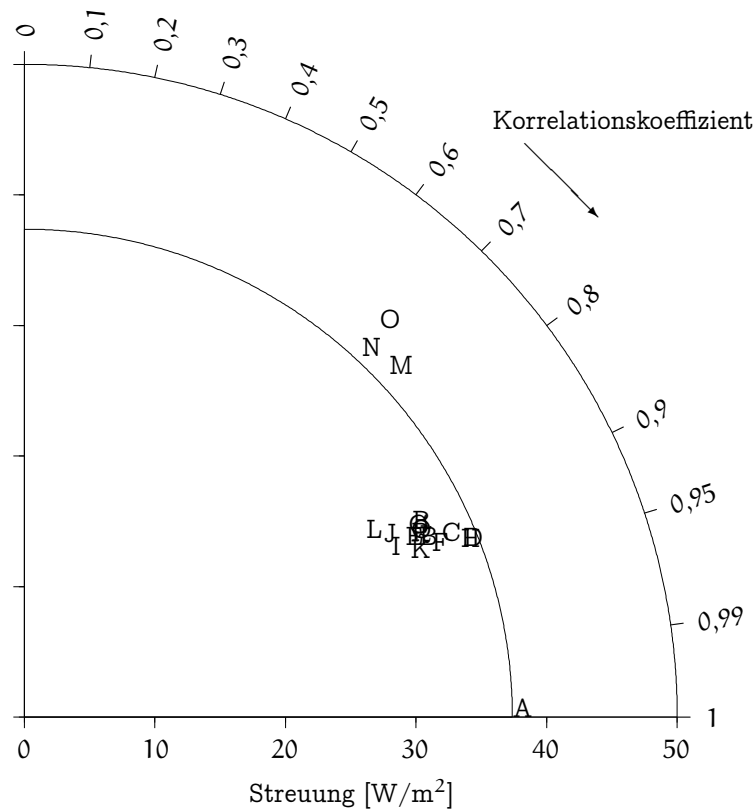


Abbildung 9.4: Streuungen und Korrelationskoeffizienten der modellierten Oberflächenwärmeflüsse bezüglich Experiment A. Bis auf das Referenzexperiment A und die Experimente M bis O, die mit einem anderen Datensatz für die Oberflächenwärme durchgeführt wurden, liegen alle Experimente sehr dicht beieinander.

ten recht gut reproduziert. Es ist also zu erwarten, daß im Taylor-Diagramm für Q alle Experimente sehr eng beieinanderliegen, mit Ausnahme derer, die mit dem ECHAM-Datensatz statt des COADS-Datensatzes für Q durchgeführt wurden, also M bis O. Abbildung 9.4 bestätigt diese Vermutung. Darüberhinaus ist zu erkennen, daß (mit Ausnahme der Experimente M bis O) alle Experimente kleinere Streuungen aufweisen als A. Dies paßt zu der Beobachtung, daß wegen der Glättebedingung für den Oberflächenwärmefluß regelmäßig dessen Extrema nicht ausgeprägt genug modelliert werden.

Die modellierten Salzgehalte S (Abbildung 9.5) weisen teilweise deutlich kleinere Korrelationskoeffizienten auf als die Temperaturen, auch die Streuungen sind teilweise deutlich größer. Eine Ursache liegt auf der Hand: Bei den meisten Experimenten wurden keinerlei Salzgehaltsdaten eingespeist. Darüberhinaus ist ein Zusammenhang mit der schlechten Reproduktion der Oberflächensüßwasserflüsse zu vermuten (siehe unten), die für den Salzgehalt eine ähnliche Rolle

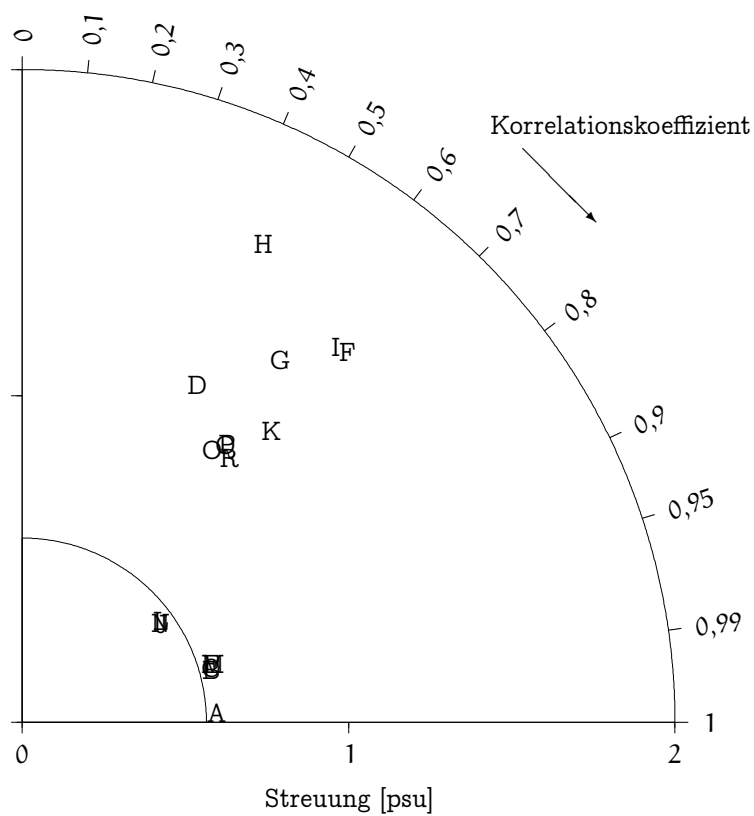


Abbildung 9.5: Streuungen und Korrelationskoeffizienten der modellierten Salzgehalte bezüglich Experiment A. Oberhalb von Experiment A liegen die Experimente B, C, E und M übereinander; links oberhalb davon J, L und N; links von K liegen O bis R.

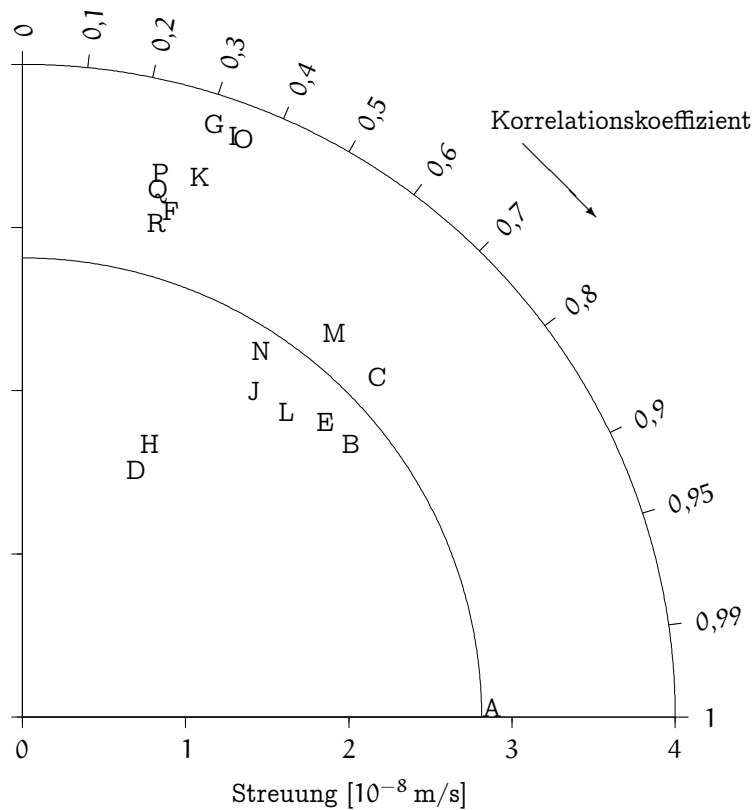


Abbildung 9.6: Streuungen und Korrelationskoeffizienten der modellierten Süßwasserflüsse bezüglich Experiment A.

spielen wie die Oberflächenwärmeflüsse für die Temperatur.

In Abbildung 9.6 ist das Taylor-Diagramm für den Oberflächensüßwasserfluß gezeigt. Die Korrelationskoeffizienten sind, verglichen mit den vorher betrachteten Größen, deutlich kleiner, was nicht überrascht: Die Süßwasserflüsse ergeben sich aufgrund der Konstruktion des Modells als Residuen der horizontalen Transporte; jede Änderung der Zirkulation im Inneren des Modellvolumens kann sich daher unmittelbar bis zur Oberfläche fortpflanzen. Ferner ist der Gewichtungsfaktor für Term Nr. 2 der Kostenfunktion (Abweichung von Süßwasserfluß-Daten) recht klein eingestellt. Wieder befinden sich die Experimente D und H weitab von allen anderen; das liegt hier allerdings an einer deutlich kleineren Streuung innerhalb der beiden Experimente: Die geringe Menge an Rand- und Nebenbedingungen bei diesen beiden Experimenten erhöht die Wirkung der Glättebedingung für den Süßwasserfluß (Term Nr. 3). In der Folge ergeben sich sehr glatte Verteilungen, also kleine Streuungen.

In Abbildung 9.7 wird die Darstellung für die Wasser-Transporte durch senkrechte Boxoberflächen gezeigt, also den ersten Satz von unabhängigen Parametern. Da die Transporte in fast allen Experimenten viel kleiner sind als bei

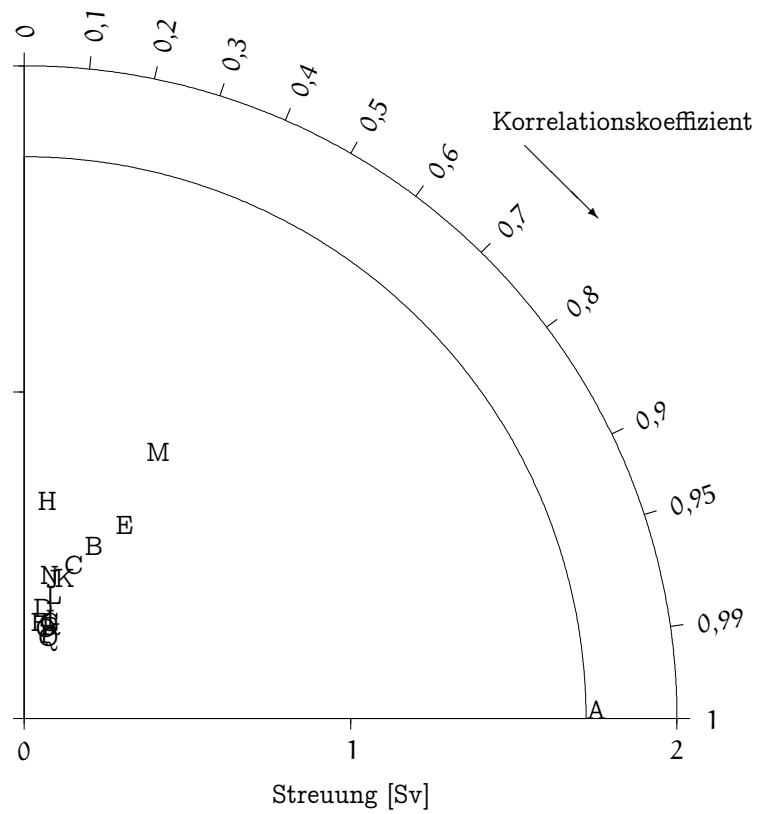


Abbildung 9.7: Streuungen und Korrelationskoeffizienten der modellierten Wassertransporte bezüglich Experiment A.

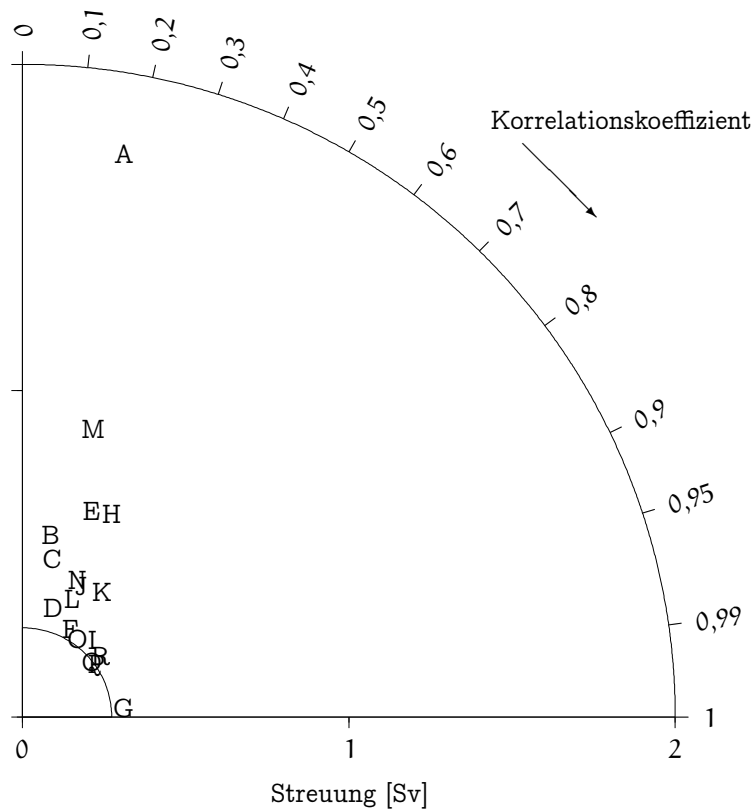


Abbildung 9.8: Streuungen und Korrelationskoeffizienten der modellierten Wassertransporte bezüglich Experiment G. Unterhalb von Experiment I liegen P, Q und R.

Experiment A, sind die Streuungen ebenfalls recht klein, also häufen sich die Experimente nahe des Koordinatenursprungs. Am nächsten zu Experiment A liegen die Experimente M, E und B; das sind genau die Experimente, die mit maximaler θ - und S-Datenmenge *und* (statischer oder dynamischer) Geostrophie gerechnet wurden. Die Korrelationskoeffizienten sind mit höchstens $r = 0,4$ von allen betrachteten Größen hier am kleinsten. Dies zeigt nochmals an, daß 2RAIOM zur Abschätzung von Transporten wenig geeignet ist.

Instruktiv ist es, anstelle von Experiment A das Experiment G als Referenz zu benutzen, welches im „Stammbaum“ eine zentrale Rolle spielt. Das zugehörige Taylor-Diagramm ist in Abbildung 9.8 zu sehen. Hier ist zu erkennen, daß die drei LGM-Experimente P, Q und R nun die höchsten Korrelationskoeffizienten aufweisen ($r_{PG} = 0,82$, $r_{QG} = 0,78$, $r_{RG} = 0,78$). Dieser Fakt untermauert quantitativ die in Kapitel 8 gefundene qualitative Ähnlichkeit der Ergebnisse der Experimente zum LGM, zwischen denen die Randbedingungen leicht geändert wurden. Alle anderen Experimente besitzen Korrelationskoeffizienten, die deutlich niedriger sind; den höchsten erreicht Experiment I mit $r_{IG} = 0,68$. Daraus

folgt, daß die Reduktion der Datenmenge eine größere Änderung der Zirkulation bewirkt als die Veränderung der Temperaturdaten von rezent auf LGM. Das ist ein Beleg dafür, daß mit 2RAIOM und einer so kleinen Datenmenge, wie sie der CLIMAP-Katalog bereitstellt, Unterschiede zwischen rezenten und Paläo-Zirkulationen nicht aussagekräftig simuliert werden können.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Diskussion

Die Rekonstruktion einer ozeanischen Zirkulation aus Beobachtungsdaten stellt eine Herausforderung dar: Selbst für den heutigen Ozean sind Messungen von Temperatur und Salzgehalt nicht hochauflösend genug, um aus dem Dichtefeld direkt die Zirkulation zu berechnen. Vielmehr ist nur eine grobe Approximation des Dichtefeldes bekannt, so daß das Problem im mathematischen Sinne schlecht gestellt ist. Die zeitlich veränderliche, turbulente Natur der ozeanischen Strömung macht die Ermittlung von langjährigen Mittelwerten, wie sie für die Klimaforschung interessant sind, schwierig. Dementsprechend sind die Ergebnisse mit recht großen Fehlern behaftet (für ein neueres Beispiel siehe z. B. Macdonald und Wunsch 1996). Die Situation verschärft sich bei der Rekonstruktion eines Ozeans der geologischen Vergangenheit, weil die Datendichte gegenüber heute nochmals um Größenordnungen geringer ist und insbesondere die Beobachtungsdaten nicht für die gesamte Wassersäule vorliegen. Ferner ist der Fehler einer einzelnen Messung der Temperatur oder des Salzgehalts für den Ozean der Vergangenheit weit größer als bei modernen in situ-Messungen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente zeigen, daß es trotzdem möglich ist, den Zustand des Ozeans mit seiner Zirkulation und Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt näherungsweise zu rekonstruieren. Dabei ist es nicht notwendig, dem erweiterten Inversmodell eine Zirkulation vorzugeben, wie es bei der ursprünglichen Version notwendig war (Grieger und Schlitzer 1996): Die bei 2RAIOM eingeführte *dynamische* Formulierung der geostrophischen Bedingung erweist sich als eine starke Zwangsbedingung, die vollkommen unrealistische Rekonstruktionsergebnisse wirkungsvoll verhindert, selbst wenn die Optimierung von einem Ozean der Ruhe aus gestartet wird. In diesem Zusammenhang ist bemerkenswert, daß bei den mit dynamischer Geostrophie ermittelten Ozeanzuständen die größten Dichten des Meerwassers – physikalisch korrekt – am Ozeanboden auftreten, obwohl der dafür verantwortliche Prozeß *Konvektion* im Modell nicht einbezogen ist. Die dynamische Geostrophie wirkt

jedoch gleichzeitig, besonders bei geringer Datenmenge, als „Bremse“, denn ein ruhender, völlig homogener Ozean erfüllt die geostrophische Bedingung perfekt. Auch die zur Regularisierung des schlecht gestellten Problems eingeführten Glättebedingungen werden von einem ruhenden Ozean optimal erfüllt. Insofern arbeitet das Modell genau so, wie es konstruiert wurde: Der rekonstruierte Ozeanzustand zeigt nur solche Strukturen, die zur Reproduktion der eingespeisten Beobachtungsdaten notwendig sind.

Als Hilfestellung benötigt das Modell bei Verwendung der dynamischen Geostrophie Informationen über das Windfeld, insbesondere bei Einspeisung von weniger als den vollen Temperatur- und Salzgehaltsdaten. Ohne diese Maßnahme findet der Optimierungsalgorithmus das Minimum der Kostenfunktion bei einem Ozeanzustand, der von jedem realen weit entfernt ist, obwohl er mit den Beobachtungsdaten konsistent und auch selbstkonsistent ist. Der hier verwendete Ansatz der Korrelation zwischen Windgeschwindigkeit und Oberflächen-geschwindigkeit des Ozeans modelliert nicht den tatsächlich stattfindenden Impulsübertrag, wie es in Vorwärtsmodellen des Ozeans üblich ist, sondern gibt dem Modell nur Informationen über *Verhältnisse* der Windgeschwindigkeiten an verschiedenen Orten. Diese Vorgehensweise wurde gewählt, weil sich bei Experimenten mit den vollen Temperatur- und Salzgehaltsdaten zeigte, daß es völlig ausreicht, die Richtung des Äquatorialstroms als westwärts vorzuschreiben, um insgesamt eine realistische Zirkulation zu erzielen. Das derzeit implementierte Verfahren als *Windantrieb* zu bezeichnen, wäre wohl nicht gerechtfertigt. Angesichts der stets recht kleinen modellierten Geschwindigkeiten sollte in Betracht gezogen werden, den jetzigen Ansatz durch einen anderen zu ersetzen, der die physikalischen Vorgänge besser repräsentiert. Problematisch bliebe dabei, daß bei Experimenten zum Letzten Glazialen Maximum (LGM) für das Windfeld praktisch immer auf die Simulationen eines atmosphärischen Zirkulationsmodells zurückgegriffen werden müßte.

Für das Letzte Glaziale Maximum scheint die quantitative Rekonstruktion von Geschwindigkeiten und Transporten mit 2RAIOM und der gegenwärtig verfügbaren Datenmenge – trotz der Fortschritte seit der Veröffentlichung des CLIMAP-Katalogs – nicht möglich: Die Messung der Verteilung eines passiven, stabilen Tracers erlaubt nur die Unterscheidung von Wassermassen, nicht jedoch die Bestimmung des Geschwindigkeitfelds. Die Rekonstruktion von absoluten Geschwindigkeiten erfordert die Existenz einer „Uhr“, wie sie durch radioaktive Tracer oder die geostrophische Bedingung bereitgestellt wird (LeGrand und Wunsch 1995). Die Geostrophie wiederum erfordert eine Kenntnis des Dichtefelds, für die die LGM-Datenmenge (noch) nicht ausreicht. Die Verwendung der dynamischen Geostrophie „exportiert“ zwar Information aus Boxen, für die Temperatur- bzw. Salzgehaltsdaten bereitstehen, in die Umgebung. Dieser Effekt ist jedoch zu schwach ausgeprägt, um bei einer Reduktion der Datenmenge einige wichtige Merkmale der modernen ozeanischen Zirkulation zu erhalten. So wird in einem Experiment mit rezenten Daten, aber auf LGM-Menge reduzierter Anzahl, zwar noch die Produktion von Nordatlantischem Tiefenwasser (NADW) modelliert, allerdings nur noch südlich der Grönland-

Island-Schottland-Schwelle. Läßt sich dieses Ergebnis noch mit dem Fehlen von Temperaturrekonstruktionen für das Europäische Nordmeer im hier verwendeten CLIMAP-Datensatz erklären, so findet aber selbst in einem Experiment, bei dem für die *gesamte* oberste Schicht Temperaturdaten vorgeschrieben werden, praktisch kein Export des NADW in den Südozean statt. Bei drei Experimenten zum Letzten Glazialen Maximum, die mit jeweils nur leicht veränderten Randbedingungen durchgeführt wurden, schwankt die NADW-Produktion zwischen 7,2 Sv und 8,8 Sv, also um ca. 20%. Die geringe Menge an beobachteten Temperaturen scheint die ozeanische Zirkulation kaum einzuschränken. Daraus folgt, daß sich aktuelle Fragen der Forschung wie z. B. *Wie groß war die NADW-Produktion während des LGM?* mit Hilfe von 2RAIOM in der derzeitigen Form kaum beantworten lassen. Gleichwohl ist die NADW-Produktion bei allen LGM-Experimenten kleiner als bei dem entsprechenden rezenten Experiment G, bei dem 9,5 Sv NADW-Produktion erreicht werden. Dieser Befund steht mit den verbreiteten Vorstellungen von einer verminderten Produktion von NADW während des LGM in Einklang.

Diese Ergebnisse und Schlußfolgerungen stimmen mit denen von LeGrand und Wunsch (1995) überein: Das dort verwendete Inversmodell ist 2RAIOM ähnlich, arbeitet jedoch mit einer größeren Auflösung und modelliert den Atlantischen Ozean nur unterhalb von 1000 m Tiefe sowie zwischen 10° N und 50° N. Außerdem ist es als eher diagnostisches Modell ausgelegt, denn schon zu den Eingabedaten gehört eine ozeanische Zirkulation. Im Laufe der Optimierung wird diese nur wenig verändert; es ist daher zwar technisch möglich, aber nicht sinnvoll, die Optimierung von einem ruhenden Ozean ausgehend zu beginnen. In zwei Experimenten zum Letzten Glazialen Maximum fanden LeGrand und Wunsch (1995), daß sowohl die rezente Zirkulation als auch eine um einen Faktor 2 abgeschwächte rezente Zirkulation mit den Paläo-Tracerdaten verträglich sind, also die Daten im Rahmen der Fehlerschätzungen reproduzieren. Das läßt den Schluß zu, daß die verfügbaren Tracer-Daten zwar die möglichen ozeanischen Zirkulationen einschränken, nicht aber die Bestimmung von Transporten ermöglichen.

