

**Zeitverhalten der Thermohalinen
Zirkulation unter Einfluß des
anthropogenen Treibhauseffektes**

DIPLOMARBEIT

im Fach Physik

vorgelegt von

Thomas Christopher Kleinen

an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen

Fakultät der Universität Potsdam

im Oktober 2000

1. Gutachter: Prof. Dr. J. Kurths
2. Gutachter: Prof. Dr. S. Rahmstorf

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 4 |
| 2 | Grundlagen | 6 |
| 2.1 | Treibhauseffekt | 6 |
| 2.2 | Thermohaline Zirkulation | 8 |
| 2.2.1 | Allgemeine Beschreibung | 8 |
| 2.2.2 | Bistabilität der THC | 10 |
| 2.2.3 | Bedeutung der THC für das Klimasystem der Erde | 11 |
| 3 | Das Klimamodell CLIMBER-2 | 13 |
| 3.1 | Modellbeschreibung | 13 |
| 3.1.1 | Atmosphäre | 14 |
| 3.1.2 | Ozean | 14 |
| 3.1.3 | Hydrologische Empfindlichkeit | 17 |
| 3.2 | Klima des Modells | 18 |
| 3.2.1 | Initialisierung und Temperaturverteilung | 18 |
| 3.2.2 | Thermohaline Zirkulation | 19 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4 | Modell der Temperaturentwicklung | 26 |
| 4.1 | Einleitung | 26 |
| 4.2 | Modellexperimente mit CLIMBER-2 | 28 |
| 4.3 | Konzeptionelles Modell der Temperaturentwicklung | 31 |
| 4.3.1 | Modellbeschreibung | 31 |
| 4.3.2 | Lösung des Differentialgleichungssystems | 33 |
| 4.3.3 | Bestimmung geeigneter Zeitkonstanten | 35 |
| 4.4 | Responsefunktionen für weitere Größen | 38 |
| 4.5 | Diskussion | 40 |
| 5 | Interne Wellen in CLIMBER-2 | 42 |
| 5.1 | Einleitung | 42 |
| 5.2 | Zwei-Schichten-Modell | 43 |
| 5.2.1 | Modellbeschreibung | 43 |
| 5.2.2 | Lösung der Wellengleichung und stationärer Zustand | 48 |
| 5.2.3 | Implementation des Modells | 50 |
| 5.2.4 | Aufbau der Zirkulation und stationärer Zustand | 51 |
| 5.2.5 | Auswirkungen des Treibhauseffektes auf die Zirkulation | 55 |
| 5.3 | Interne Wellen bei kontinuierlicher Schichtung | 59 |
| 5.3.1 | Gleichungssystem | 60 |
| 5.3.2 | Lösung | 61 |
| 5.4 | Vergleich mit CLIMBER-2 | 63 |
| 5.4.1 | Experimente mit CLIMBER-2 | 63 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5.4.2 | Stationärer Zustand | 64 |
| 5.4.3 | Änderung der Zirkulation durch den Treibhauseffekt | 65 |
| 5.5 | Interne Wellen in dreidimensionalen Modellen | 68 |
| 5.6 | Diskussion | 71 |
| 6 | Stabilität der Thermohalinen Zirkulation | 74 |
| 6.1 | Einleitung | 74 |
| 6.2 | Experimente mit CLIMBER-2 | 75 |
| 6.3 | Verhalten der THC | 76 |
| 6.4 | Stabilität der THC | 79 |
| 6.5 | Diskussion | 87 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 91 |
| 7.1 | Zusammenfassung der Ergebnisse | 91 |
| 7.2 | Ausblick | 93 |
| | Literaturverzeichnis | 95 |
| | Danksagung | 100 |
| | Erklärung | 101 |

Kapitel 1

Einleitung

Die Thermohaline Zirkulation, ein globales System der Ozeanzirkulation, hat für das Klima der Erde und speziell für das Klima in Nordwesteuropa eine entscheidende Bedeutung. Wie sich dieses Zirkulationssystem durch den Einfluß des anthropogenen Treibhauseffektes verändert, ist aber bis heute noch nicht endgültig geklärt. Es gibt Studien, sowohl mit konzeptionellen Modellen, als auch mit allgemeinen Zirkulationsmodellen (GCM), die nahelegen, daß die Thermohaline Zirkulation im Nordatlantik durch die mit dem Treibhauseffekt verbundene Erwärmung kollabieren könnte.