Als Werkzeug zur „Interpolation“ von punktuell vorliegenden Beobachtungsdaten für die Meeresoberflächentemperatur scheint 2RAIOM durchaus geeignet. Ob der Vorteil der Einbeziehung von physikalischen Gesetzmäßigkeiten den enormen Aufwand an Rechenzeit gegenüber einfachen Interpolationsmethoden rechtfertigt, sei dahingestellt. Die *Extrapolation* in Gebiete hinaus, für die keine Daten vorliegen, ist jedoch mit großen Unsicherheiten behaftet. Ohne Beobachtungsdaten können die modellierten SSTs durchaus um 20 °C von den realen Werten abweichen. Besonders im Nordmeer weisen einige Modellergebnisse Temperaturen auf, die deutlich unter dem Gefrierpunkt von Wasser liegen: Das Modell bemüht sich hier, den Oberflächenwärmefluß den Beobachtungsdaten anzupassen, wegen einer zu schwachen Zirkulation wird dabei jedoch der Wärmetransport durch Diffusion statt Advektion geleistet. Um diesen Effekt zu unterbinden, müßte ein Meereismodell einbezogen werden. Dies könnte vermutlich auch extrem einfach gehalten werden, denn weil 2RAIOM nur ein

langfristiges Mittel modelliert, brauchen die Prozesse von Gefrieren und Schmelzen mit ihren Einflüssen auf Salz- und Wärmehaushalt nicht explizit modelliert werden. Ein erster Ansatz wäre, einen weiteren Term in die Kostenfunktion aufzunehmen, der das Auftreten von solchen Boxen ganz massiv bestraft, die eine Temperatur von unterhalb $-1,9^{\circ}\text{C}$ (Gefrierpunkt von Meerwasser) aufweisen. Alternativ könnte man auch versuchen, durch Veränderung der realistischen Modelltopographie die Transporte durch Meeresengen wie der Dänemark-Straße zu vergrößern. Auch in Vorwärtsmodellen werden nicht selten Schwellen künstlich vertieft und Meeresengen verbreitert, um andernfalls zu kleine Transporte anzuheben (siehe z. B. Paul et al. 1999).

Beispielhaft wird im folgenden die mit 2RAIOM ermittelte SST-Differenz zwischen LGM und heute (Experiment R: Abbildung A.34, p.158) mit der im CLIMAP-Projekt entstandenen Karte verglichen. Dort wurde aus den Rekonstruktionen von einzelnen Bohrkernen mit einem subjektiven Verfahren eine flächendeckende Karte ermittelt (CLIMAP 1981). In Abbildung A.36 ist diese Karte wiederum auf das von 2RAIOM verwendete Gitter übertragen. Die CLIMAP-Rekonstruktion zeigt in einem Band zwischen 40°S und 60°S um bis zu etwa 3°C kältere Temperaturen im LGM. Die Rekonstruktion mit 2RAIOM weist dort deutlich kleinere Differenzen auf, die teilweise sogar leicht positiv sind. Dies ist eine Auswirkung der offenen Ränder zu Pazifischem und Indischem Ozean, an denen auch bei den LGM-Experimenten rezente Temperaturen vorgegeben werden mußten. Im Nordatlantik treten bei beiden Rekonstruktionen größere Temperaturdifferenzen auf als im Südatlantik, dies spiegelt die Daten aus den Bohrkernen wider (vgl. Abbildung A.26, p.150). Im östlichen Nordatlantik stimmen die Rekonstruktionen von CLIMAP und 2RAIOM aufgrund der hohen Dichte von Kernlokationen weitgehend überein. Während jedoch bei CLIMAP die großen Differenzen am östlichen Rand des Modellgebiets sich bis weit nach Westen fortsetzen (z. B. reicht die -8°C -Isolinie bis 55°W), zeigt 2RAIOM im westlichen Nordatlantik geringere Temperaturdifferenzen. Gegenüber CLIMAP weist die 2RAIOM-Rekonstruktion ein zusätzliches Extremum von -6°C bei etwa 30°N und 50°W auf. Wie der Vergleich mit Abbildung A.26 zeigt, befinden sich dort jedoch keine Kernlokationen, so daß dieses Merkmal nicht von Beobachtungsdaten untermauert wird. Vor der nordafrikanischen Küste ermittelt 2RAIOM ein ähnliches Muster der Temperaturdifferenzen wie CLIMAP, die Beträge bleiben aber um etwa 1°C kleiner. Im westlichen tropischen und subtropischen Atlantik zeigt die CLIMAP-Karte geringe negative Differenzen von bis zu -2°C , die 2RAIOM-Rekonstruktion weist dort ähnliche Werte auf, vor der Küste Brasiliens jedoch auch positive Differenzen. Die extremen Temperaturdifferenzen im Golf von Mexiko, der Labradorsee und im Europäischen Nordmeer sind Artefakte der inversen Modellierung; die dort wesentlich kleineren SST-Differenzen der CLIMAP-Karte sind mit Sicherheit realistischer, auch wenn keine Daten aus Bohrkernen in diesen Regionen in die CLIMAP-Karte eingegangen sind.

Der Süßwasserfluß spielt eine ähnliche Rolle für den Salzhaushalt des Ozeans wie der Oberflächenwärmefluß für die Temperatur. Gemeinsam bestimmen sie

über die Wassermassenbildung an der Meeresoberfläche und damit die thermohaline Zirkulation. Bei allen hier vorgestellten Experimenten werden die Beobachtungsdaten für den Oberflächenwärmefluß vom Modell deutlich besser reproduziert als die Süßwasserflüsse. Eine naheliegende Erklärung ergibt sich aus der Betrachtung der Fehlerschätzungen der Eingabedatensätze sowie der Gewichtungsfaktoren: Die Fehlerschätzung des Wärmetransports durch eine Boxoberfläche beträgt stets mindestens 30% des Transports, im root-mean-square-Mittel sogar etwa 200%. Beim Süßwasserfluß sind die entsprechenden Zahlen jedoch 50% und 1500%, also weit höher. Gleichzeitig ist der Gewichtungsfaktor des Terms, der Abweichungen von Süßwasserfluß-Daten bestraft, um einen Faktor 20 kleiner als der entsprechende für die Wärmefluß-Daten. Um eine ähnlich gute Reproduktion der Süßwasserfluß-Daten zu erreichen, müßte der Gewichtungsfaktor angehoben werden, bis er ähnlich groß oder wahrscheinlich sogar etwas größer ist als der Faktor für die Oberflächenwärmetransporte.

Eine andere Erklärung für die Asymmetrie ist die unterschiedliche Repräsentation von Wärmefluß und Süßwasserfluß in 2RAIOM: Für den Oberflächenwärmefluß existiert ein eigener Satz von freien Parametern. Der Süßwasserfluß jedoch kann und muß mit dem vertikalen Transport durch die obere Begrenzungsfläche der obersten Box einer Säule identifiziert werden. Dieser Transport ist aber schon durch die Kontinuitätsgleichung für das Wasservolumen bestimmt, ergibt sich also indirekt aus den freien Parametern. Es ist also denkbar, daß das Modell zur äquivalenten Reproduktion von Wärmefluß und Süßwasserfluß einen anderen, noch höheren Gewichtungsfaktor benötigt als zuvor überlegt. Welcher dieser beiden Effekte überwiegt, müßte durch eine Reihe von gezielten Experimenten geklärt werden. Dies ist besonders wünschenswert im Hinblick auf die Erweiterung des LGM-Datensatzes um Salzgehalts-Rekonstruktionen, die im hier verwendeten Katalog von Prell (1985) ja nicht enthalten sind, oder um andere Proxies, die mit dem Salzgehalt verknüpft sind (siehe die Diskussion von $\delta^{18}\text{O}$ weiter unten).

Die Experimente mit größeren als der LGM-Datenmenge zeigen, daß die Qualität des Rekonstruktionsergebnisses mit Zunahme der Datenmenge deutlich ansteigt. Insbesondere werden bei einem Experiment mit vorgegebenen Temperaturdaten in der obersten und untersten Box einer jeden Gittersäule sowohl ein – wenn auch geringer – Export von NADW in den Südozean als auch ein Einstrom von Antarktischem Bodenwasser und dessen Rezirkulation modelliert. Es erscheint daher dringend erforderlich, die für das Modell verfügbare Datenmenge zu erhöhen. Seit der Zusammenstellung des CLIMAP-Katalogs wurden viele weitere Bohrkerne sedimentologisch untersucht. Aus Modellierersicht wäre es wünschenswert, diese Daten zu einem konsistenten Katalog zusammenzutragen und dabei auch – im Gegensatz zum CLIMAP-Projekt – Temperaturrekonstruktionen für den Ozeanboden einzubeziehen, die z. B. aus der Untersuchung benthischer Foraminiferen gewonnen werden können. Die Existenz von Datenbanken wie PANGAEA (Diepenbroeck et al. 1999) ist in diesem Zusammenhang sehr zu begrüßen. Problematisch bleibt nach wie vor, daß aufgrund verschiedener Auswahleffekte manche Regionen bevorzugt beprobt werden, während

andere, z. B. die hohen polaren Breiten, kaum untersucht werden.

Das Modell selbst könnte auch mit einer größeren Auflösung als der jetzigen betrieben werden. Dies hätte verschiedene Vorteile: Der relative Anteil an Gitterboxen, für die keine Beobachtungsdaten verfügbar sind, würde sinken und damit das Problem weniger schlecht gestellt. Ferner würde auch der Rechenzeitbedarf sinken, weil weniger freie Parameter geschätzt werden müssen und die Gleichungssysteme kleiner werden. Schließlich würden Erhebungen aus dem Ozeanboden, die von der Modellgeometrie nicht aufgelöst werden, unter Umständen Beobachtungsdaten für Gitterboxen liefern, die *nicht* die untersten oder obersten einer Säule sind. Bei einer Änderung der Auflösung sollte auch auf die Modellierung von Randmeeren wie dem Golf von Mexiko verzichtet werden, sofern dort keine Beobachtungsdaten vorliegen.

Ein anderer Ansatz wäre, die Arten von beobachtbaren Größen zu erweitern, mit denen das Modell umgehen kann. Die derzeitige Version von 2RAIOM betrachtet als Tracer nur Temperatur und Salzgehalt. Für den Salzgehalt gibt es jedoch leider keinen Proxy, der eine direkte Rekonstruktion zulässt, vielmehr ist stets die zusätzliche Rekonstruktion einer Temperatur aus einem unabhängigen Proxy erforderlich. Hauptsächliche Ursache hierfür ist die starke Korrelation von Salzgehalt und Temperatur im Ozean. Manche Proxies wie z. B. das Sauerstoff-Isotopenverhältnis $\delta^{18}\text{O}_c$ des Kalzits von Foraminiferenschalen sind daher, für sich allein genommen, nicht besonders aussagekräftig. In einem Inversmodell wie 2RAIOM könnten sie jedoch – in Gegensatz zu Vorwärtsmodellen – trotzdem direkt verwendet werden. Die Grundlagen und eine mögliche Implementierung in einem Inversmodell seien im folgenden skizziert:

Beim Aufbau der Kalkschalen tritt eine temperaturabhängige Fraktionierung der Sauerstoff-Isotope ^{18}O und ^{16}O auf, die der Gleichung

$$T = 16,5 - 4,3 \cdot (\delta^{18}\text{O}_c - \delta^{18}\text{O}_w) + 0,14 \cdot (\delta^{18}\text{O}_c - \delta^{18}\text{O}_w)^2 \quad (10.1)$$

gehört, dabei bezeichnen T die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$, $\delta^{18}\text{O}_c$ die isotopische Zusammensetzung des Kalzits in Promille relativ zum PDB-Standard und $\delta^{18}\text{O}_w$ analog die Zusammensetzung des Wassers in der Umgebung der Foraminifere zum Zeitpunkt des Schalenaufbaus (Urey 1947; Wolff et al. 1999). Gleichung 10.1 läßt sich leicht nach $\delta^{18}\text{O}_c$ auflösen:

$$\delta^{18}\text{O}_c = \delta^{18}\text{O}_w + a - \sqrt{b \cdot T + c} \quad (10.2)$$

Die Zahlwerte der Konstanten a bis c ergeben sich aus den Koeffizienten in Gleichung 10.1, sie sind für die weiteren Betrachtungen aber nicht relevant.

Die isotopische Zusammensetzung des Wassers $\delta^{18}\text{O}_w$ ist eng mit dem Salzgehalt S verknüpft, denn bei der Verdunstung von Wasser bleibt das schwere Isotop ^{18}O bevorzugt im Wasser zurück, gleichzeitig ist der Übergang von Salz in die Atmosphäre praktisch gleich Null. Umgekehrt verringert Niederschlag sowohl den Salzgehalt als auch den Gehalt an ^{18}O , weil der atmosphärische Wasserdampf und daher auch der Niederschlag stets gegenüber Seewasser an

^{18}O abgereichert ist. Der Zusammenhang läßt sich näherungsweise durch die lineare Beziehung

$$\delta^{18}\text{O}_w = d \cdot S + e \quad (10.3)$$

beschreiben. Die beiden Koeffizienten d und e müssen durch Analyse von Referenzdaten ermittelt werden und nehmen unterschiedliche Werte an, je nachdem, ob dafür globale Datensätze oder regionale verwendet werden. Bei der Untersuchung verschiedener Zeitpunkte in der Erdgeschichte müssen weitere Randbedingungen wie z. B. der globale Eiseffekt berücksichtigt werden, da sie die Werte von d und e beeinflussen. Auch hier sind die genauen Zahlenwerte für die folgenden Überlegungen nicht relevant, entscheidend ist vielmehr die Existenz eines funktionalen (nicht einmal unbedingt linearen) Zusammenhangs zwischen Isotopenverhältnis und Salzgehalt.

Setzt man nun Gleichung 10.3 in Gleichung 10.2 ein, so findet man

$$\delta^{18}\text{O}_c = a + e - \sqrt{b \cdot T + c} + d \cdot S. \quad (10.4)$$

Diese Gleichung drückt die der Messung zugängliche Größe $\delta^{18}\text{O}_c$ als Funktion der in 2RAIOM verfügbaren Parameter Temperatur T und Salzgehalt S aus, während die Koeffizienten a bis e nur noch von Ort und betrachtetem Zeitpunkt abhängen. Damit ist es nur noch ein Schritt zu einem weiteren Term in der Kostenfunktion: Der Ausdruck

$$B = \left(\frac{\widehat{\delta^{18}\text{O}_c} - (a + e - \sqrt{b \cdot T + c} + d \cdot S)}{\sigma_{\widehat{\delta^{18}\text{O}_c}}} \right)^2$$

bestraft (für eine einzelne Box) Abweichungen des modellierten Ozeanzustands von einem beobachteten Isotopenverhältnis $\widehat{\delta^{18}\text{O}_c}$, dabei ist $\sigma_{\widehat{\delta^{18}\text{O}_c}}$ die zugehörige Fehlerschätzung. Will man auch die Unsicherheiten in den Koeffizienten a bis e berücksichtigen, so kann der Nenner des Ausdrucks zu

$$B = \frac{\left(\widehat{\delta^{18}\text{O}_c} - (a + e - \sqrt{b \cdot T + c} + d \cdot S) \right)^2}{\sigma_{\widehat{\delta^{18}\text{O}_c}}^2 + \sigma_{\delta^{18}\text{O}_c}^2}$$

ergänzt werden. Die Fehlerabschätzung $\sigma_{\delta^{18}\text{O}_c}$ des modellierten Isotopenverhältnisses ergibt sich durch eine einfache Rechnung aus Gleichung 10.4 zu

$$\sigma_{\delta^{18}\text{O}_c}^2 = \sigma_a^2 + \sigma_e^2 + S^2 \sigma_d^2 + \frac{T^2 \sigma_b^2 + \sigma_c^2}{4(bT + c)}.$$

Ganz allgemein führt jede Meßgröße M , die in einem funktionalen Zusammenhang mit Temperatur T und Salzgehalt S steht, zu einer Einschränkung des Rekonstruktionsergebnisses. Die Abbildungen 10.1 bis 10.3 mögen dies veranschaulichen: Für eine einzelne Box spannen die beiden Parameter T und S die Ebene auf. Wenn zunächst keine Beobachtungsdaten vorliegen, ist kein Punkt der Ebene gegenüber dem anderen ausgezeichnet und ein Inversmodell frei in

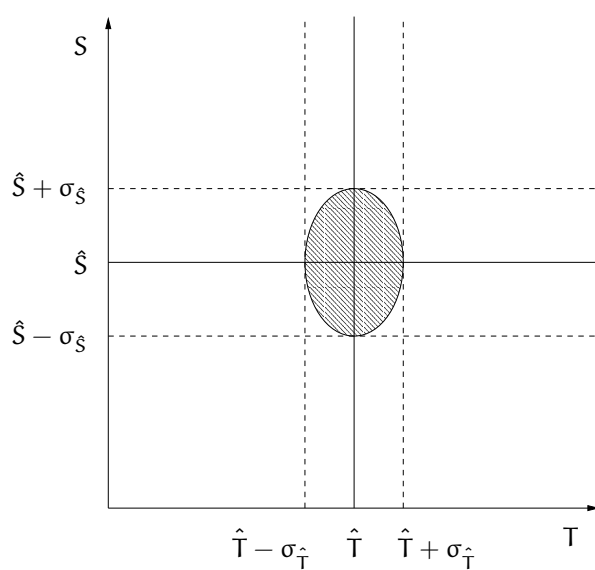


Abbildung 10.1: Eine Messung \hat{T} der Temperatur definiert, zusammen mit ihrem Meßfehler $\sigma_{\hat{T}}$, einen (senkrechten) Zielstreifen in der T-S-Ebene, den das Inversmodell zu erreichen sucht. Eine Messung \hat{S} des Salzgehalts definiert ganz analog einen weiteren (horizontalen) Zielstreifen. Beide Messungen gemeinsam definieren eine Ziel-Ellipse. Nähere Erläuterungen siehe Text.

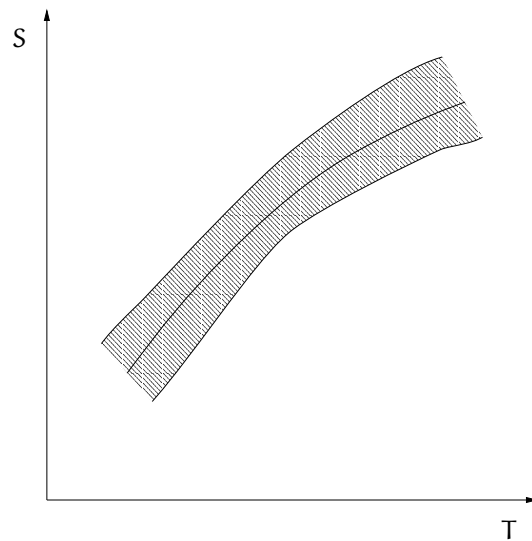


Abbildung 10.2: Sind Temperatur und Salzgehalt nicht einzeln rekonstruiert worden, wohl aber eine Größe $M(T, S)$, die beide miteinander verknüpft, so wird dadurch ein in der T-S-Ebene schräg liegender Zielstreifen definiert. Vgl. Abbildung 10.1.

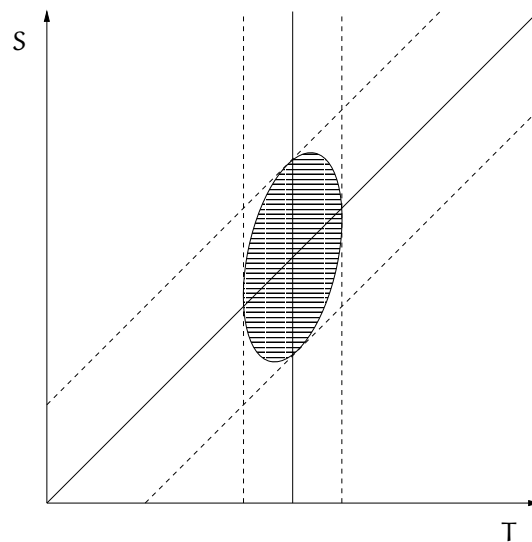


Abbildung 10.3: Ist die Beziehung zwischen der Meßgröße $M(T, S)$ und den Tracern T und S linear, so ergibt sich ein schräg liegender, gerader Zielstreifen. Ist zusätzlich noch die Temperatur rekonstruiert worden, so ergibt sich insgesamt eine Ziel-Ellipse, deren Hauptachsen nicht parallel zu den T- und S-Achsen liegen. Vgl. Abbildung 10.1.

der Modellierung der beiden Größen. Liegt eine Messung der Temperatur \hat{T} mitsamt Fehlerschätzung $\sigma_{\hat{T}}$ vor, so wird dadurch innerhalb der Ebene ein senkrechter, gerader Streifen definiert, den das Modell bei der Rekonstruktion zu erreichen sucht (Abbildung 10.1); eine Messung des Salzgehalts definiert ganz analog einen waagerechten Streifen. Diese Streifen kann man sich auch als langgestreckte Täler in einem von der Kostenfunktion gebildeten Gebirge vorstellen. Die Messung einer Größe \hat{M} zeichnet, zusammen mit Fehlerangabe $\sigma_{\hat{M}}$ und funktionalem Zusammenhang $M = M(T, S)$, einen im allgemeinen schräg liegenden, gekrümmten Streifen aus (Abbildung 10.2): Die Abweichung von der Senkrechten und die Krümmung machen die Implementierung im Modell aufwendiger, das Grundkonzept ist aber das gleiche wie bei der Verwendung von Temperatur oder Salzgehalt alleine. Anschaulich ist klar, daß auch in diesem Falle ein Tal in der Kostenfunktion definiert ist, wenn es auch nicht mehr achsenparallel liegt. Als einfacher Spezialfall ist schließlich in Abbildung 10.3 eine lineare Beziehung zwischen der Meßgröße M , Temperatur T und Salzgehalt S dargestellt:

$$M = a \cdot T + b \cdot S + c.$$

Der Zielstreifen, der aus einer Messung \hat{M} resultiert, ist dann gerade. Zusammen mit einem Meßwert der Temperatur \hat{T} wird eine Zielellipse definiert, deren Hauptachsen nicht parallel zu den T - und S -Achsen liegen; anschaulich also ein Talkessel im Gebirge.

Mit dem eben skizzierten Ansatz könnten manche Proxies in das Modell einfließen, ohne daß gleich die Einführung eines weiteren Tracers neben Temperatur und Salzgehalt notwendig wird. Jeder weitere Tracer hätte einen relativ hohen Programmier- und Rechenaufwand zur Folge, außerdem wären ggf. weitere Eingabedatensätze erforderlich. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß die Verwendung des TAMC (Giering und Kaminski 1996) zur automatischen Erzeugung des adjungierten Modellcodes das Testen verschiedener Funktionen $M(T, S)$ sehr erleichtern würde: Ist das Gerüst des neuen Terms der Kostenfunktion erst einmal programmiert, ließe sich die Funktion $M(T, S)$ mit minimalem Aufwand austauschen, um das Modell an verschiedene Proxies anzupassen.

Sehr wertvoll für die Rekonstruktion der ozeanischen Zirkulation wären Kenntnisse über Strömungsgeschwindigkeit und -richtung am Meeresboden. Solche Informationen lassen sich aus Untersuchungen der Korngrößenverteilung des Sediments, der Höhe und Richtung von Rippeln u. ä. gewinnen. Leider sind solche Schätzungen recht ungenau; außerdem ist die für die Korngrößenverteilung entscheidende Wasserschicht nur wenige Zentimeter dick, während die unterste Schicht von Ozeanmodellen typischerweise mehrere hundert Meter mächtig ist. Ein entscheidender Vorteil von solchen Geschwindigkeitsinformationen wäre, daß sie sich direkt auf die absolute Geschwindigkeit beziehen. Sie würden also eine „Uhr“ bereitstellen, die – wie oben erläutert – eine genauere Abschätzung von Transporten erlaubte. Solche absoluten Geschwindigkeitsdaten haben eine ähnliche Charakteristik wie die von Schlitzer (1993) verwendeten a priori-Schätzungen für Transporte, indem sie ein Gegengewicht zu der „Bremswirkung“

der dynamischen Geostrophie bilden.

Als weitere Möglichkeiten zur Weiterentwicklung von 2RAIOM seien noch genannt:

- Durch Ausdehnung der Modelldomäne auf den gesamten Weltozean könnte man auf die Vorgabe von Temperatur- und Salzgehalts-Werten an den offenen Rändern vermeiden. Dann wird die Vorgabe des Energie- und Salzinventars des Ozeans notwendig, bzw. die Vorgabe einer mittleren Temperatur und eines mittleren Salzgehalts. In einem anderen Modell, das aus dem gleichen Vorläufer hervorgegangen ist wie 2RAIOM, ist solch eine Erweiterung bereits erfolgt (de las Heras und Schlitzer 1999).
- Um die doch immer noch unangenehm hohe Laufzeit des Modell zu verkürzen, könnte man die Zahl der invers zu bestimmenden freien Parameter verringern. Die einfachste Möglichkeit ist natürlich, die Auflösung zu verringern (siehe oben). Gerade die dynamische Geostrophie erfordert zum Funktionieren aber die Existenz von Boxoberflächen, deren Anzahl dann absänke. Interessanter erscheint es, die Ozeanzirkulation z. B. nach der Methode der empirischen Orthogonal-Funktionen in eine Anzahl von Grundmustern zu zerlegen und nur noch die Stärke der wichtigsten Strömungsmuster (etwa einige Dutzend) als freie Parameter zuzulassen. Der Programmieraufwand hierfür ist beträchtlich, die mögliche Einsparung an Rechenzeit könnte aber den Aufwand wettmachen. Wenn man außerdem die Grundmuster nach ozeanographischen Fragestellungen auswählt oder sogar konstruiert, könnte man auch sehr gezielte Experimente durchführen.
- Mit der expliziten Modellierung von weiteren biogeochemischen Tracern würde die Menge an Beobachtungsdaten steigen, die dem Modell übergeben werden kann. Das von Usbeck (1999) vorgestellte Modell umfaßt die Partikelflüsse von organischem Kohlenstoff, Karbonat und Opal; es ist allerdings für die Anwendung auf den modernen Ozean vorgesehen.

Insgesamt erscheint die inverse Modellierung des Paläozeans ein Ansatz, dessen Möglichkeiten bei weitem noch nicht ausgereizt sind. Es wäre zu wünschen, daß diese Technik einen ähnlich breiten Einsatz erfährt, wie es bei der Untersuchung des modernen Ozeans bereits seit langem der Fall ist.

Anhang A

Farbtafeln

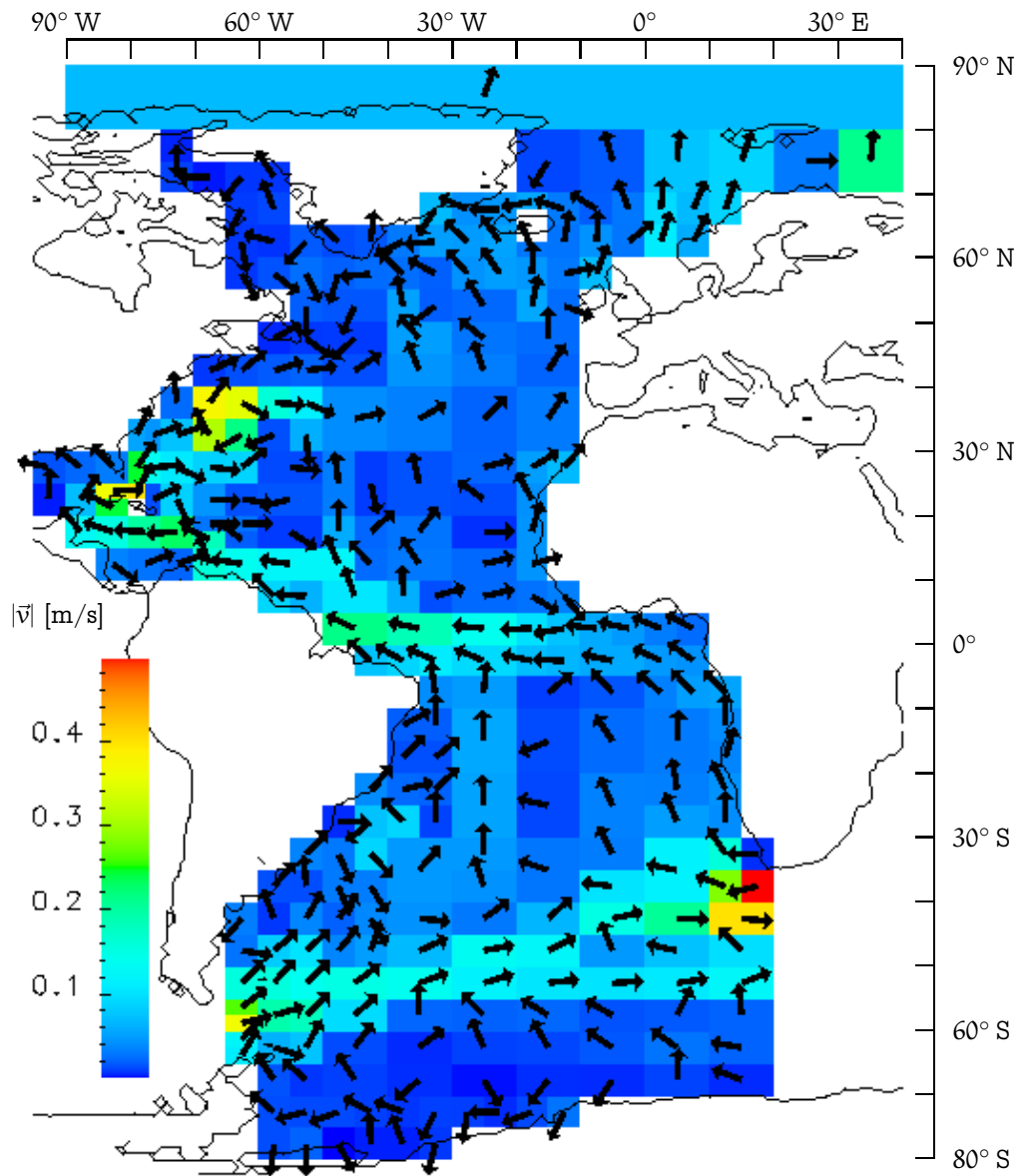


Abbildung A.1: Die Geschwindigkeit in der obersten Schicht bei Experiment A.

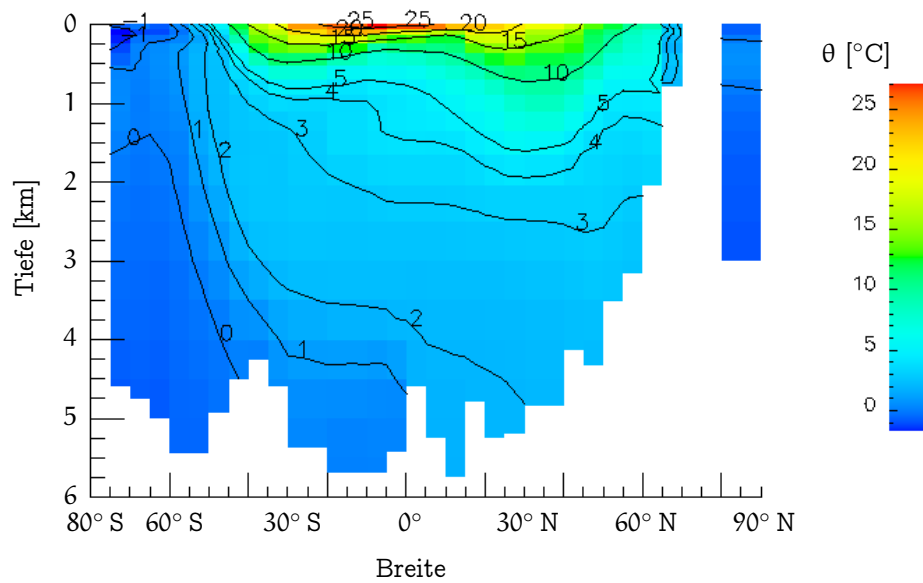


Abbildung A.2: Die für Experiment A verwendeten Temperaturdaten in einem Schnitt bei 30° W.

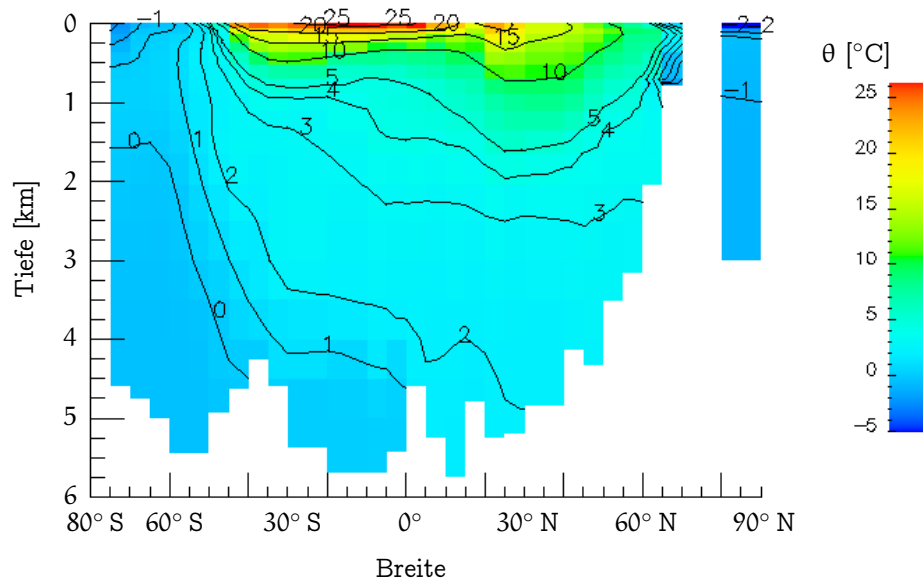


Abbildung A.3: Die Temperatur von Experiment A in einem Schnitt bei 30° W.

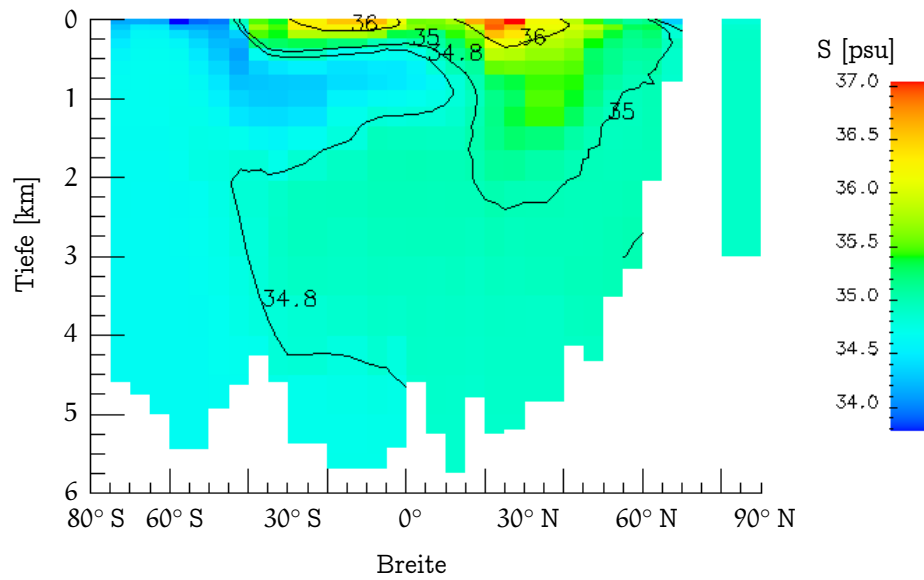


Abbildung A.4: Der Salzgehalt von Experiment A in einem Schnitt bei 30° W.

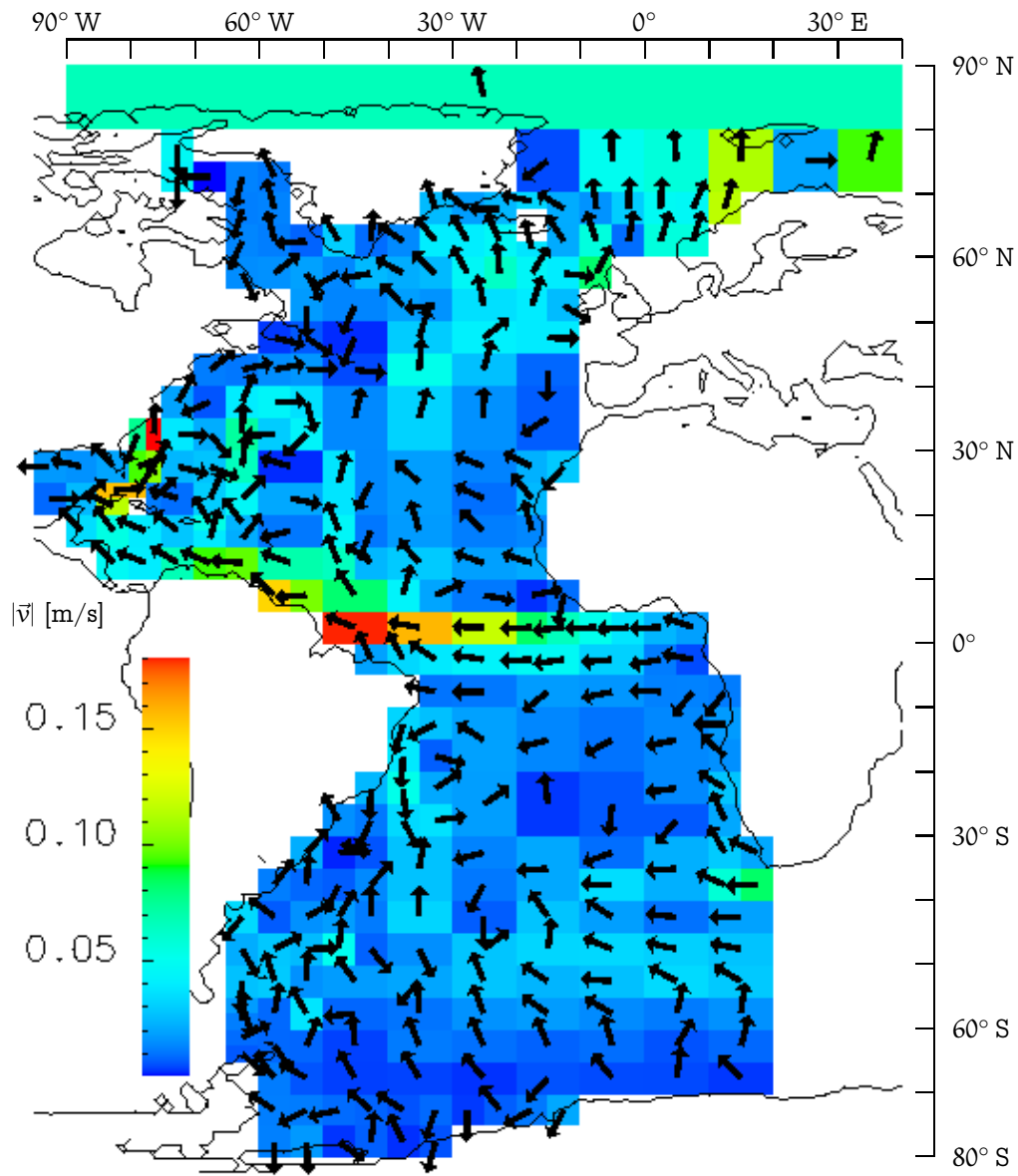


Abbildung A.5: Die Geschwindigkeit in der obersten Schicht bei Experiment B.

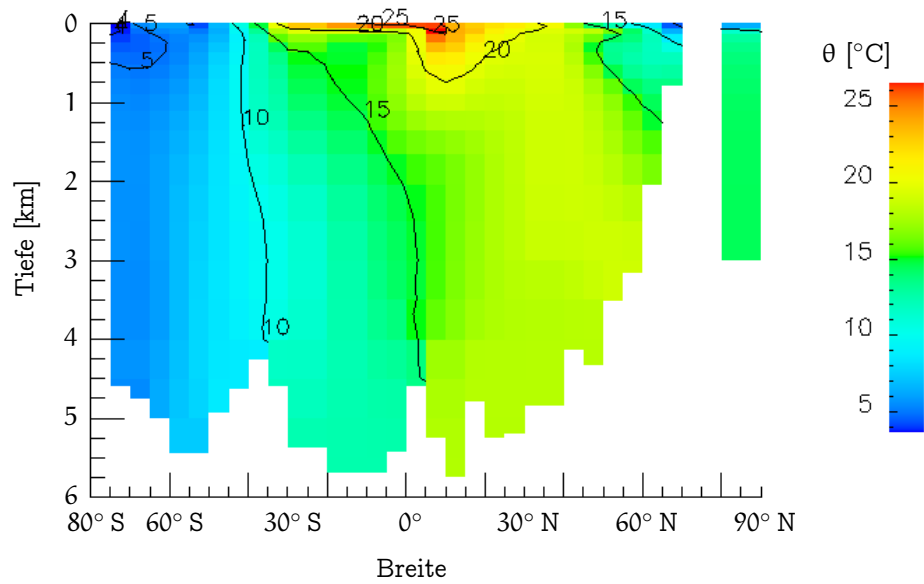


Abbildung A.6: Die Temperatur von Experiment D in einem Schnitt bei 30° W.

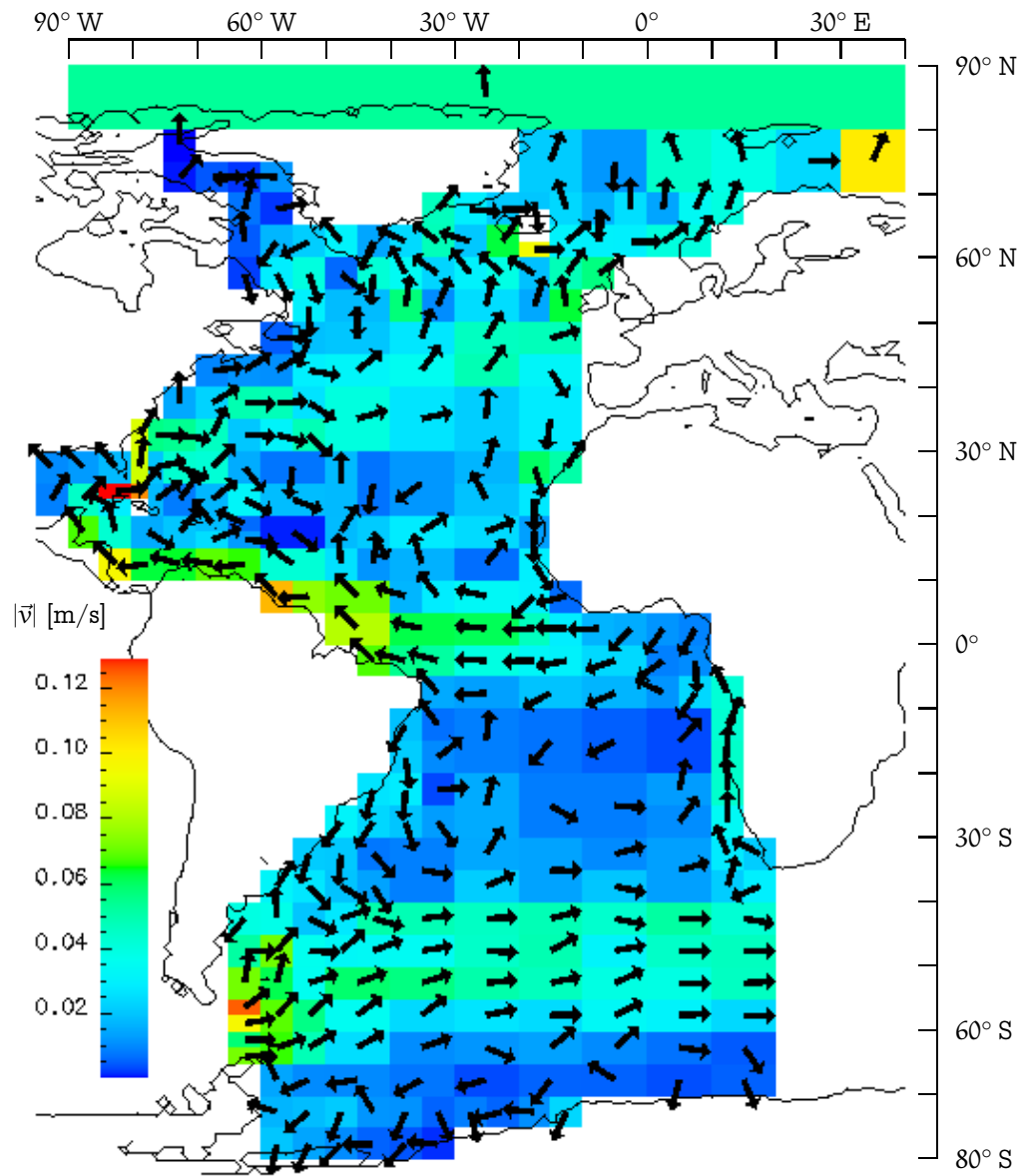


Abbildung A.7: Die Geschwindigkeit in der obersten Schicht bei Experiment E.

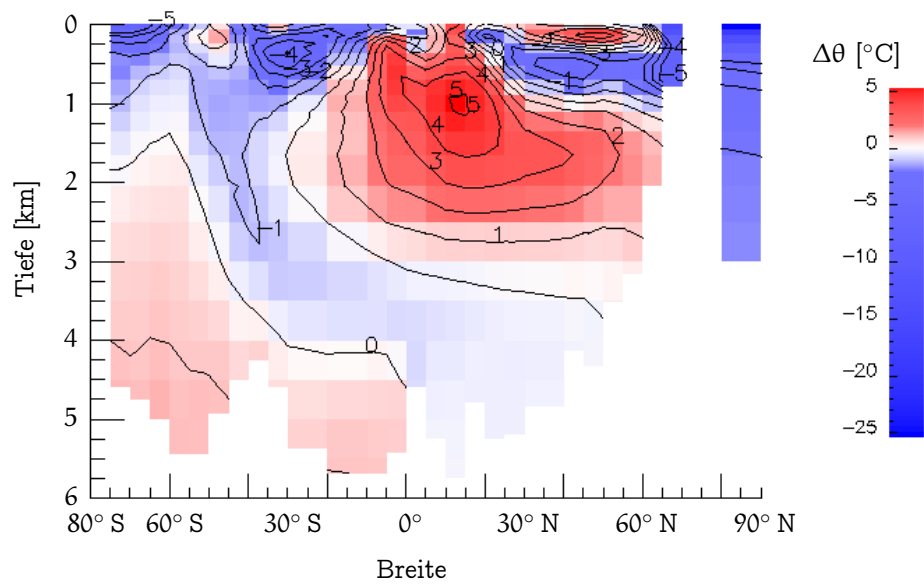


Abbildung A.8: Die Differenz der modellierten potentiellen Temperatur von Experiment F zu den vollen Daten in einem Schnitt bei 30° W.