Durch Studien mit konzeptionellen Modellen sind bestimmte Aspekte des Verhaltens des Zirkulationssystems in quasistationären Gleichgewichtszuständen schon recht gut verstanden. Mit diesen Modellen konnte gezeigt werden, daß die Stärke der Thermohalinen Zirkulation (im Folgenden auch THC) nichtlinear vom Süßwassereintrag in die Nordatlantikregion abhängig ist, und daß es bei kritischen Werten des Süßwassereintrages zu Hopf- und Sattel-Knoten-Bifurkationen kommt, woraufhin die THC instabil wird (z.B. Rahmstorf [29], Titz et al. [43]).

Im Gegensatz zu den stationären Zuständen ist das dynamische Verhalten und speziell das Bifurkationsverhalten der THC in transienten Experimenten noch weitgehend ungeklärt. Stocker und Schmittner konnten an einem zonal gemittelten Ozeanmodell, das an ein Energiebilanzmodell als Atmosphäre gekoppelt ist, zeigen, daß die Stabilität der THC in transienten Experimenten auch von der An-

stiegsrate der CO_2 Konzentration abhängig ist (Stocker, Schmittner [37]). Manabe und Stouffer haben dagegen mit einem GCM untersucht, wie sich der Treibhauseffekt auf die THC auswirkt. Sie zeigten, daß die THC bei hohen CO_2 Konzentration auch in GCMs zusammenbrechen kann (Manabe, Stouffer [24]).

Das dynamische Verhalten der Thermohalinen Zirkulation bei einer Erwärmung durch den Treibhauseffekt soll in dieser Diplomarbeit untersucht werden. Für diese Untersuchung werden das Klimamodell CLIMBER-2, ein Klimamodell mittlerer Komplexität, sowie zwei konzeptionelle Modelle benutzt.

Der untersuchte Fragenkomplex teilt sich in drei Bereiche. Erstens wird untersucht, wie sich die globale Durchschnittstemperatur ändert, wenn der Atmosphäre zusätzliches CO_2 zugeführt wird. Für diese Untersuchung wird ein konzeptionelles Modell entwickelt, das das zeitliche Verhalten der globalen Durchschnittstemperatur wiedergibt. Aus diesem Modell wird eine Impulse-Response-Funktion bestimmt, die das Zeitverhalten der Erwärmung des Klimas beschreibt.

Zweitens wird untersucht, wie sich der Ozean an den geänderten Oberflächenantrieb anpaßt. Die Anpassung des tiefen Ozeans wird durch interne Wellen eingeleitet. Die Fortpflanzung dieser Wellen in dreidimensionalen Ozeanmodellen ist durch Studien mit konzeptionellen Modellen und mit GCMs schon untersucht worden, aber der Fall eines zweidimensionalen Modellozeans wurde bisher noch nicht untersucht. Daher wird ein konzeptionelles Modell erstellt, das die Wellenausbreitung im zweidimensionalen Ozean beschreibt.

Drittens wird die Stabilität der Thermohalinen Zirkulation bei Erwärmung des Klimas durch den Treibhauseffekt untersucht. Mit dem Klimamodell CLIMBER-2 wird bestimmt, bei welchen CO_2 Konzentrationen die Thermohaline Zirkulation bei verschiedenen Anstiegsraten instabil wird.

Entsprechend ist auch der Aufbau dieser Diplomarbeit. Den Anfang bildet die Darstellung einiger Grundlagen. Darauf folgt eine Beschreibung des verwendeten Klimamodells CLIMBER-2, woran sich die Untersuchung des Zeitverhaltens der globalen Mitteltemperatur anschließt. Im 5. Kapitel wird die Ausbreitung von internen Wellen im Modellozean von CLIMBER-2 diskutiert, und im 6. Kapitel folgt eine Analyse der Stabilität der THC. Das Ende bildet eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Diplomarbeit.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Treibhauseffekt

Die bei weitem wichtigste Energiequelle für das Klimasystem der Erde ist von der Sonne eintreffende Strahlung, während die Emission langwelliger Strahlung der wichtigste Mechanismus der Abgabe von Energie ist. Die Sonnenstrahlung entspricht der eines schwarzen Körpers mit einer Temperatur von ca. 6000K, d.h. das Intensitätsmaximum liegt bei einer Wellenlänge von ca. $0.5\mu\text{m}$. An der Oberseite der Atmosphäre hat diese kurzwellige Strahlung eine Energiedichte von ca. $344\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$. Damit die Temperatur der Erde im Gleichgewicht bleibt, muß im langzeitlichen Mittel genau so viel Energie wie aufgenommen wird auch wieder abgegeben werden.