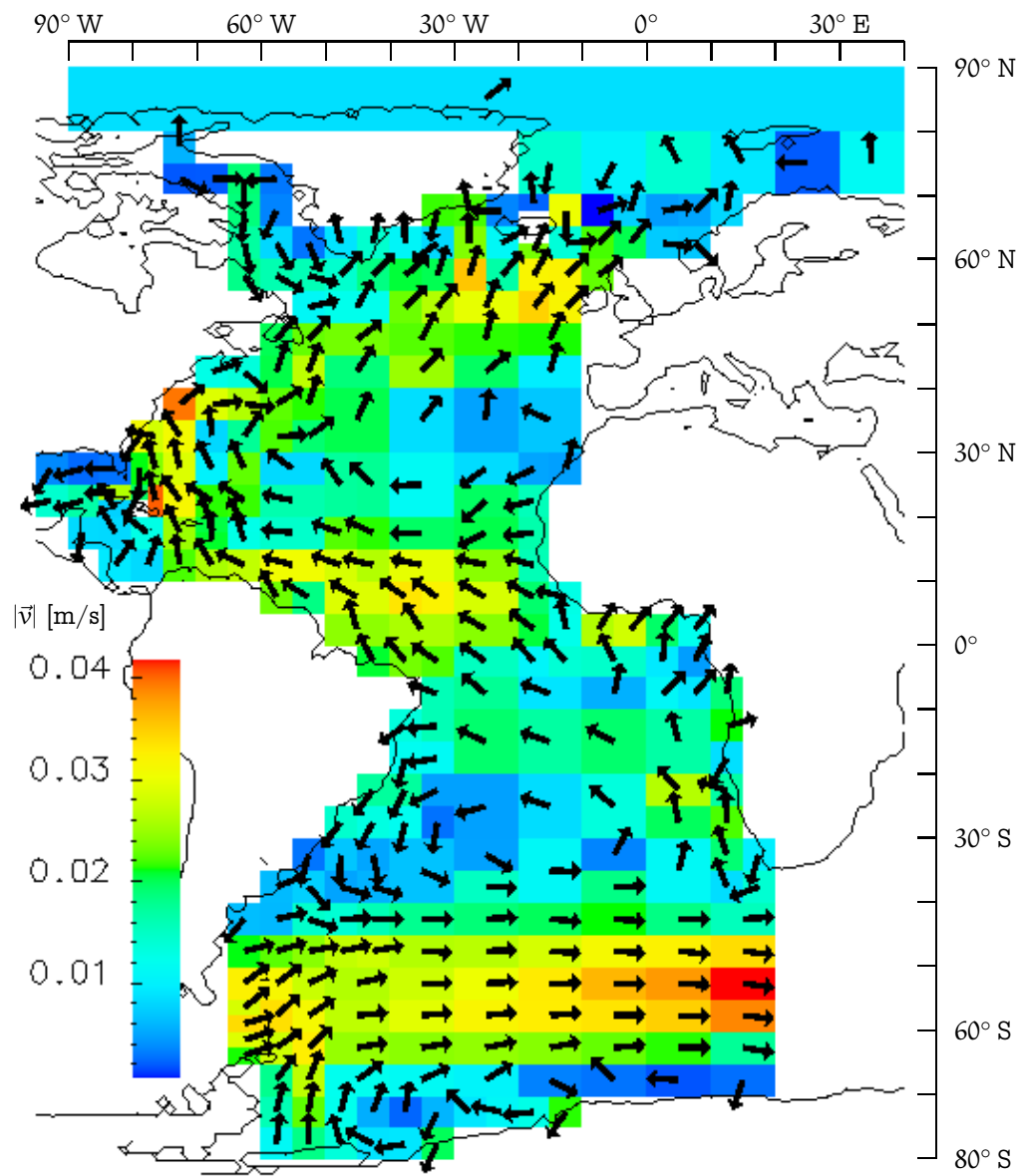


Abbildung A.9: Die Geschwindigkeit in der obersten Schicht bei Experiment G.

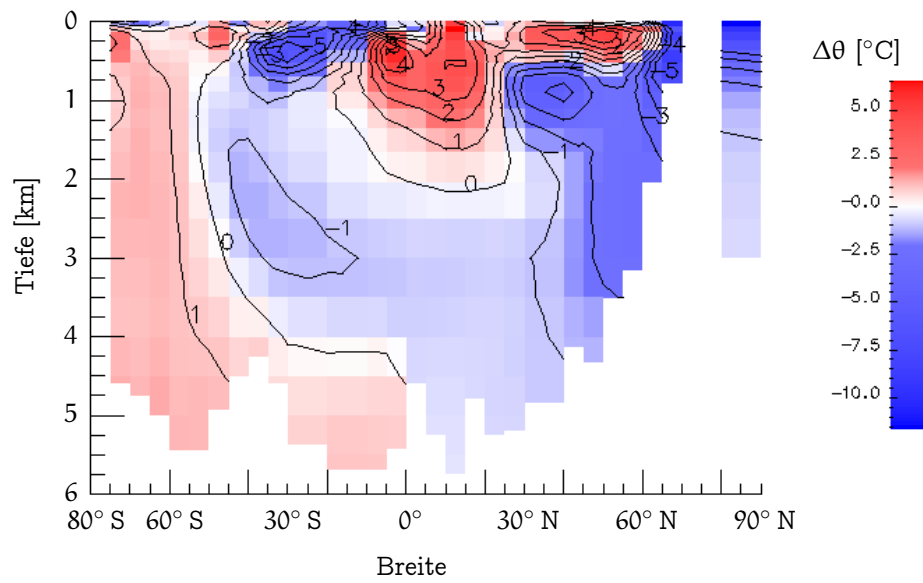


Abbildung A.10: Die Abweichung der modellierten Temperatur des Experiments G vom Datensatz in einem Schnitt bei 30° W.

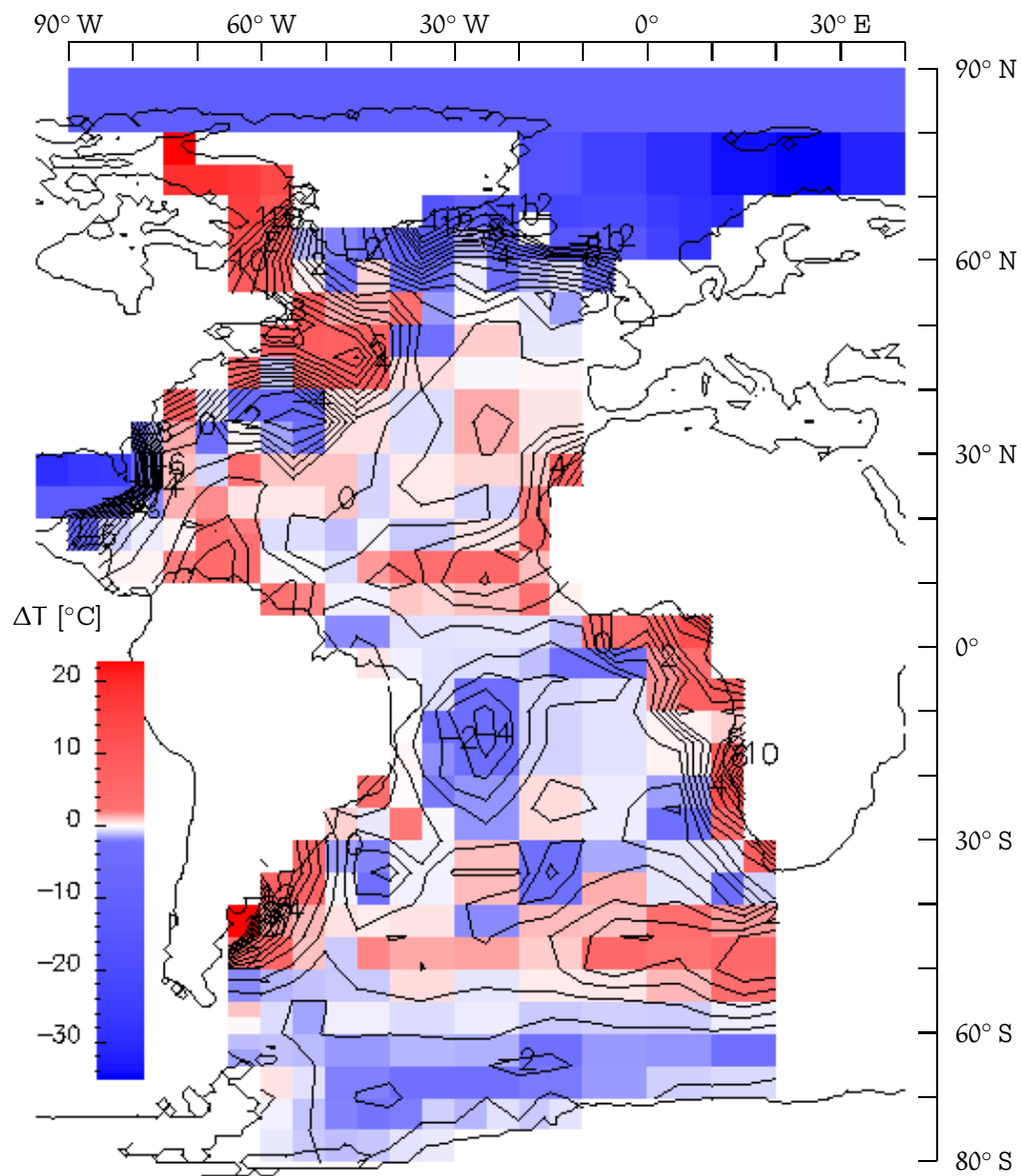


Abbildung A.11: Die Abweichung der modellierten Oberflächentemperatur des Experiments G vom Datensatz.

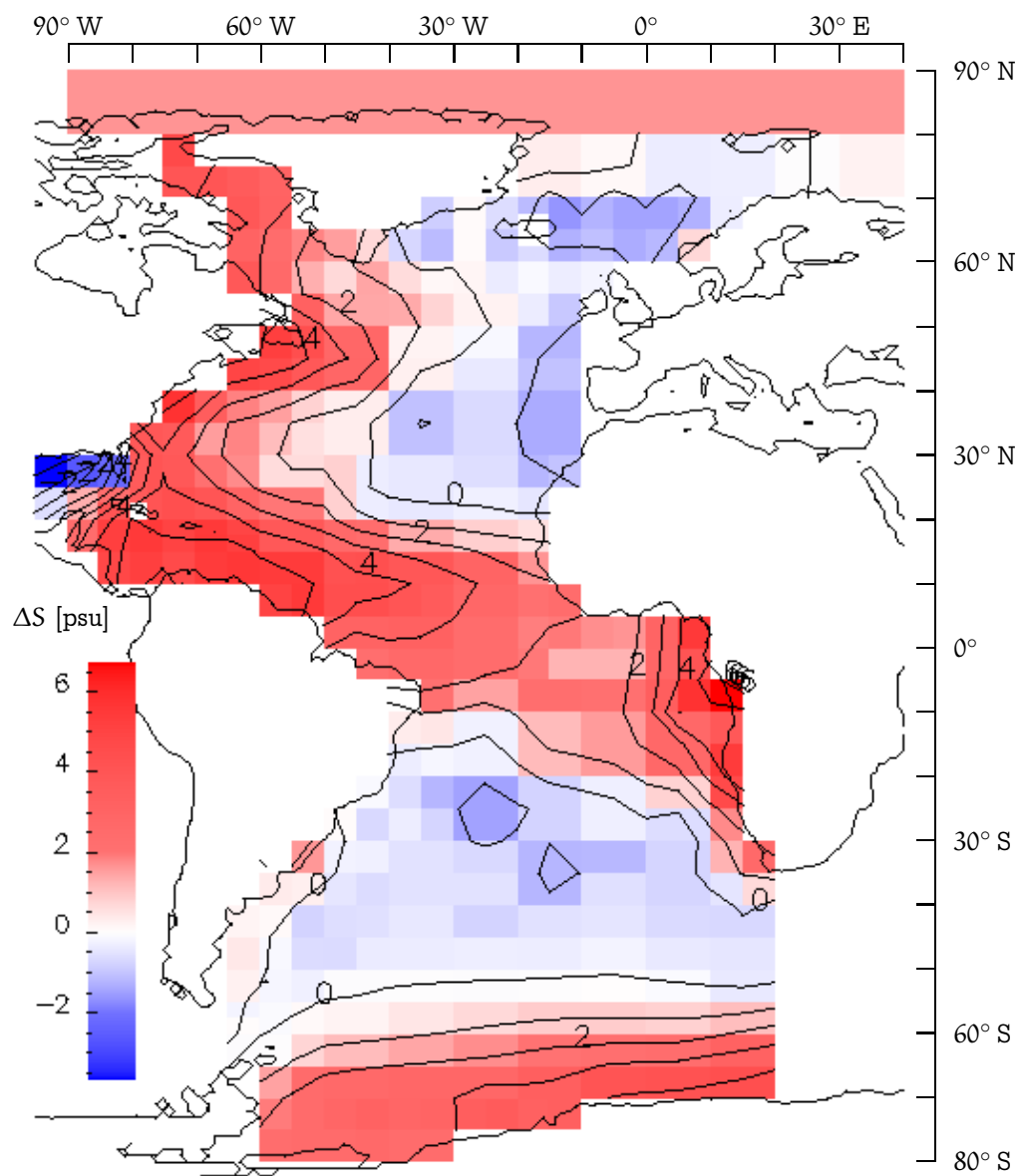


Abbildung A.12: Die Abweichung des modellierten Oberflächensalzgehalts des Experiments G vom Datensatz.

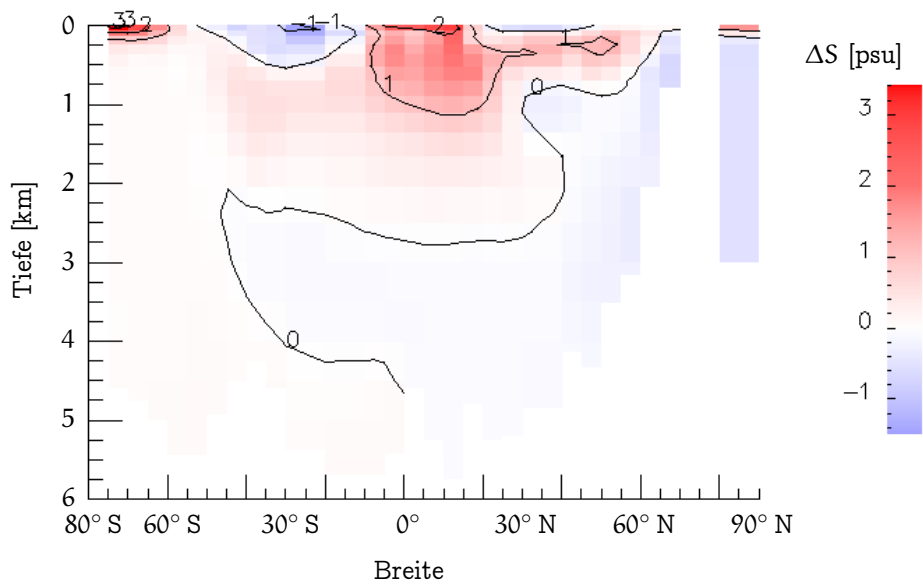


Abbildung A.13: Die Abweichung des modellierten Salzgehalts des Experiments G vom Datensatz in einem Schnitt bei 30° W.

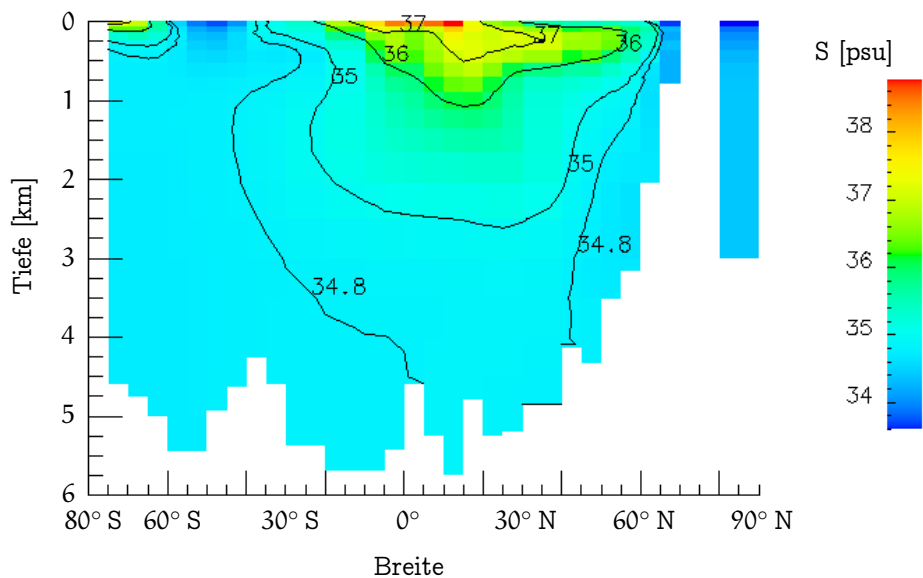


Abbildung A.14: Der modellierte Salzgehalt von Experiment G in einem Vertikalschnitt bei 30° W.

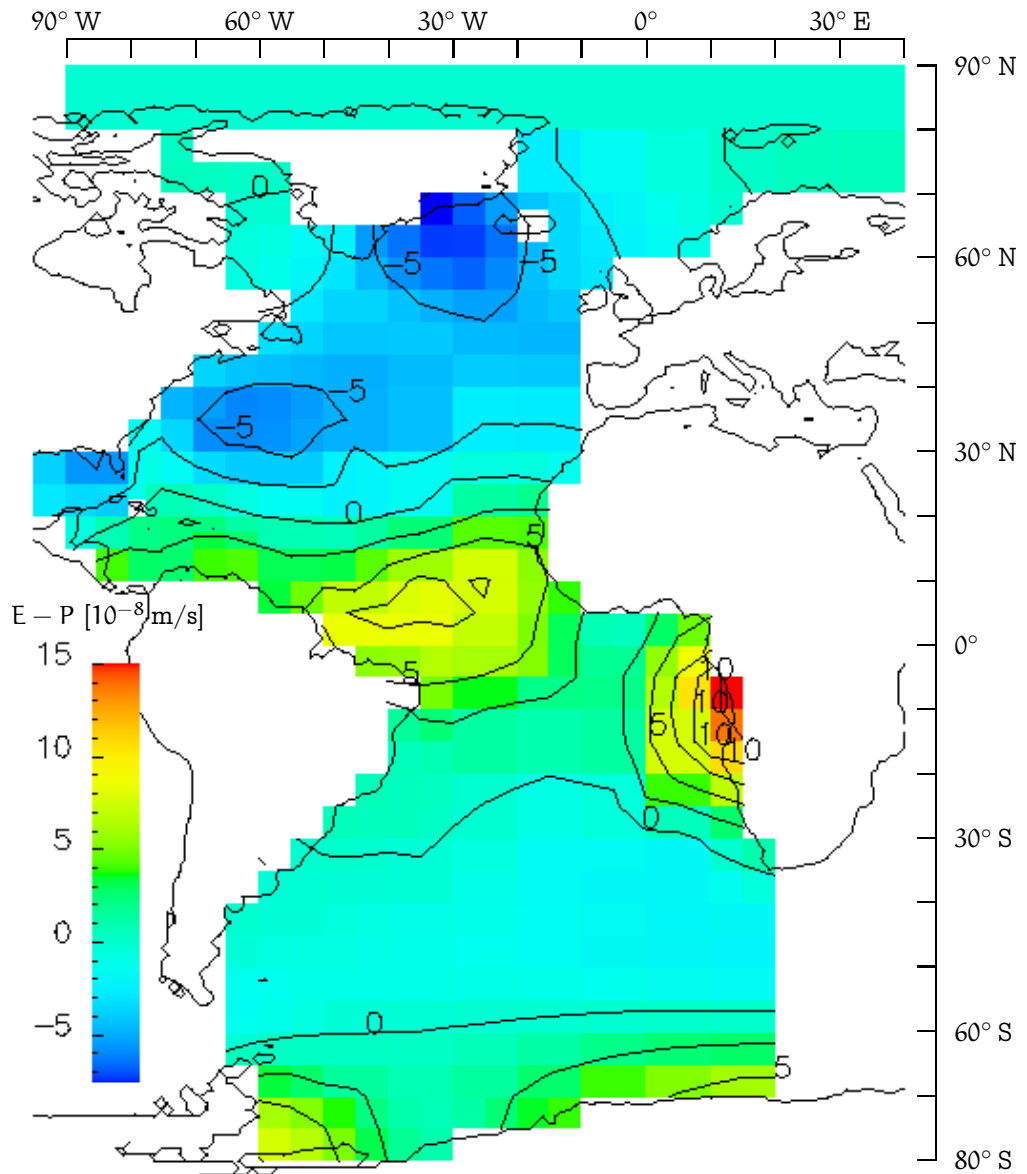


Abbildung A.15: Der bei Experiment G modellierte Süßwasserfluß (Verdunstung E minus Niederschlag P). Positive Zahlen zeigen einen Wasserverlust an die Atmosphäre an.

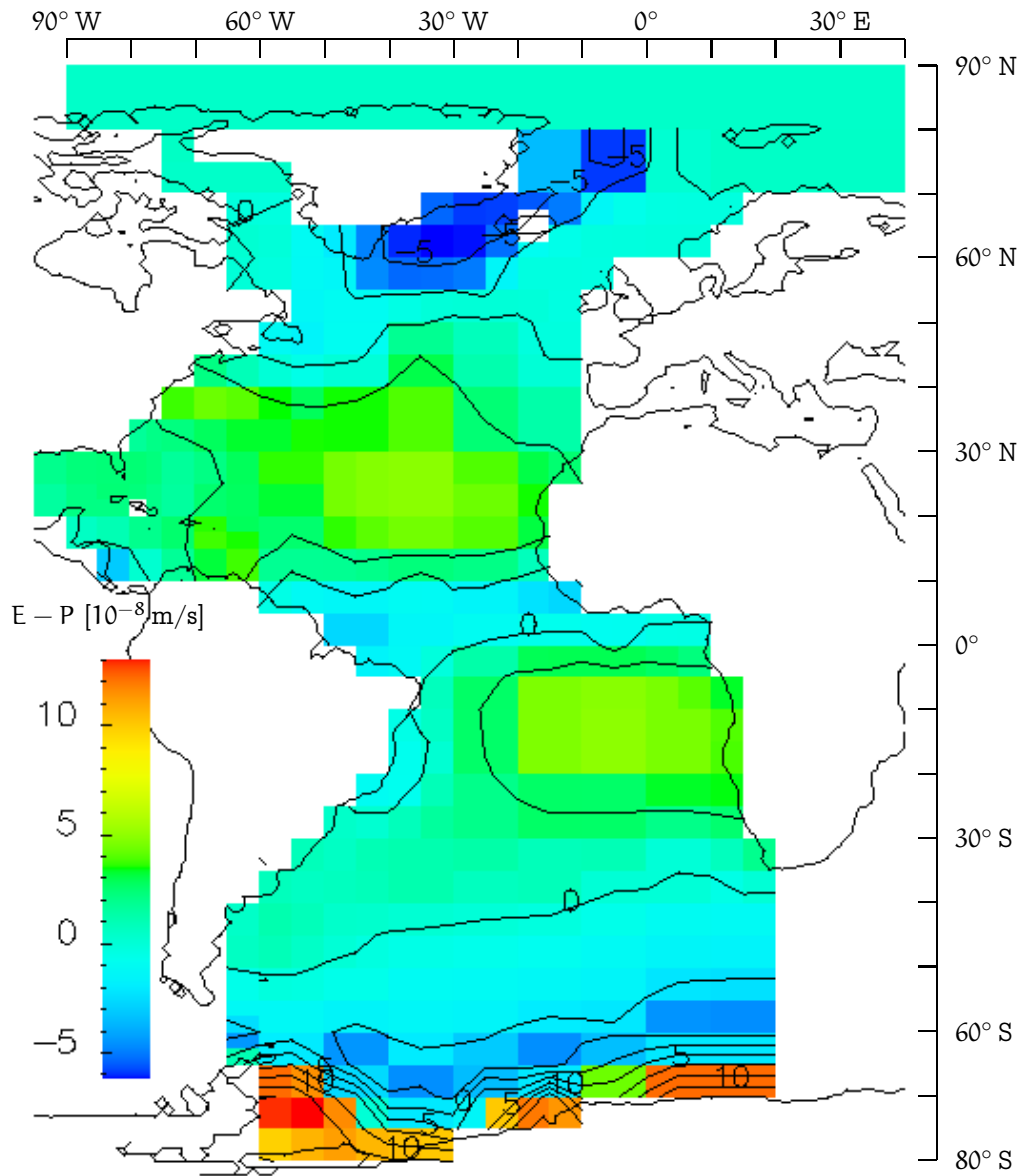


Abbildung A.16: Der Süßwasserfluß (Verdunstung E minus Niederschlag P) gemäß dem Datensatz von Hellerman (1973). Positive Zahlen zeigen einen Wasserverlust an die Atmosphäre an.

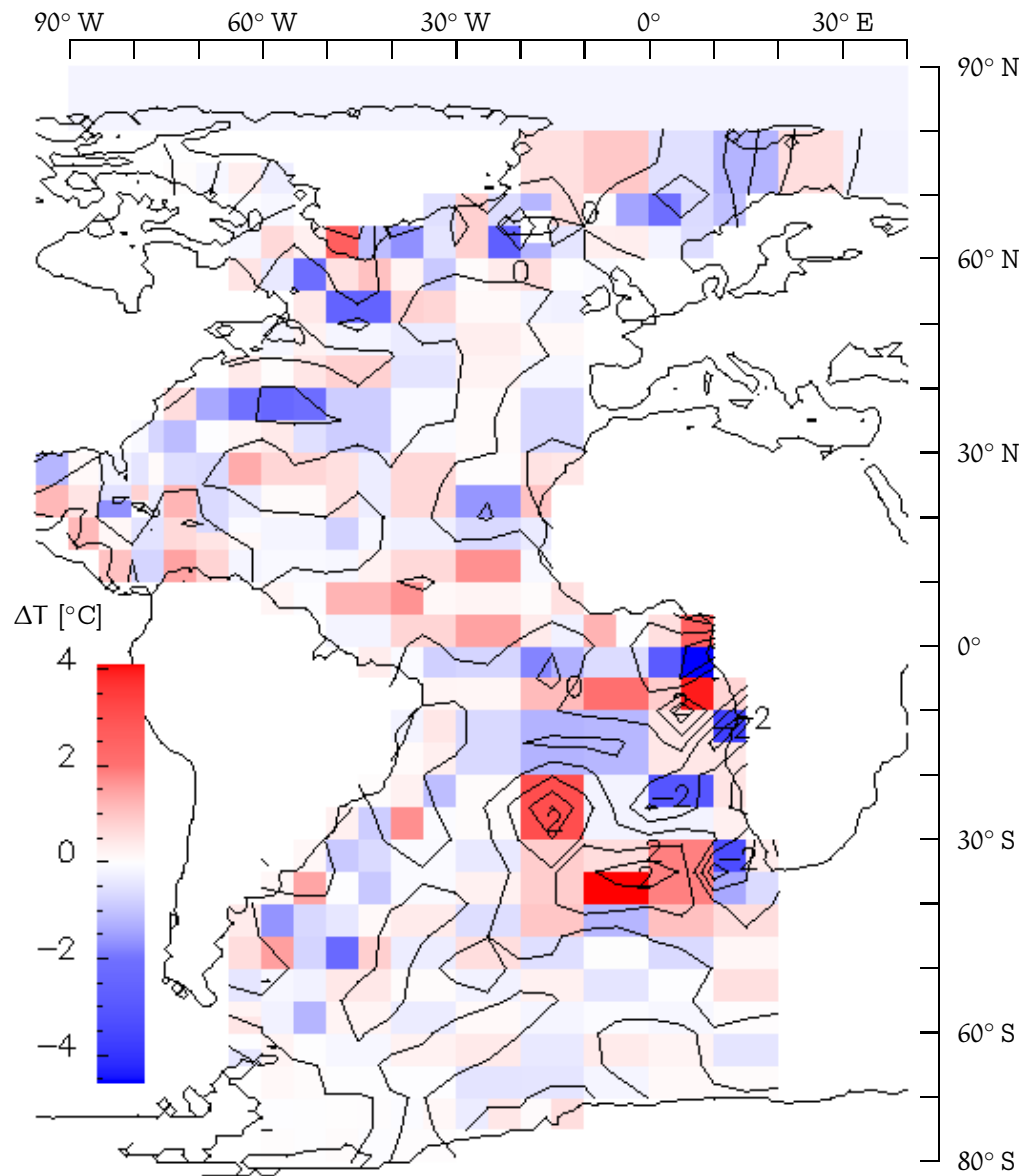


Abbildung A.17: Die Abweichung der modellierten Oberflächentemperatur von Experiment I vom Datensatz.

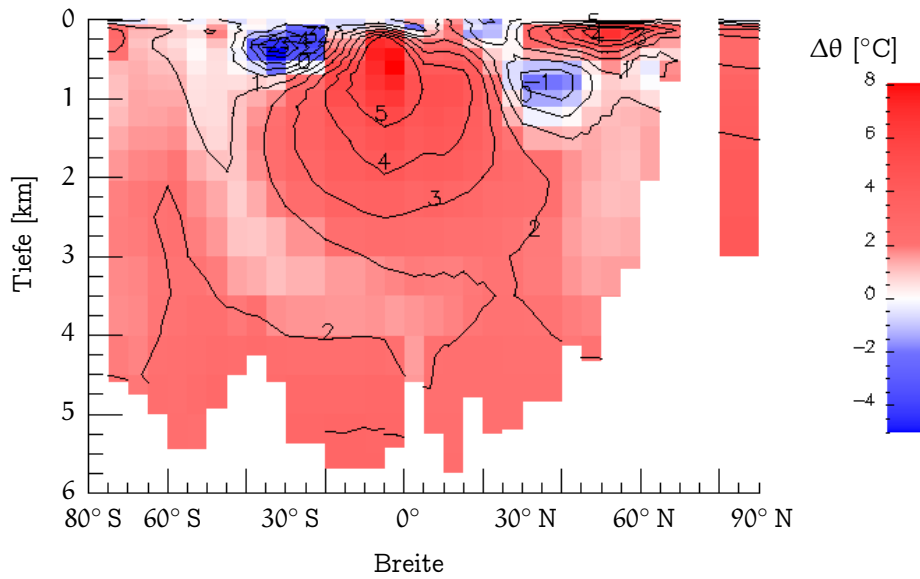


Abbildung A.18: Die Abweichung der modellierten Temperatur von den vollen Daten bei Experiment I in einem Schnitt bei 30° W.

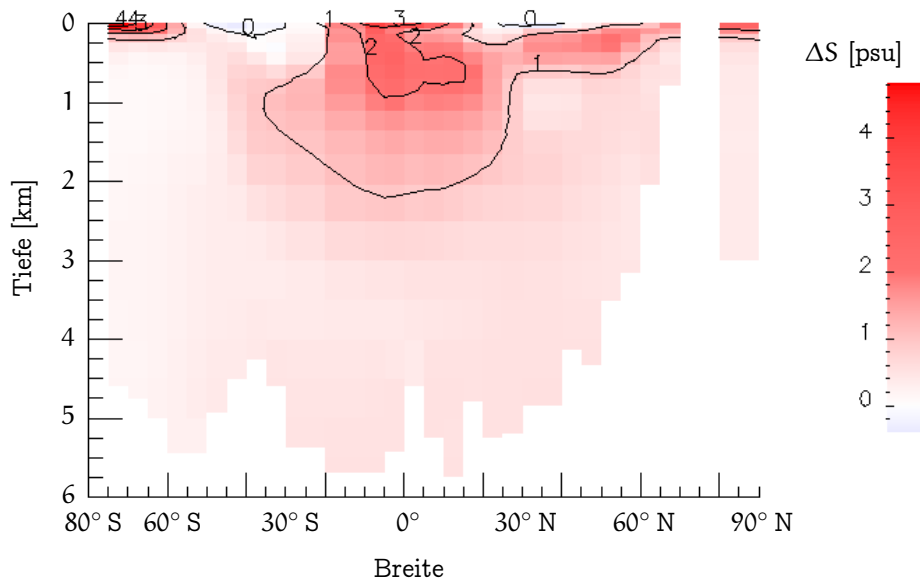


Abbildung A.19: Die Abweichung des modellierten Salzgehalts von den vollen Daten bei Experiment I in einem Schnitt bei 30° W.

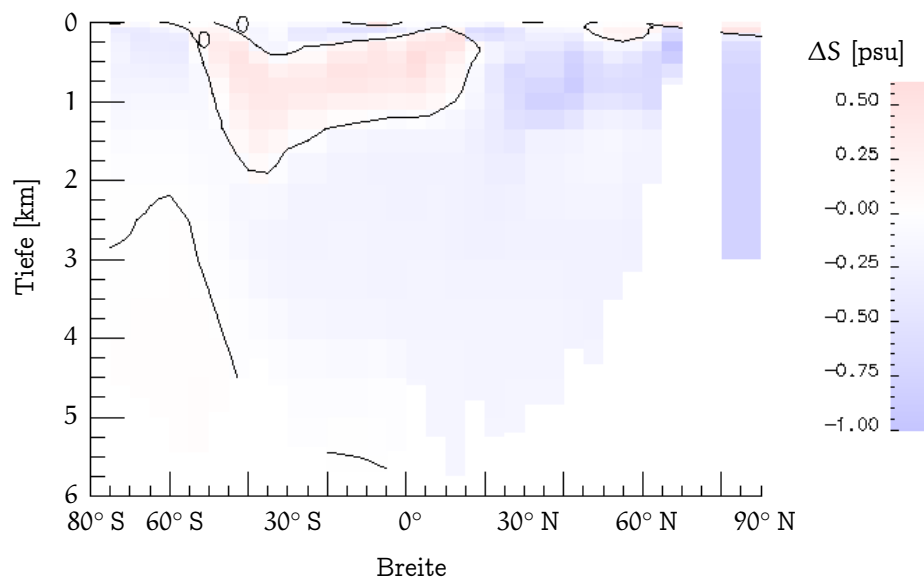


Abbildung A.20: Die Abweichung des modellierten Salzgehalts von den vollen Daten bei Experiment J in einem Schnitt bei 30° W.

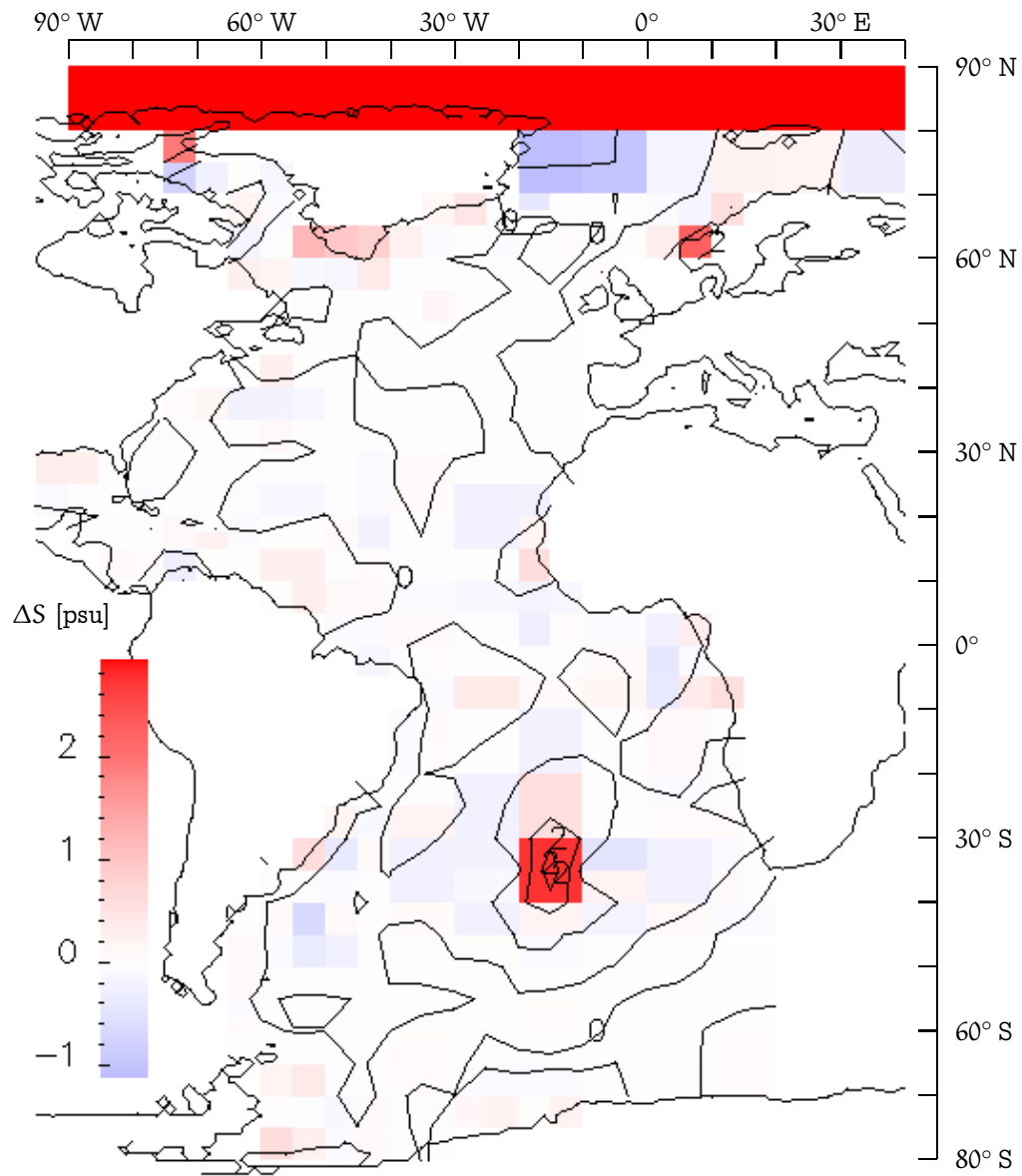


Abbildung A.21: Die Abweichung des modellierten Oberflächensalzgehalts von den vollen Daten bei Experiment L.

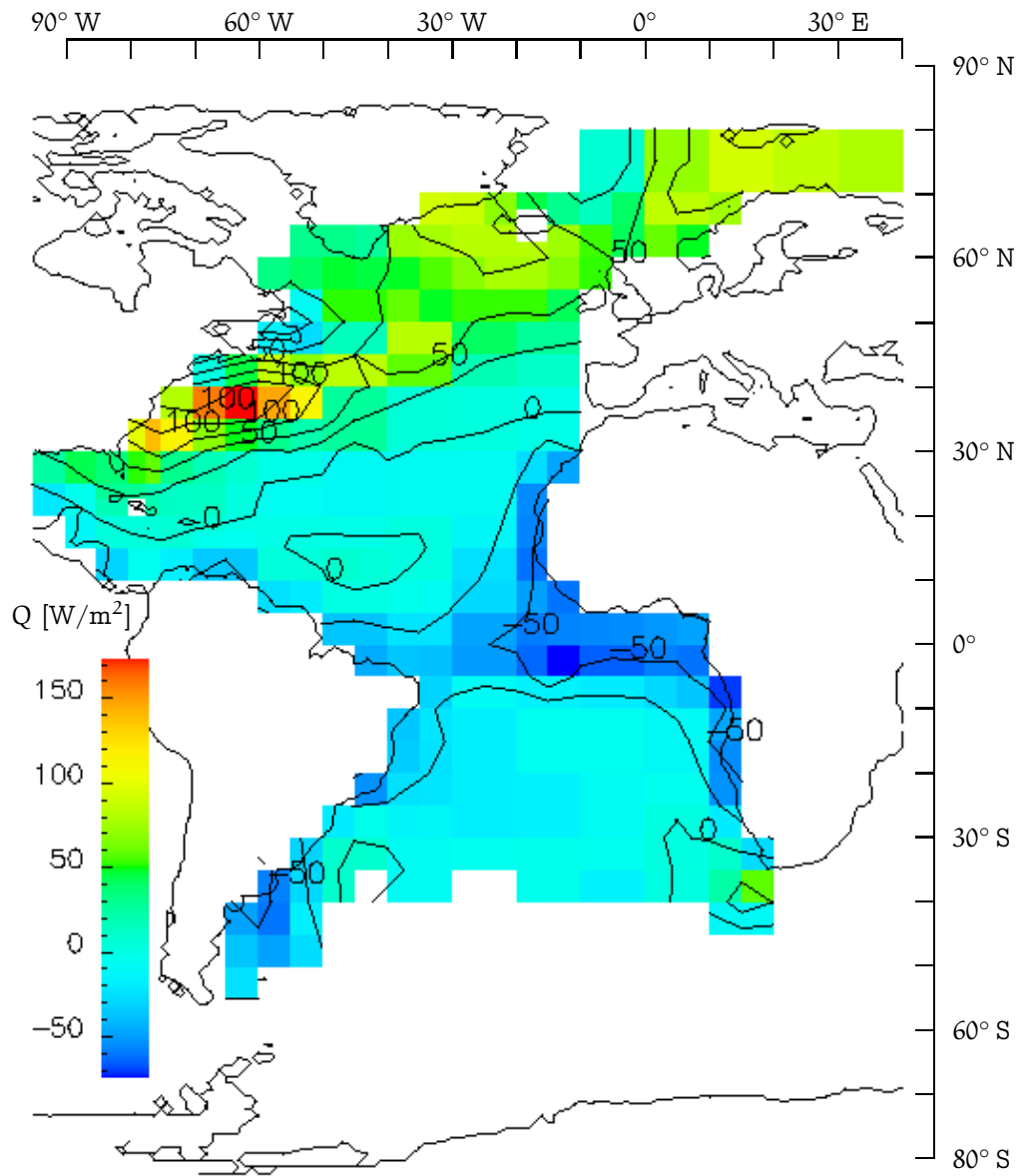


Abbildung A.22: Der Oberflächenwärmefluß gemäß dem COADS-Datensatz.

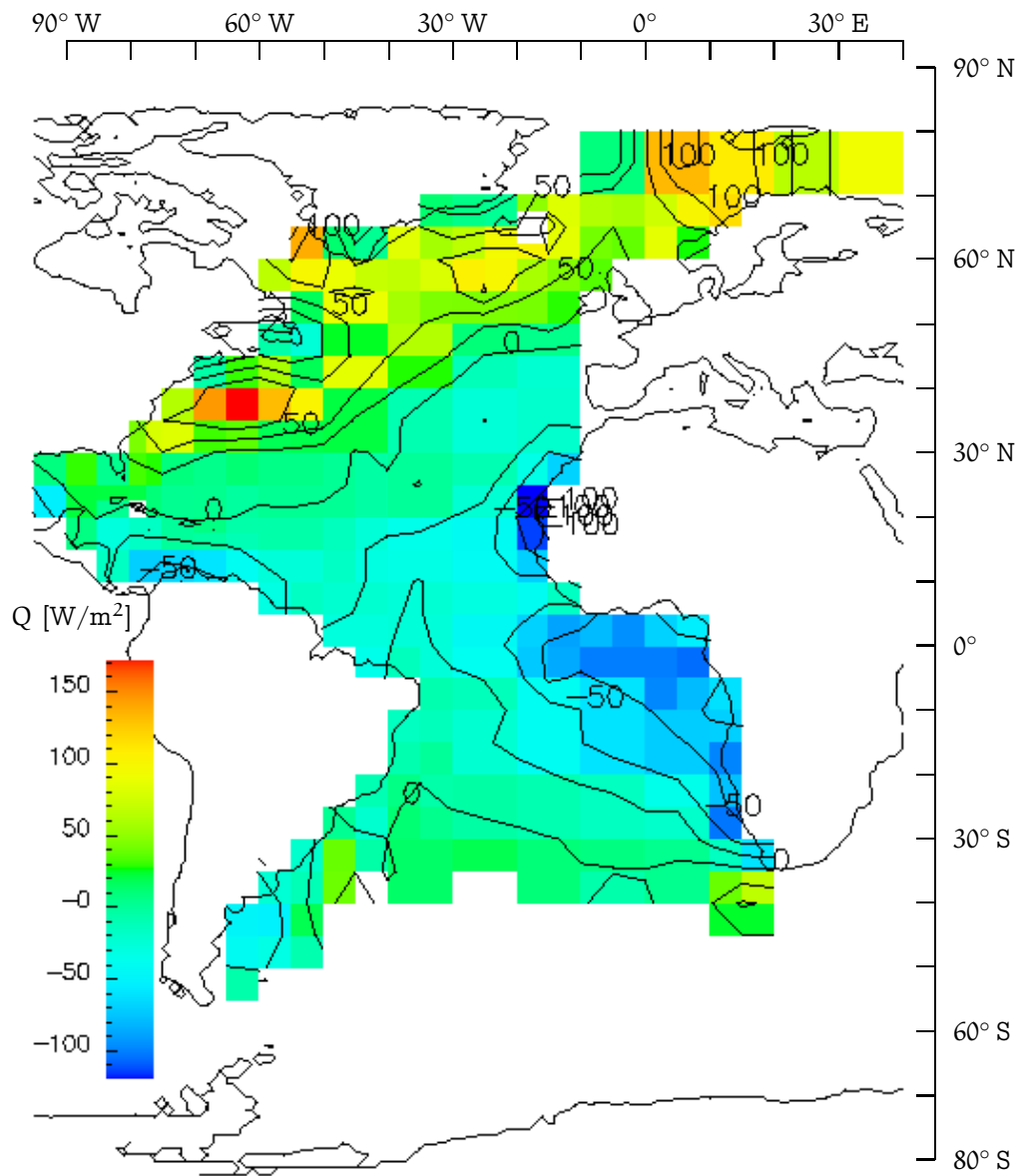


Abbildung A.23: Der vom atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM berechnete Oberflächenwärmefluß.

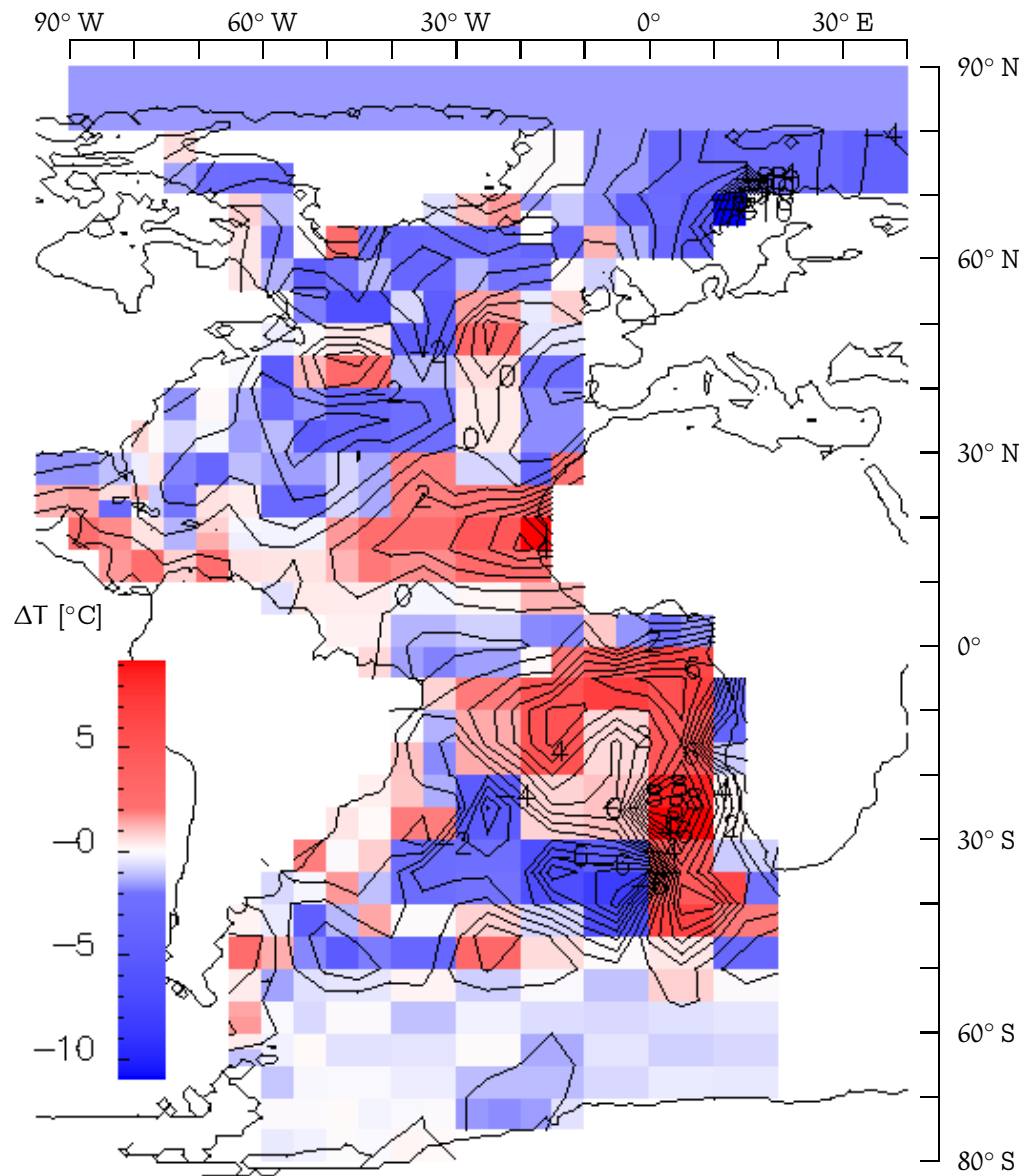


Abbildung A.24: Die Abweichung der modellierten Oberflächentemperatur des Experiments M vom Datensatz.

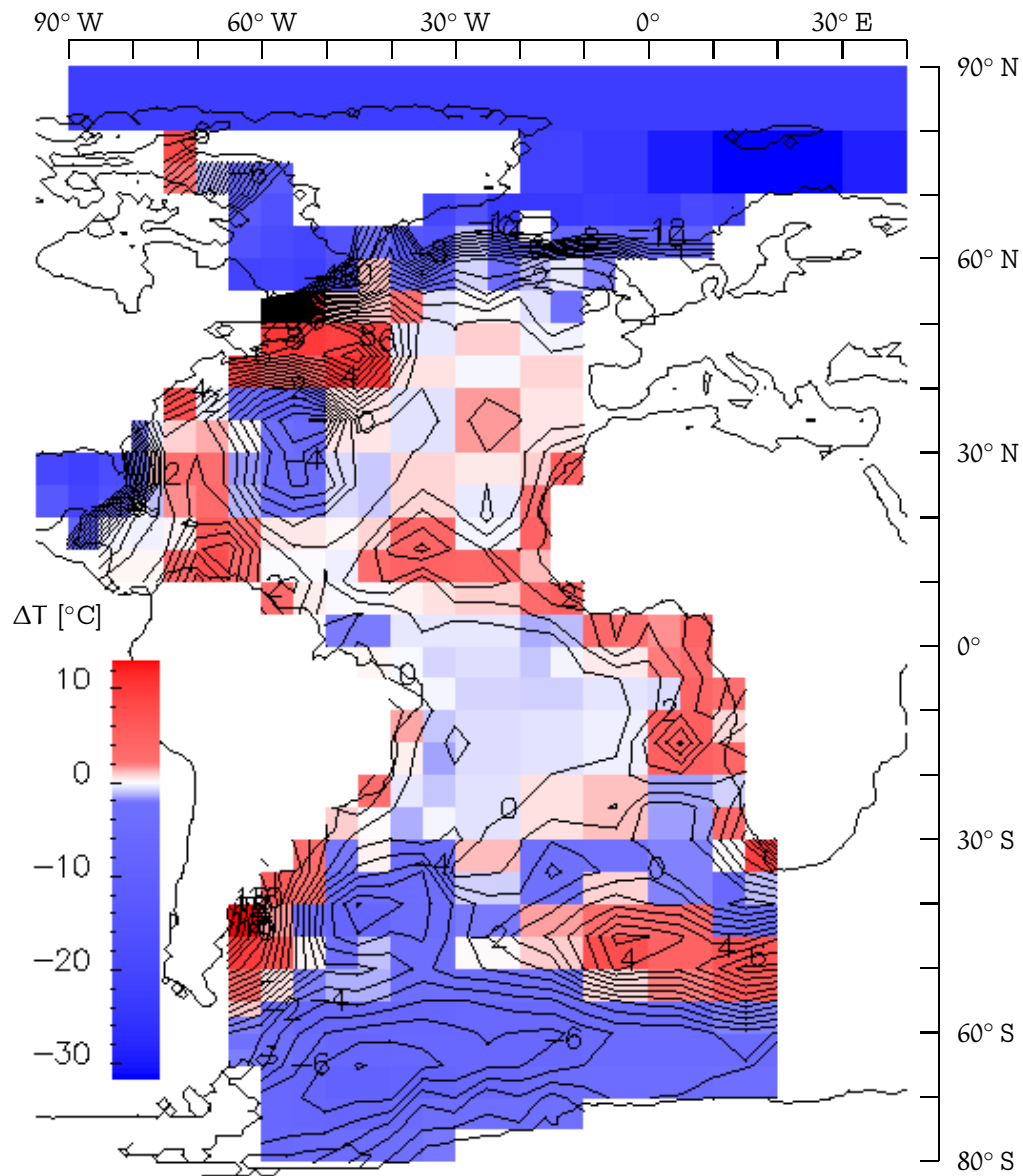


Abbildung A.25: Die Abweichung der modellierten Oberflächentemperatur des Experiments O vom Datensatz.

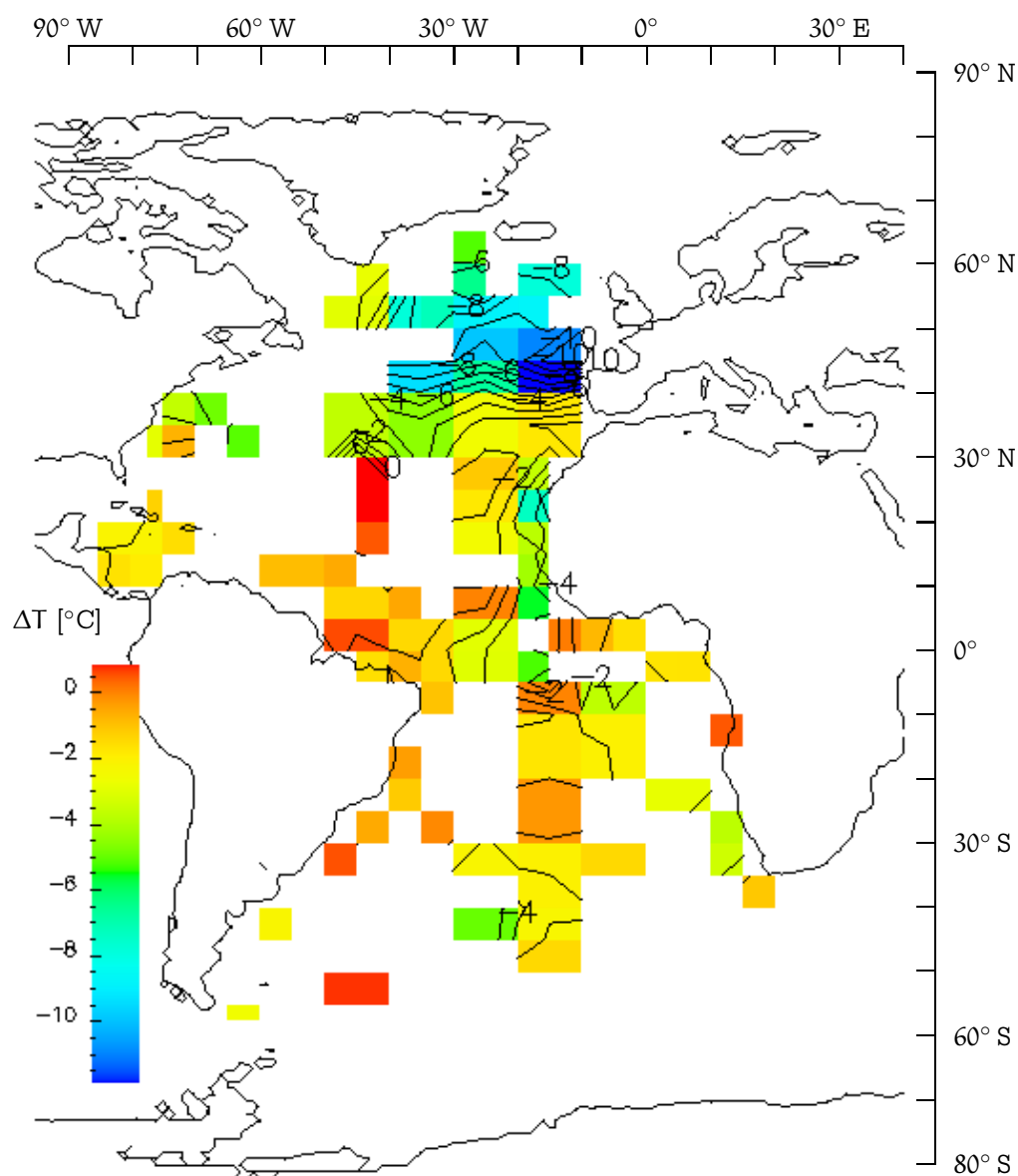


Abbildung A.26: Die Abweichung des CLIMAP-Datensatzes der Oberflächentemperaturen vom rezenten Datensatz der Experimente A bis O. Im Gegensatz zu allen anderen Differenz-Plots wurde hier eine Farbskala gewählt, die kein weiß enthält, damit datenlose Regionen von Regionen mit geringer Temperaturdifferenz unterschieden werden können.

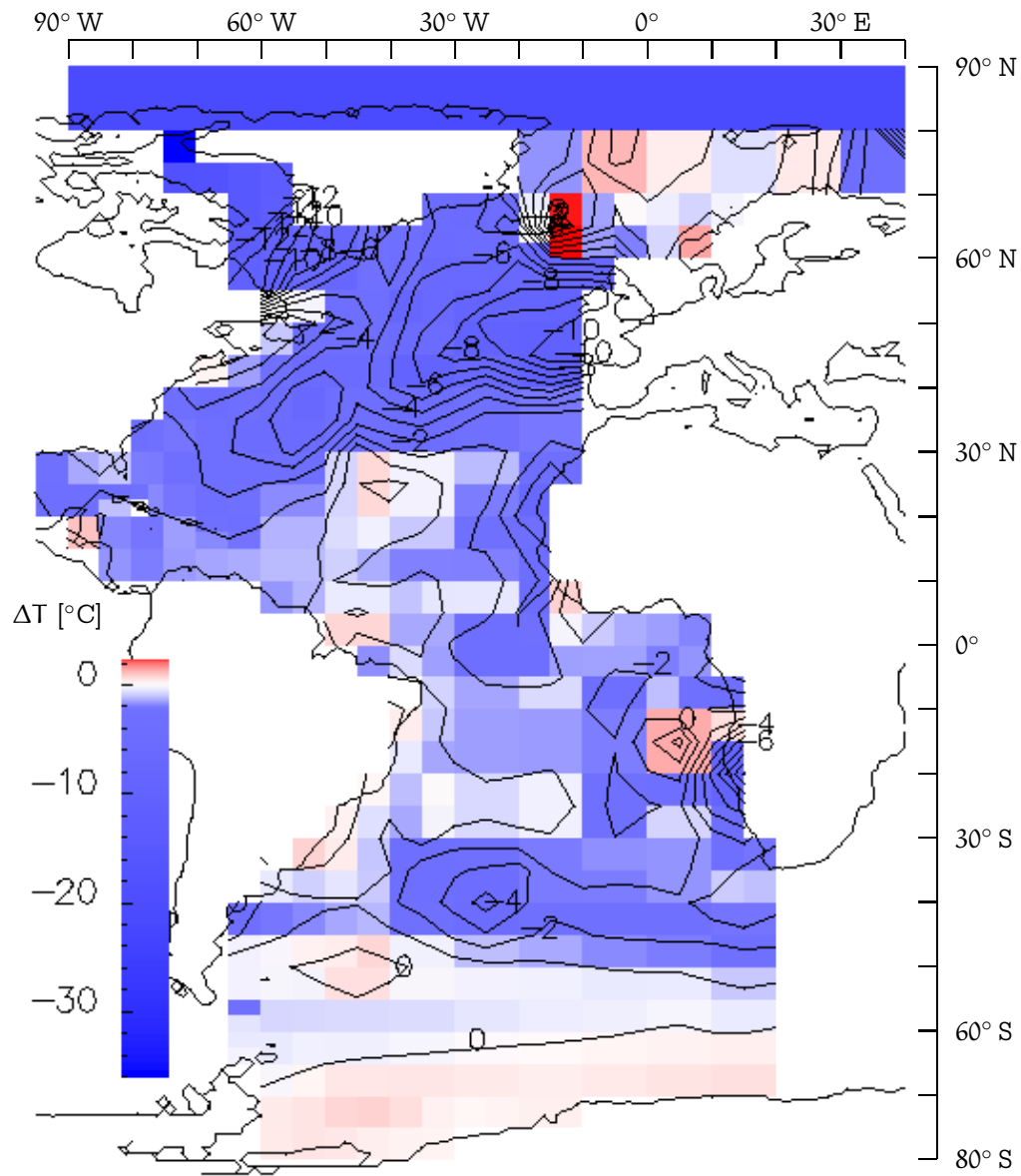


Abbildung A.27: Die Differenz der modellierten Oberflächentemperatur zwischen den Experimenten P und G.

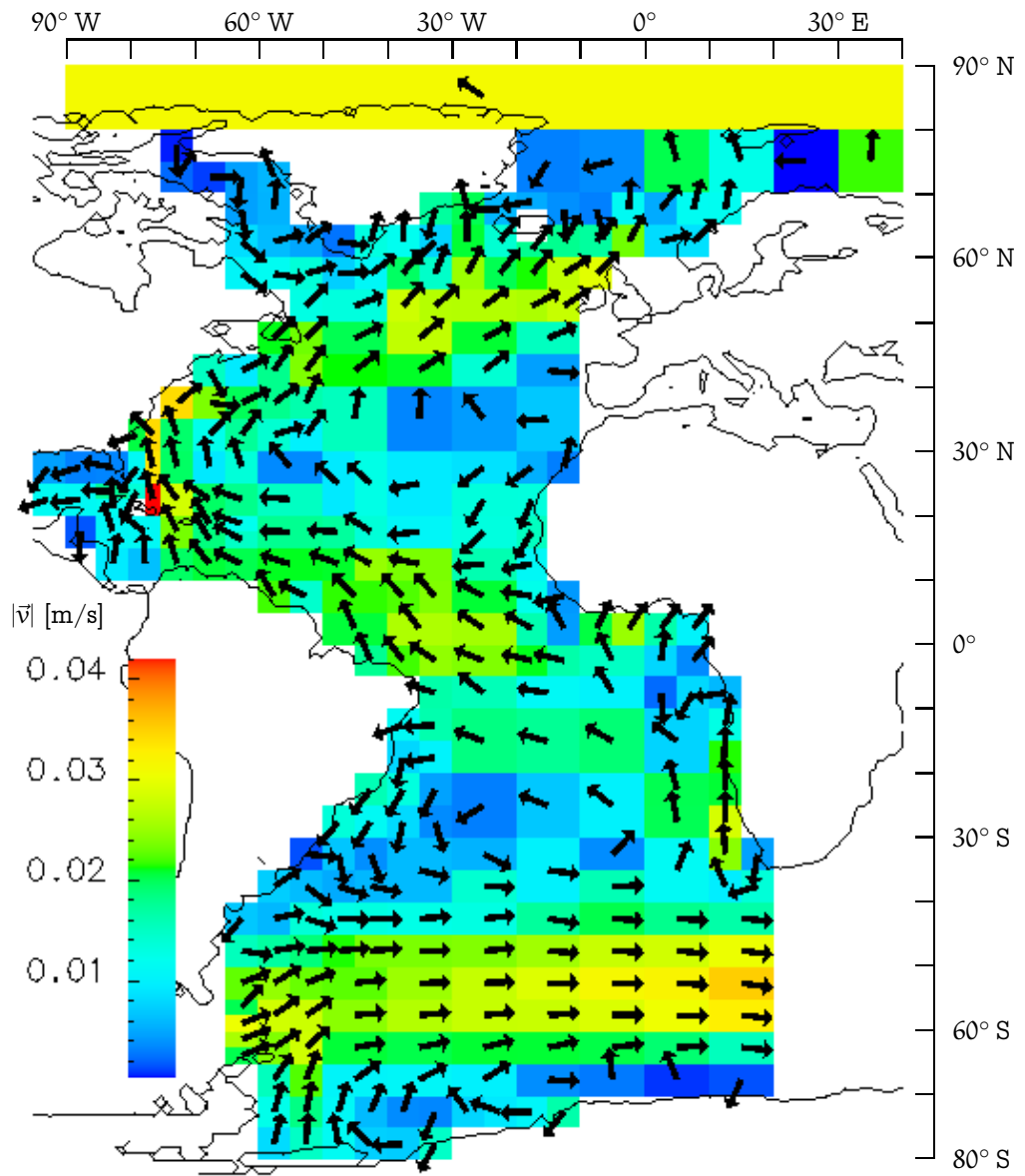


Abbildung A.28: Die Geschwindigkeit in der obersten Schicht bei Experiment P.

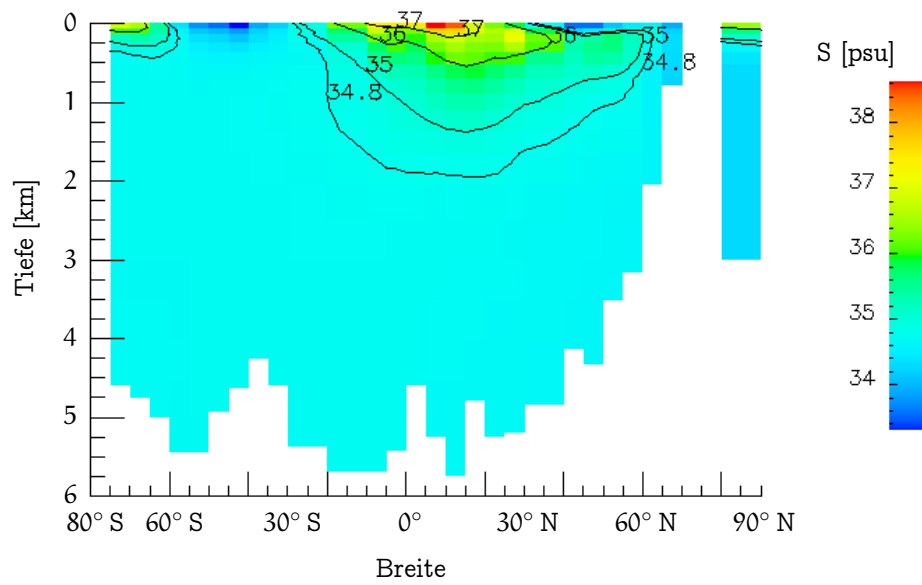


Abbildung A.29: Der modellierte Salzgehalt von Experiment P in einem Vertikalschnitt bei 30° W.

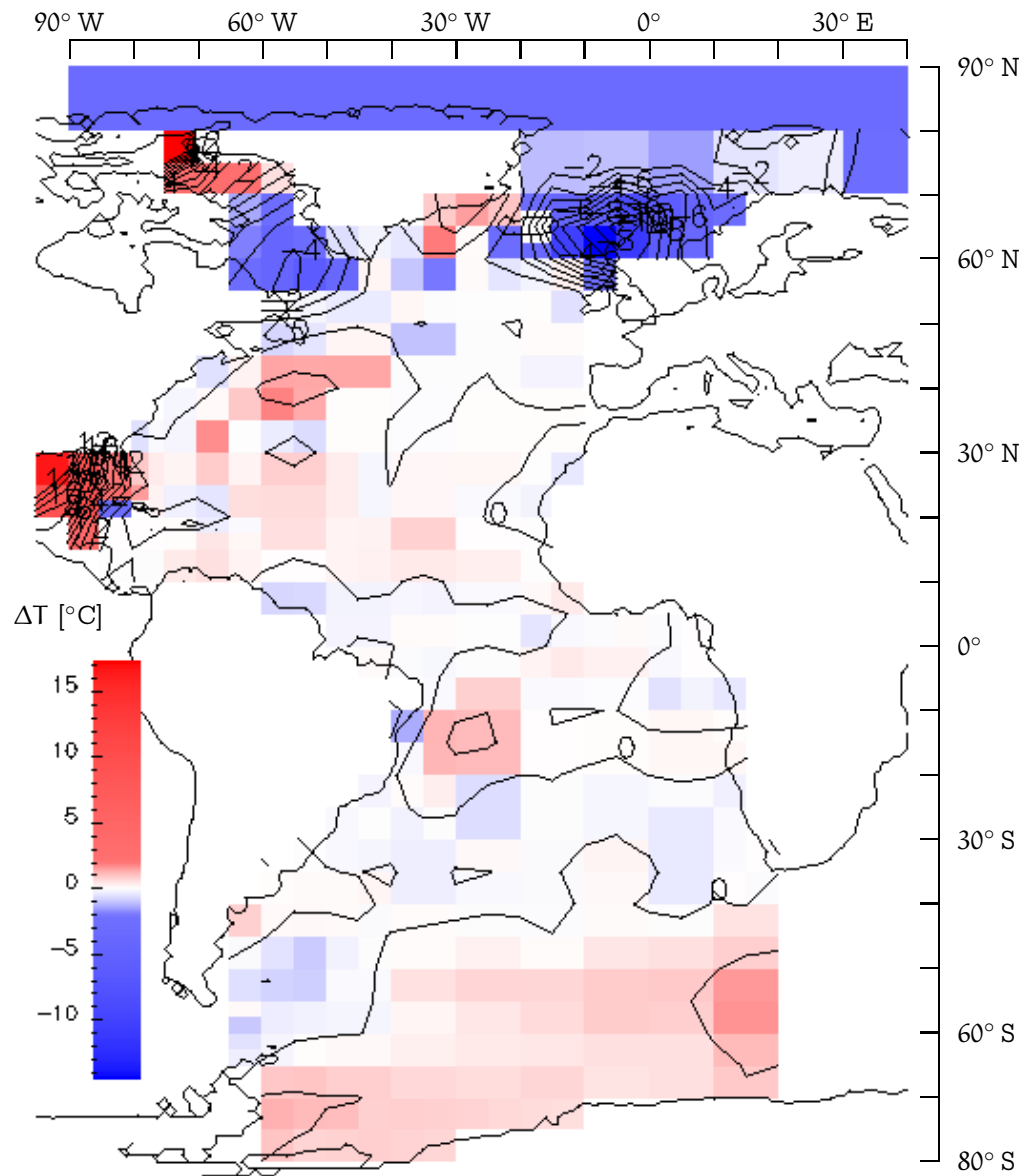


Abbildung A.30: Die Differenz der modellierten Oberflächentemperatur zwischen den Experimenten Q und P.

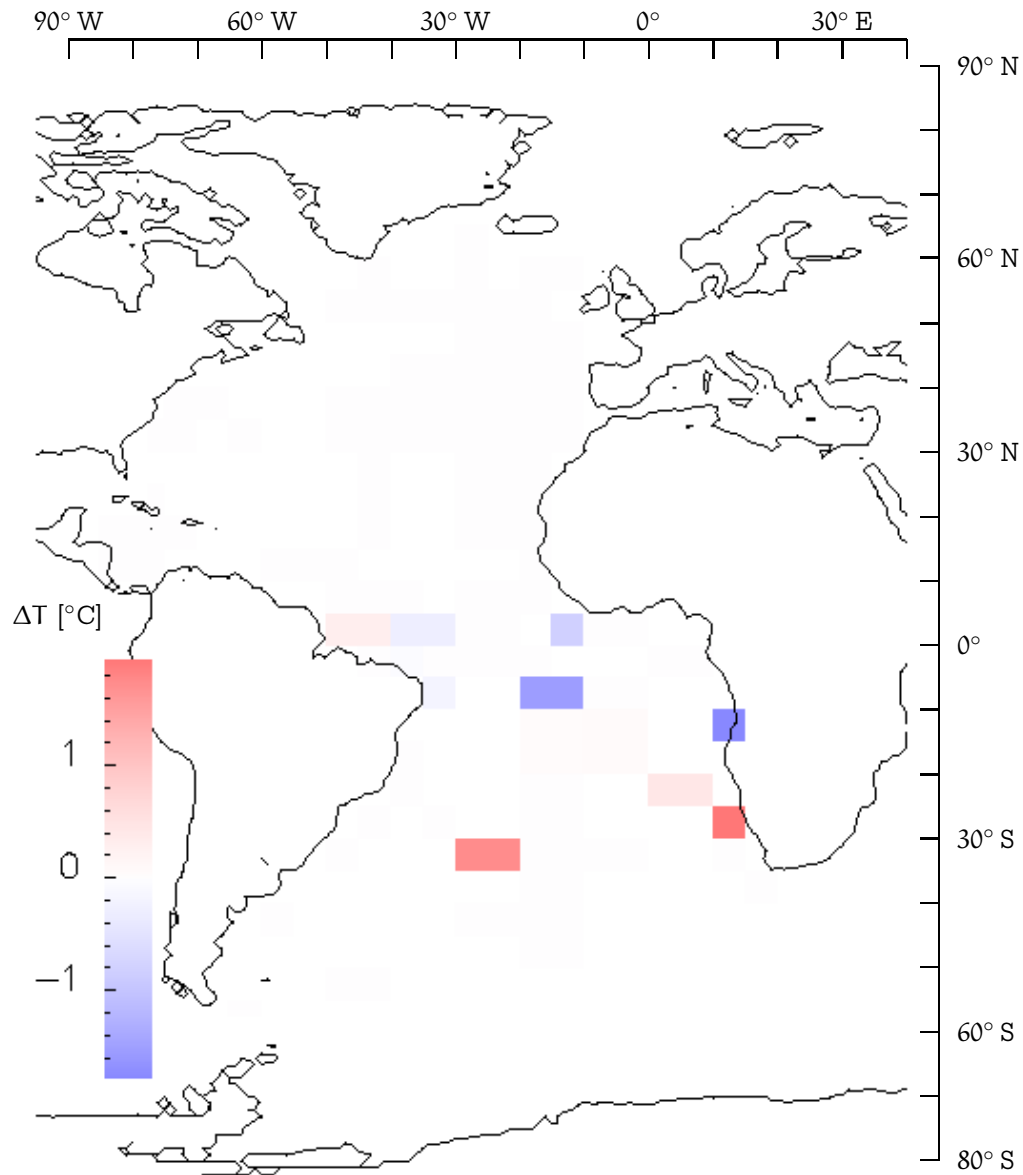


Abbildung A.31: Die Änderung der SSTs im Eingabedatensatz durch Hinzufügen des Datensatzes von Niebler et al. (1997) mit seinen 26 Kernen zum Katalog von Prell (1985) (siehe auch Abbildung A.26). Die Temperatur ändert sich in 12 Boxen, aber in manchen dieser Boxen ist die Differenz so gering, daß sie aufgrund der gewählten Farbskala hier praktisch nicht erkennbar sind.

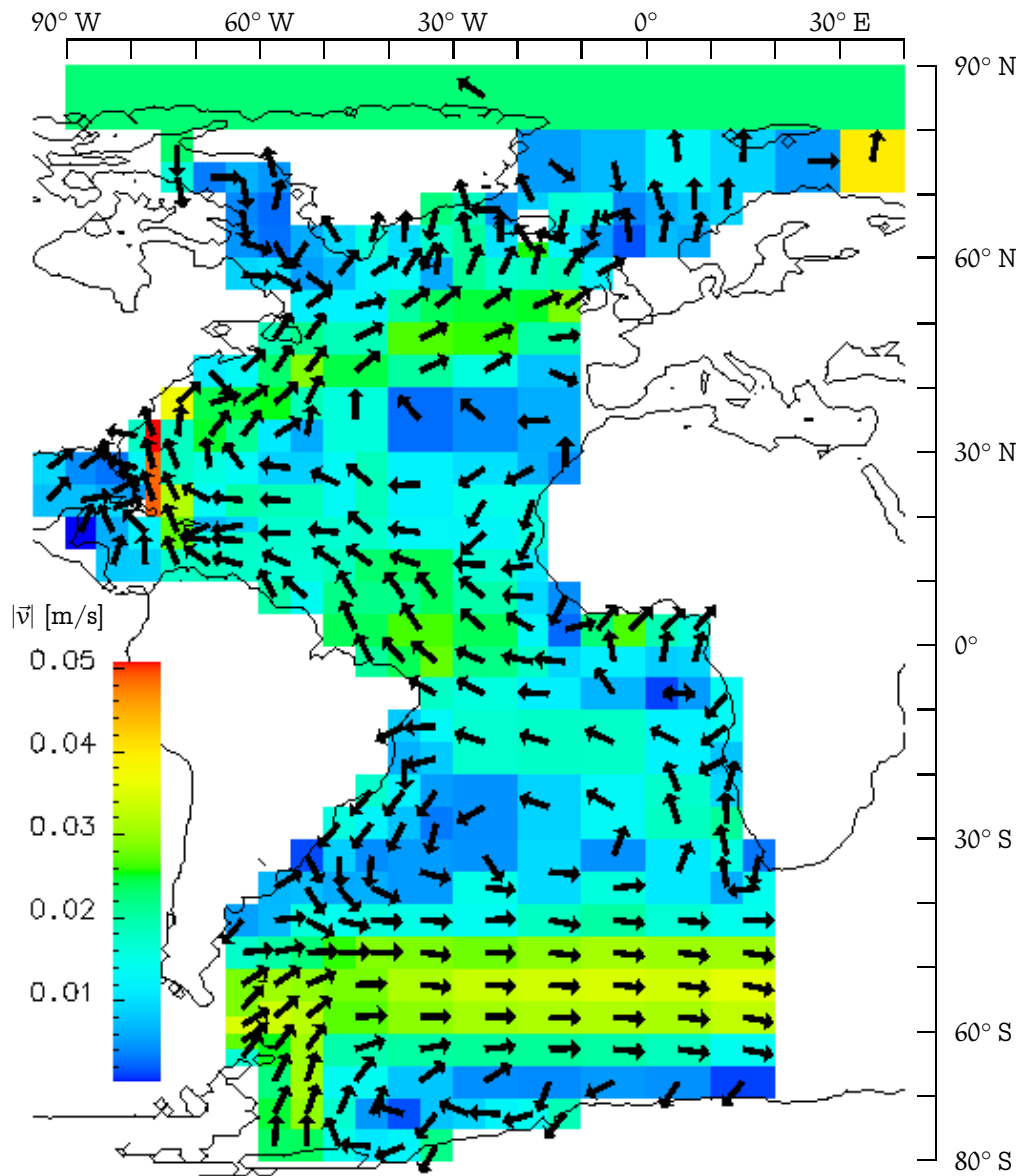


Abbildung A.32: Die Geschwindigkeit in der obersten Schicht bei Experiment R.

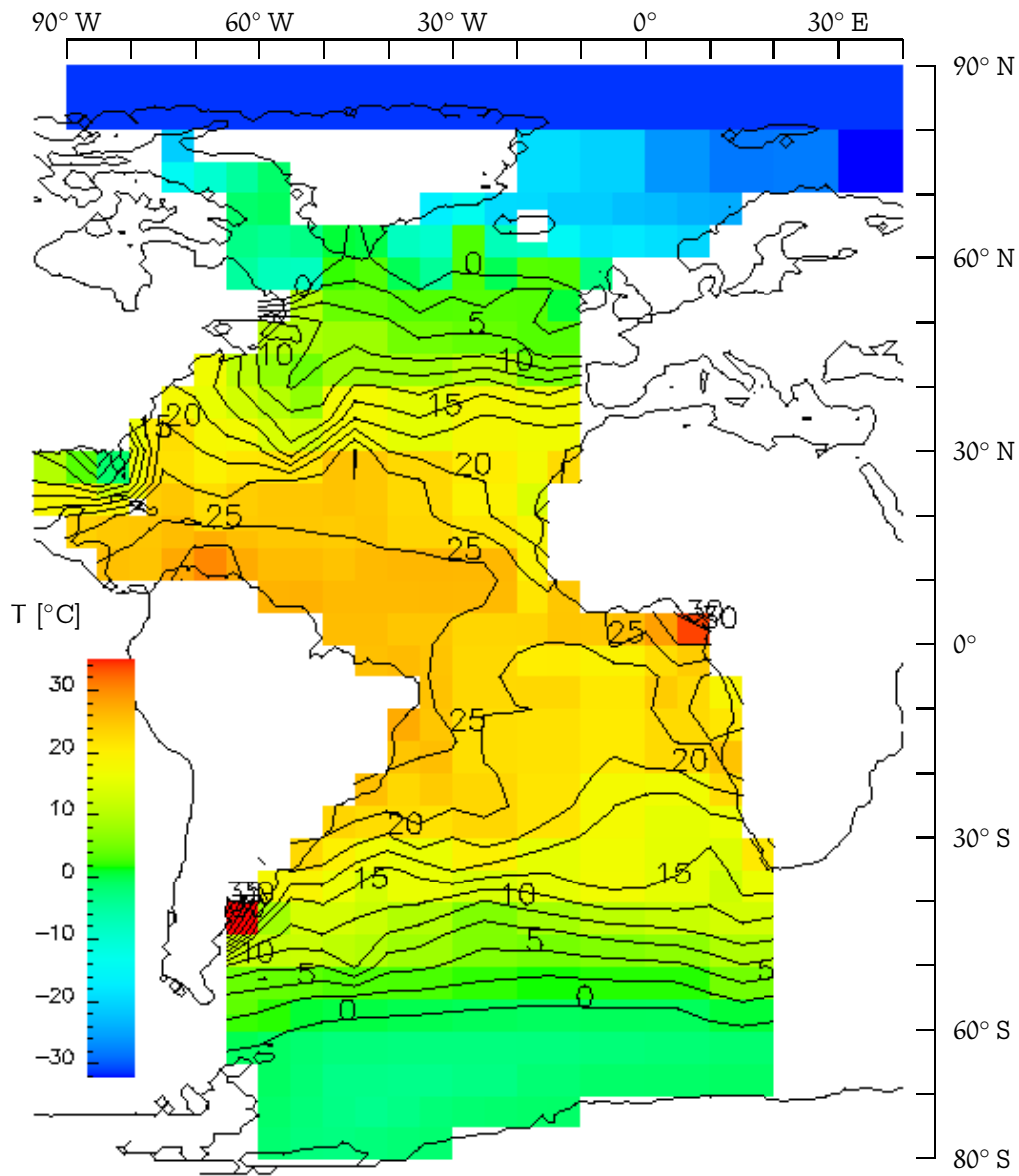


Abbildung A.33: Die Oberflächentemperatur von Experiment R.

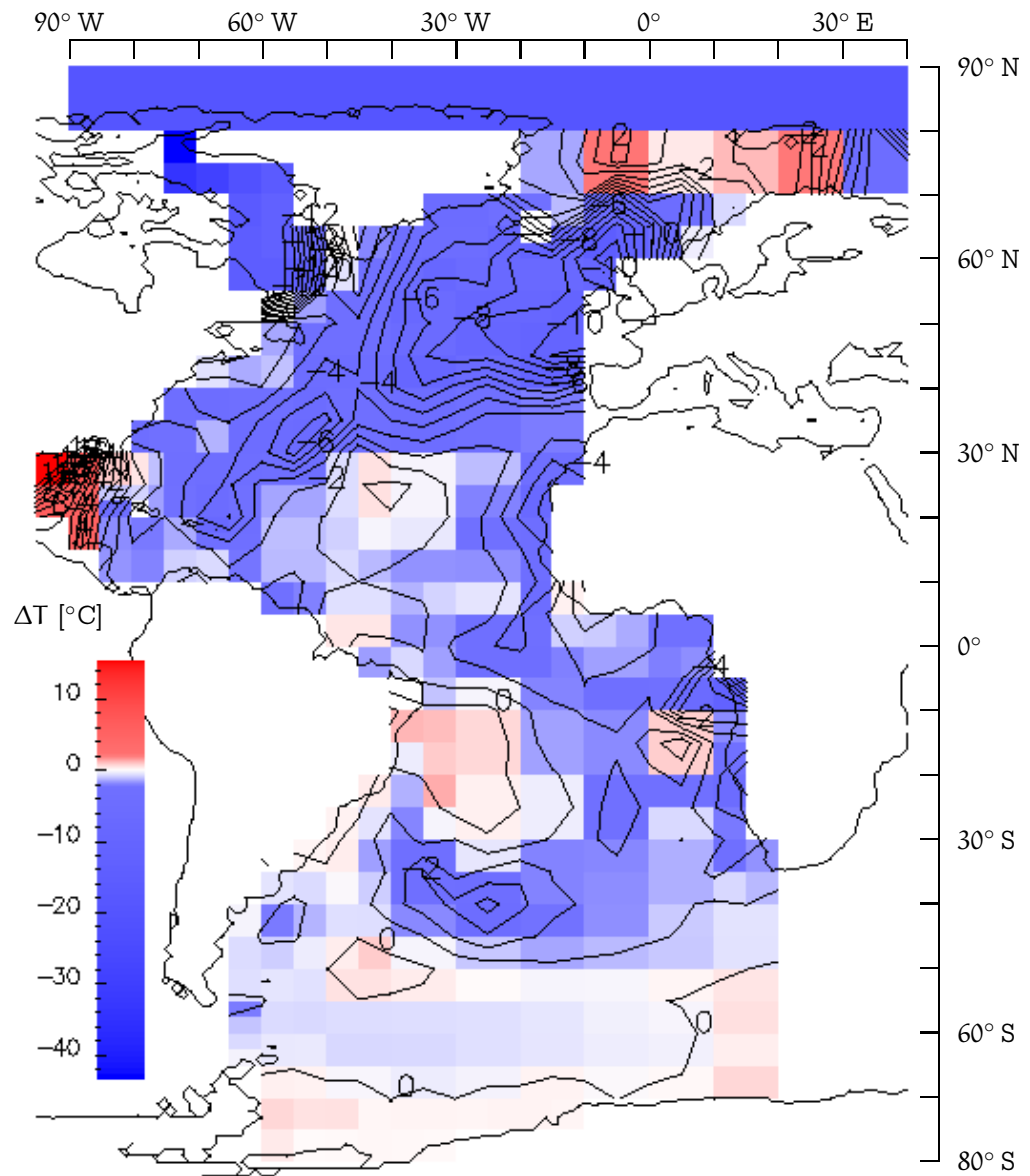


Abbildung A.34: Die Differenz der modellierten Oberflächentemperatur zwischen den Experimenten R und G.

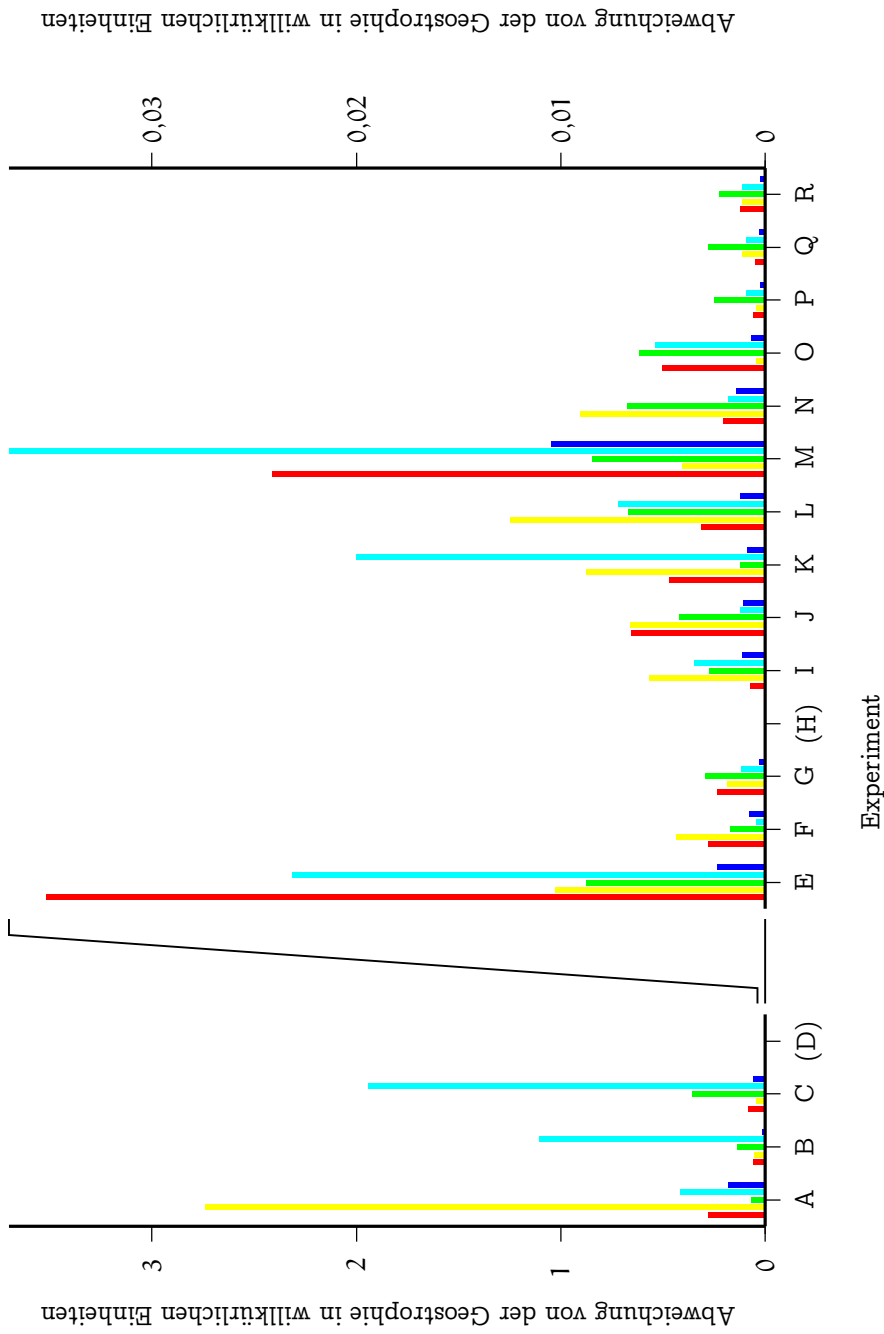


Abbildung A.35: Abweichung von der Geostrophie für ausgewählte Gittersäulen in willkürlichen Einheiten. Die Farbkodierung der Säulen: A rot, B gelb, C grün, D cyan, E blau. Im rechten Teil der Abbildung ist die Skala der Ordinate um einen Faktor 100 gespreizt. Die Experimente D und H sind nicht dargestellt, siehe Tabelle 9.8. Nähere Einzelheiten siehe Text.

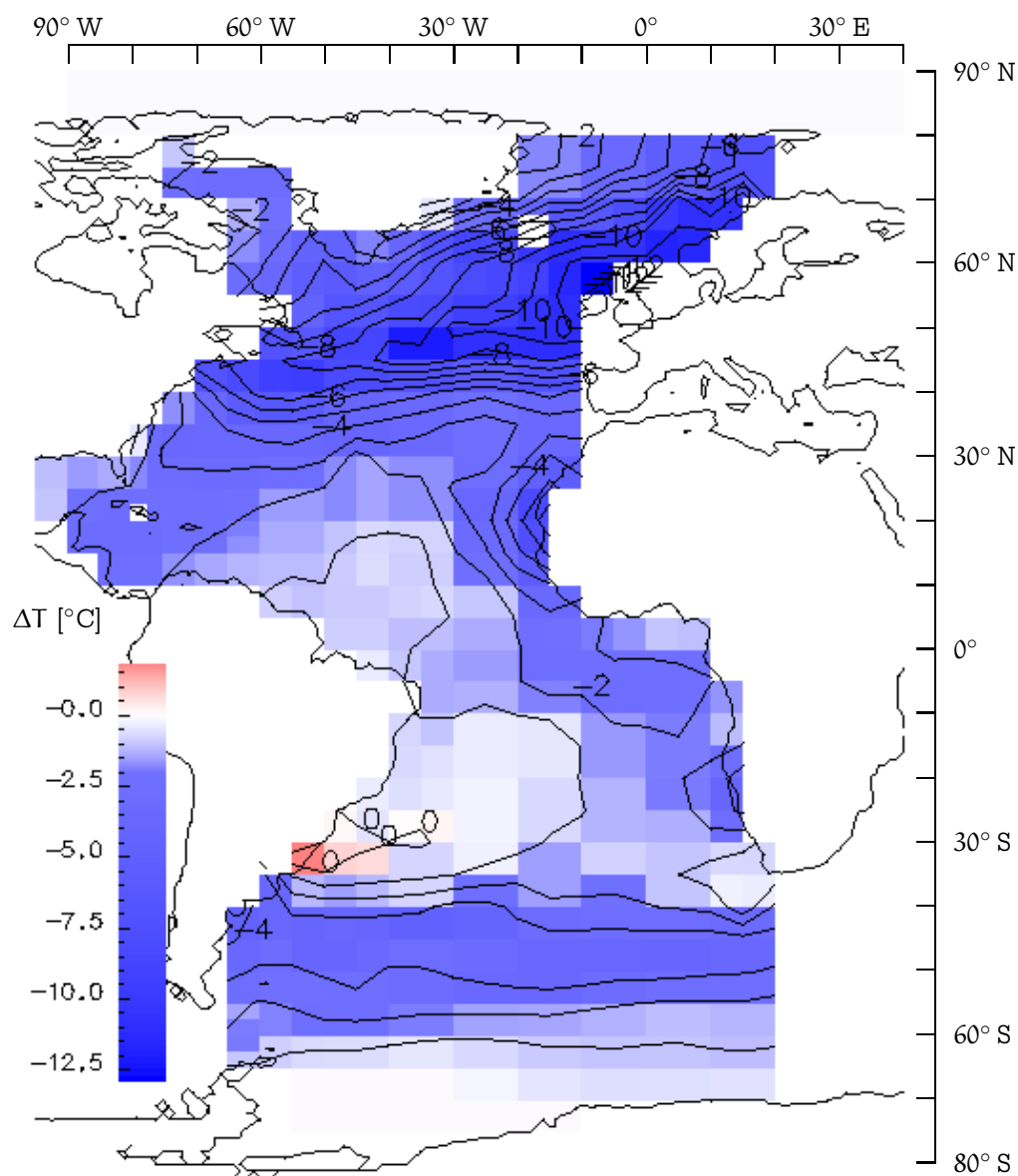


Abbildung A.36: Die im CLIMAP(1981)-Projekt entstandene Karte der SST-Differenz LGM minus heute, übertragen auf das von 2RAIOM verwendete Gitter. Da CLIMAP die Meeresspiegelabsenkung während des LGM berücksichtigt hat, fehlen die Daten für einige Boxen in hohen polaren Breiten. Vgl. Abbildung A.34 (p. 158).

Anhang B

Notations- und Abkürzungsverzeichnis

\hat{x}	(Dach) zur Größe x gehöriger Meßwert
β	$\frac{\partial f}{\partial y}$
$\Delta\theta, \Delta S$	Abweichung der modellierten Werte von verwendeten Eingabedaten
$\delta\theta, \delta S$	Abweichung der modellierten Werte von fortgelassenen Eingabedaten
$\delta^{18}\text{O}_c$	Sauerstoff-Isotopenverhältnis in Kalzit gegenüber PDB-Standard
$\delta^{18}\text{O}_w$	Sauerstoff-Isotopenverhältnis in Wasser gegenüber PDB-Standard
ϵ	kleine Zahl (in einem Abbruchkriterium)
λ	geographische Länge
Ω	Rotationsgeschwindigkeit der Erde
φ	geographische Breite
ρ	Dichte
σ	Streuung/Standardabweichung
θ	potentielle Temperatur
A	Flächeninhalt
AABW	Antarctic Bottom Water
AAC	Antarctic Circumpolar Current
AAIW	Antarctic Intermediate Water
B, B_i	Strafterm
c	Konzentration eines Tracers, Konstante
CLIMAP	Climate: Long-Range Investigation, Mapping, and Prediction

COADS	Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set
CTD	Conductivity, Temperature, Depth
D	Schichtdicke
e	Kontrollparameter des Advektionsschemas
E	Verdunstung (<i>evaporation</i>)
E	Stabilität der Wassersäule
ECHAM	Hamburger Atmosphärenmodell, siehe DKRZ Modellbetreuungsgruppe (1994)
EOF	Empirische Orthogonal-Funktionen
f	Coriolisparameter
f'	Ableitung einer Funktion f nach ihren Variablen
g	Schwerebeschleunigung
k, k _i	Gewichtungsfaktor
ka	1000 Jahre
k _h	horizontaler Mischungskoeffizient
k _v	vertikaler Mischungskoeffizient
K	Kostenfunktion
L	Abstand zwischen Boxmittelpunkten
LGM	Letztes Glaziales Maximum
LSG	Large Scale Geostrophic
M	Meßgröße (allgemein)
n _p	Anzahl der freien Parameter
NADW	North Atlantic Deep Water
NCAR	National Center for Atmospheric Research
p	Parameter, Druck
\vec{p}	vollständiger Satz von freien Parametern
P	Niederschlag (<i>precipitation</i>)
PDB	Pee Dee Belemnite
POM	Princeton Ocean Model
psu	practical salinity unit
PW	Peta-Watt, 1 PW = 10 ¹⁵ W
q	Quellterm
Q	Oberflächenwärmefluß
r	Korrelationskoeffizient
S	Salzgehalt
SSS	Sea Surface Salinity

SST	Sea Surface Temperature
Sv	Sverdrup, $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$
T	in-situ-Temperatur
\vec{T}	Satz von Transporten
TAMC	Tangent and Adjoint Model Compiler
u	Geschwindigkeit in x -Richtung
v	Geschwindigkeit in y -Richtung oder allgemein
v_g	geostrophische Geschwindigkeit
v_T	Transport-Geschwindigkeit
w	Vertikal-Geschwindigkeit
x	Ort in zonaler Richtung oder allgemein
y	Ort in meridionaler Richtung
z	Tiefe
2RAIOM	2 Reiner's Adjoint Inverse Ocean Model

Anhang C

Literaturverzeichnis

Die Zahlen am Ende jedes Eintrags geben die Seiten in dieser Arbeit an, auf denen die Referenzen erscheinen.

- Bainbridge, A. E. (1981): GEOSECS Atlantic expedition. Volume 2. Sections and Profiles. Report, U.S. Government Printing Office, Washington D. C. 20402. 46
- Berger, A. (1988): Milankovitch theory and climate. *Reviews of Geophysics*, 26(4):624–657. 8
- Blumberg, A. F. und G. L. Mellor (1987): A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. In: Heaps, N. (Herausgeber): *Three-Dimensional Coastal Ocean Models*, Seiten 1–16. American Geophysical Union. 46
- Broecker, W. S. (1991): The great ocean conveyor. *Oceanography*, 4(2):79–89. 7
- Bryan, F. (1987): Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *Journal of Physical Oceanography*, 17:970–985. 26
- CLIMAP Project Members (1981): Seasonal reconstructions of the Earth's surface at the Last Glacial Maximum. *Geological Society of America, Map and Chart Series*, MC-36:1–18. 36, 66, 84, 85, 118, 160
- Crowley, T. J. (2000): CLIMAP SSTs re-revisited. *Climate Dynamics*, 16: 241–255. 66
- Dansgaard, W., H. B. Clausen, N. Gundestrup, C. U. Hammer, S. F. Johnsen, P. M. Kristinsdottir und N. Reeh (1982): A new Greenland deep ice core. *Science*, 218(4579):1273–1277. 7
- Dansgaard, W., S. J. Johnsen, H. B. Clausen, D. Dahl-Jensen, N. S. Gundestrup, C. U. Hammer, C. S. Hvidberg, J. P. Steffensen, A. E. Sveinbjörnsdottir,

- J. Jouzel und G. Bond (1993): Evidence for general instability of past climate from a 250-kyr ice-core record. *Nature*, 364:218–220. 7, 8
- de las Heras, M. und R. Schlitzer (1999): On the importance of intermediate water flows for the global ocean overturning. *Journal of Geophysical Research*, 104(C7):15515–15536. 17, 125
- Diepenbroeck, M., H. Grobe, M. Reinke, R. Schlitzer und R. Sieger (1999): Data management of proxy parameters with PANGAEA. In Fischer und Wefer (1999), Seiten 715–727. 119
- DKRZ Modellbetreuungsgruppe (1994): The ECHAM 3 atmospheric general circulation model. Technical Report 6, Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg. 63, 93, 162
- Douglas, R. und F. Woodruff (1981): Deep-sea benthic foraminifera. In: Emiliani, C. (Herausgeber): *The Sea*, Band 7, Seiten 1233–1327. Wiley Interscience, New York. 38
- Ekman, V. W. (1905): On the influence of the Earth's rotation on ocean currents. *Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik*, 2(11):1–53. 55
- Fischer, G. und G. Wefer (Herausgeber) (1999): *Use of Proxies in Paleoclimatology: Examples from the South Atlantic*. Springer, Berlin, Heidelberg. 166, 168, 170
- Ganopolski, A. und S. Rahmstorf (2001): Rapid changes of glacial climate simulated in a coupled climate model. *Nature*, 409:153–158. 10
- Gates, W. L., J. S. Boyle, C. C. Covey, C. G. Dease, C. M. Doutriaux, R. S. Drach, M. Fiorino, P. J. Gleckler, J. J. Hnilo, S. M. Marlais, T. J. Phillips, G. L. Potter, B. D. Santer, K. R. Sperber, K. E. Taylor und D. N. Williams (1998): An Overview of the Results of the Atmospheric Model Intercomparison Project (AMIP). Report 45, The Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison, Livermore. 106
- Giering, R. *Erstellung eines adjungierten Modells zur Assimilierung von Daten in ein Modell der globalen ozeanischen Zirkulation*. Dissertation, Universität Hamburg, 1996. 11
- Giering, R. und T. Kaminski (1996): Recipes for Adjoint Code Construction. Report 212, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg. 42, 124
- Gilbert, J. C. und C. Lemaréchal (1989): Some numerical experiments with variable-storage quasi-Newton algorithms. *Mathematical Programming*, 45: 407–435. 22, 27
- Gill, A. E. (1982): *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Band 30 der Reihe *International Geophysics Series*. Academic Press, San Diego. 46
- Gordon, A. L. (1986): Interocean exchange of thermocline water. *Journal of Geophysical Research*, 91(C4):5037–5046. 7

- Gordon, C., C. Cooper, C. A. Senior, H. Banks, J. M. Gregory, T. C. Johns, J. F. B. Mitchell und R. A. Wood (2000): The simulation of SST, sea ice extents and ocean heat transports in a version of the Hadley Centre coupled model without flux adjustments. *Climate Dynamics*, 16(2/3):147–168. 10
- Grieger, B. (1998): *Modelling Quaternary Climate Dynamics*. Habilitationsschrift, Universität Bremen. 55
- Grieger, B. (2001): Glacial South-Atlantic surface temperatures interpolated with a semi-inverse ocean model. *Paleoceanography*. eingesandt. 55
- Grieger, B. und R. Schlitzer (1996): Inverse modelling of the glacial Atlantic circulation system: Investigation of data requirements. In: Wefer, G., W. H. Berger, G. Siedler und D. J. Webb (Herausgeber): *The South Atlantic: Present and Past Circulation*, Seiten 411–422. Springer, Berlin, Heidelberg. 11, 115
- Hellerman, S. (1973): The net meridional flux of water by the oceans from evaporation and precipitation estimates. unveröffentlichtes Manuskript. 25, 67, 141
- Hutson, W. H. (1980): The Agulhas current during the late Pleistocene: Analysis of modern faunal analogs. *Science*, 207(4426):64–66. 9
- Imbrie, J. und N. G. Kipp (1971): A new micropalaeontological method for quantitative paleoclimatology: application to a late pleistocene caribbean core. In: Turekian, K. K. (Herausgeber): *Late Cenozoic Glacial Ages*, Seiten 71–181. Yale University Press, New Haven. 9, 89
- Labeyrie, L. D., J.-C. Duplessy, J. Duprat, A. Juillet-Leclerc, J. Moyes, E. Michel, N. Kallel und N. J. Shackleton (1992): Changes in the vertical structure of the North Atlantic Ocean between glacial and modern times. *Quaternary Science Reviews*, 11:401–413. 9
- LeGrand, P. und C. Wunsch (1995): Constraints from paleotracer data on the North Atlantic circulation during the last glacial maximum. *Paleoceanography*, 10(6):1011–1045. 116, 117
- Lorenz, S., B. Grieger, P. Helbig und K. Herterich (1996): Investigating the sensitivity of the atmospheric general circulation model ECHAM 3 to paleoclimatic boundary conditions. *Geologische Rundschau*, 85:513–524. 56, 62, 88, 93
- Louis, A. K. (1989): *Inverse und schlecht gestellte Probleme*. Teubner, Stuttgart. 10, 21
- Macdonald, A. M. und C. Wunsch (1996): An estimation of global ocean circulation and heat fluxes. *Nature*, 382:436–439. 115
- Maier-Reimer, E., U. Mikolajewicz und K. Hasselmann (1993): Mean circulation of the Hamburg LSG OGCM and its sensitivity to the thermohaline surface forcing. *Journal of Physical Oceanography*, 23:731–757. 46

- Mellor, G. L. (1991): An equation of state for numerical models of oceans and estuaries. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 8:609–611. 46
- Mellor, G. L. (1992): User's guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model. Technischer Bericht, Princeton University. 46
- Milankovitch, M. (1930): Mathematische Klimalehre und Astronomische Theorie der Klimaschwankungen. In: Köppen, W. und R. Geiger (Herausgeber): *Handbuch der Klimatologie*, Band I, Seiten 1–176. Gebrüder Bornträger, Berlin. 8
- Muller, R. A. und G. J. MacDonald (1997): Glacial cycles and astronomical forcing. *Science*, 277(5323):215–218. 8
- Needler, G. T. (1985): The absolute velocity as a function of conserved measurable quantities. *Progress in Oceanography*, 14:421–429. 18
- Niebler, H.-S., H. Arz, B. Donner, W. Hale, S. Mulitza, T. Wolff, J. Pätzold und G. Wefer (1997): Sea-surface water temperature distribution in the South Atlantic Ocean during the Last Glacial Maximum — A new reconstruction using assemblages of planktic foraminifers. Poster U52A-06 at the AGU Fall Meeting. 85, 89, 93, 155
- 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 15, Max-Planck-Institut für Meteorologie. 25, 93
- Olbers, D. J., M. Wenzel und J. Willebrand (1985): The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data. *Reviews of Geophysics*, 23(4):313–356. 23, 98
- Olbers, D. und M. Wenzel (1989): Determining diffusivities from hydrographic data by inverse methods with applications to the Circumpolar Current. In: Anderson, D. L. T. und J. Willebrand (Herausgeber): *Oceanic Circulation Models: Combining Data and Dynamics*, Band 284 der Reihe *NATO ASI Series C: Mathematical and Physical Sciences*, Seiten 95–139. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. 23, 98
- Paul, A., S. Mulitza, J. Pätzold und T. Wolff (1999): Simulation of oxygen isotopes in a global ocean model. In Fischer und Wefer (1999), Seiten 655–686. 118
- Pond, S. und G. L. Pickard (1983): *Introductory Dynamical Oceanography*. Pergamon Press, Oxford, 2. Auflage. 18, 39
- Prell, W. L. (1985): The stability of low-latitude sea surface temperatures: An evaluation of the CLIMAP reconstruction with emphasis on the positive SST anomalies. Spec. Pub. TRO25, U. S. Dep. of Energy, Washington D. C. 9, 84, 86, 89, 93, 119, 155

- Rahmstorf, S. (1996): On the freshwater forcing and transport of the Atlantic thermohaline circulation. *Climate Dynamics*, 12:799–811. 10
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, S. Brinkop, L. Dümenil, M. Esch, E. Kirk, F. Lunkeit, M. Ponater, B. Rockel, R. Sausen, U. Schlese, S. Schubert und M. Windelband (1992): Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: Impact of model physics and resolution. Report 93, Max-Planck-Institut für Meteorologie. 63, 93
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dümenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese und U. Schulzweida (1996): The atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of the present-day climate. Report 218, Max-Planck-Institut für Meteorologie. 63, 93
- Ruddiman, W. F., M. E. Raymo, D. G. Martinson, B. M. Clement und J. Backman (1989): Pleistocene evolution: Northern hemisphere ice sheets and North Atlantic ocean. *Paleoceanography*, 4(4):353–412. 8
- Sausen, R., K. Barthel und K. Hasselmann (1988): Coupled ocean-atmosphere models with flux correction. *Climate Dynamics*, 2:145–163. 10
- Schlitzer, R. (1993): An Adjoint Model for the Determination of the Mean Oceanic Circulation, Air-Sea Fluxes and Mixing Coefficients. Habilitation thesis, University of Bremen, Bremen, Germany. 11, 13, 16, 17, 18, 19, 22, 23, 25, 26, 27, 30, 32, 36, 41, 54, 84, 93, 96, 98, 99, 100, 101, 103, 124
- Schlitzer, R. (2000): Applying the adjoint method for biogeochemical modeling: Export of particulate organic matter in the world ocean. In: Kasibhatla, P., M. Heimann, P. Rayner, N. Mahowald, R. G. Prinn und D. E. Hartley (Herausgeber): *Inverse Methods in Global Biogeochemical Cycles*, Nummer 114 in Geophysical Monograph, Seiten 107–124. American Geophysical Union, Washington, D.C. 17
- Severinghaus, J. P., T. Sowers, E. J. Brook, R. B. Alley und M. L. Bender (1998): Timing of abrupt climate change at the end of the Younger Dryas interval from thermally fractionated gases in polar ice. *Nature*, 391:141–146. 8
- Taylor, K. E. (2001): Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram. *Journal of Geophysical Research*, 106(D7):7183–7192. 106
- Toggweiler, J. R. (1994): The ocean's overturning circulation. *Physics Today*, Seiten 45–50. 98
- UNESCO (1981): *Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards*, Band 36 der Reihe *UNESCO technical papers in marine science*, Paris. 46
- Urey, H. C. (1947): The thermodynamic properties of isotopic substances. *Journal of the Chemical Society*, Seiten 562–581. 120

- Usbeck, R. *Modeling of marine biogeochemical cycles with an emphasis on vertical particle fluxes*. Dissertation, Universität Bremen, Bremen, 1999. 125
- Wefer, G., W. H. Berger, J. Bijma und G. Fischer (1999): Clues to ocean history: A brief overview of proxies. In Fischer und Wefer (1999), Seiten 1–68. 96
- Wolff, T., B. Grieger, W. Hale, A. Dürkoop, S. Mulitza, J. Pätzold und G. Wefer (1999): On the reconstruction of paleosalinities. In Fischer und Wefer (1999), Seiten 207–228. 96, 120
- Woodruff, S. D., R. J. Slutz, R. L. Jenne und P. M. Steurer (1987): A comprehensive ocean-atmosphere data set. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 68(10):1239–1250. 25, 93
- Wunsch, C. (1996): *The Ocean Circulation Inverse Problem*. Cambridge University Press, Cambridge. 20

Anhang D

Index

- $\delta^{18}\text{O}$, 120
- a priori-Transporte
 - Tabelle, 30
- Abbruchbedingung, 23, 27
- Advektion, 16
- a priori-Transporte, 25
- Bewegungsgleichung, 18
- CLIMAP, 36, 84
- COADS, 25, 32
- conveyor belt, 7
- Corioliskraft, 18
- Datenassimilation, 10
- Datenbank, 119
- Delaunay-Triangulation, 11
- Dichte, 44
- Diffusion, 16, 17
- Diskretisierungsschema, 17, 26
- Eisschilde, 7
- Ekman
 - Theorie, 55
 - Transporte, 54
- empirische Orthogonal-Funktionen (EOF), 125
- Experiment
 - A, 25
 - B, 34
 - C, 36
 - D, 36
 - E, 59
 - F, 60
 - G, 62
 - H, 65
 - I, 69
 - J, 69
 - K, 69
 - L, 69
 - M, 78
 - N, 78
 - O, 78
 - P, 86
 - Q, 88
 - R, 89
- Extrapolation, 117
- Flußkorrektur, 10
- Foraminiferen, 9
- Geostrophie, 18
- geostrophische Bedingung, 11
- Geschwindigkeit
 - geostrophische, 42, 53
 - Transport-, 42
- Geschwindigkeitsprofile, 42
- Gewichtungsfaktor, 20, 22, 36
- Gitter, 13
 - horizontales, 14
 - vertikales, 15
- Gleichungssysteme, 17
- Interpolation, 11, 117

- Klimazyklen, 8
- Kontinuitätsgleichung, 16
- Kontrollexperiment, 25
- Konvektion, 115
- Korngrößenverteilung, 124
- Korrelationskoeffizient, 56
- Kostenfunktion, 19, 26
- Kriging, 11
- Kurzschluß, 27

- Letztes Glaziales Maximum, 8
- level of no motion, 19
- LGM, *siehe* Letztes Glaziales Maximum
- linear vorticity balance, 20
- LSG (Large Scale Geostrophic), 46

- M1QN3, 27
- Meereismodell, 117
- Meeresspiegelabsenkung
 - globale, 16
- Milankovitch, 8
- Minimierung, 22
- Mischungskoeffizient, 17, 23, 26
- Modelle
 - inverse, 10
 - numerische, 9
 - Vorwärts-, 9
- Modern Analog Technique, 9, 84

- Oberflächenwärmefluß, 118
 - Daten, 25
 - Taylor-Diagramm, 109
- Occam's Razor, 22

- PANGAEA, 119
- Parameter
 - abhängige, 20
 - freie, 16, 17, 20
- POM (Princeton Ocean Model), 46

- Proxy, 119, 120

- Regularisierung, 21
- Rippeln, 124

- Süßwasserfluß, 16, 118
 - Daten, 25
 - Taylor-Diagramm, 111
- Salzgehalt
 - Taylor-Diagramm, 110
- Sauerstoff-Isotopenverhältnis, 7, 120
- spärliche Daten, 10
- SST
 - Taylor-Diagramm, 108
- Startzustand, 23
- Strafterm, 21

- Tangent and Adjoint Model Compiler (TAMC), 42
- Taylor-Diagramm, 106
- Temperatur
 - in situ, 46
 - potentielle, 46
 - Taylor-Diagramm, 107
- Theorie
 - astronomische, 8
- Topographie, 16, 118
- Tracer, 16
- Transferfunktions-Analyse, 9, 89
- Transporte
 - Taylor-Diagramm, 112, 113

- UNESCO-Formel, 46

- Windantrieb, 116
- Windfeld, 116

- Zirkulation
 - thermohaline, 7
- Zustandsfunktion, 39, 46

Anhang E

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei einer Reihe von Personen bedanken, die sich in der einen oder anderen Form um meine Promotion verdient gemacht haben. Einen Orden verdient haben sie alle, doch dafür ist der Bundespräsident zuständig; mir bleibt nur, sie hier namentlich zu erwähnen:

Dr. Reiner Schlitzer hat mir freundlicherweise seinen umfangreichen Code zur Weiterentwicklung überlassen. Prof. Dr. Klaus Herterich und Dr. Björn Grieger haben mich über lange Jahre geduldig betreut. Die weiteren Mitarbeiter des Fachgebiets *Paläozeanographische Modellierung* (Dr. Stephan Determann, Imke Hansen, Stephan Lorenz, Dr. Andreas Manschke, Michael Matthies, Dr. André Paul, Leslie Sütterlin und Dr. Ulrike Wyputta) haben mit vielen Puzzle-Teilen der unterschiedlichsten Arten zum Gelingen beigetragen. Dr. Stefan Mülitz und Dr. Hans-Stefan Niebler überließen mir bislang unveröffentlichte Daten. Dr. Nicolas Dittert und Dr. Hanno Kinkel erläuterten mir geologische und biologische Hintergründe meines Tuns. Dr. Jens Schröter vom Alfred-Wegener-Institut gab mir Hinweise aus seinem langjährigen Erfahrungsschatz. Meine Kollegen bei s+c zeigten unermüdlichen Einsatz während meiner zuweilen nur geistigen, gelegentlich auch körperlichen Abwesenheit. Dr. Ralf Giering baute auf meinen Wunsch hin verschiedene Features in den TAMC ein. Roger Kehr hat **xindy** gerade rechtzeitig fertiggestellt. Ohne John Krommes' FWEB hätte ich Fortran *richtig* lernen müssen.

Meiner Mutter Adelheid Schlotte danke ich für das Leben, die vielen Kuchen und den ganzen Rest.