Von der eintreffenden Strahlung kurzer Wellenlänge werden 30% sofort reflektiert, 20% werden innerhalb der Atmosphäre absorbiert und ca. 50% gelangen bis zur Oberfläche der Erde, wo sie absorbiert werden (Angaben nach Peixoto, Oort [27]). Die Oberfläche der Erde erwärmt sich und gibt ihrer Temperatur entsprechende Schwarzkörperstrahlung ab, d.h. die Energieabgabe findet im langwelligen Bereich mit einem Intensitätsmaximum bei ca. $10\mu\text{m}$ statt.

Treibhausgase, wie z.B. Wasserdampf, CO_2 , CH_4 , N_2O und einige FCKWs, absorbieren Strahlung im langwelligen, aber nicht im kurzwelligen Spektrum. Sie lassen also das eintreffende Sonnenlicht bis zur Oberfläche durch, aber sie ab-

sorbieren einen Teil der von der Erdoberfläche emittierten Infrarotstrahlung und führen auf diesem Weg der Atmosphäre zusätzliche Wärme zu. Die absorbierte Energie wird wieder reemittiert, wodurch sich die auf der Erdoberfläche eintreffende Strahlungsmenge erhöht, wodurch wiederum die Oberflächentemperatur steigt. Dies setzt sich fort, bis ein neuer Gleichgewichtszustand erreicht ist, in dem die von der Erde abgegebene Energiemenge wieder gleich der aufgenommenen ist.

Während eine gewisse Menge Treibhausgase für die Existenz von Leben auf der Erde notwendig ist, da sie die Temperatur der Erde von den 255K, die sie ohne Treibhausgase hätte, auf die heutigen 288K anhebt, drohen von der Menschheit abgegebene Treibhausgase, die Temperatur noch einmal zusätzlich zu erhöhen. In diesem Zusammenhang ist Kohlendioxid (CO₂) das wichtigste Treibhausgas. Es wird von der Menschheit in großen Mengen in die Atmosphäre geleitet, da es bei jedem Verbrennungsprozeß, an dem Kohlenstoff beteiligt ist, frei wird. So hat sich die Konzentration an CO₂ seit der vorindustriellen Zeit von ca. 280ppm auf heute ca. 360ppm erhöht. Die zusätzliche Wärmemenge ΔQ , die der Atmosphäre bei Erhöhung der CO₂ Konzentration zugeführt wird, kann durch

$$\Delta Q = 6.3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \ln \left(\frac{\text{CO}_2[\text{ppm}]}{280\text{ppm}} \right) \quad (2.1)$$

approximiert werden (Joos [17]). Dies bedeutet eine zusätzliche Wärmemenge von $4.37 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ bei Verdoppelung der CO₂ Konzentration und zusätzliche $8.37 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ bei Vervierfachung. Allerdings ist bisher noch nicht endgültig geklärt, wie stark die Erhöhung der Temperatur durch die zusätzlich zugeführte Wärme ist. Das Intergovernmental Panel on Climate Change gibt für die Gleichgewichtserwärmung bei Verdoppelung der atmosphärischen CO₂ Konzentration einen Bereich von 1.5K bis 4.5K an (Houghton et al. [14]). Die Temperaturerhöhung im benutzten Klimamodell CLIMBER-2 liegt mit 3.6K innerhalb dieses Bereichs.

2.2 Thermohaline Zirkulation

2.2.1 Allgemeine Beschreibung

Die Thermohaline Zirkulation (THC) ist ein Zirkulationssystem im Weltmeer, das von Unterschieden in der Temperatur und im Salzgehalt des Seewassers angetrieben wird. Das heutige Verständnis der THC geht im Wesentlichen auf Experimente von Sandström (Sandström [34]) und theoretische Überlegungen von Stommel und Aarons (Stommel [40], Stommel, Aarons [38], [39]) zurück.

Auf langen Zeitskalen wird die THC durch die Wärme angetrieben, die dem Ozean aus der Atmosphäre zugeführt wird. Die zugeführte Wärme erreicht durch diapkyknische Durchmischung, d.h. durch Diffusion und turbulente Durchmischung, langsam die tiefen Wasserschichten, wodurch das tiefe Wasser in äquatorialen Breiten wärmer wird als in hohen Breiten. Als Folge baut sich ein Dichtegradient auf, der die Zirkulation antreibt. In den Tiefenwasserbildungsregionen wird die dem Wasser zugeführte Wärme dann wieder an die Atmosphäre abgegeben.

Im Wesentlichen zirkulieren in der THC zwei Wassermassen, das Nordatlantische Tiefenwasser (NADW) und das Antarktische Bodenwasser (AABW), wobei häufig mit dem Begriff Thermohaline Zirkulation ungenau nur die Zirkulation des Nordatlantischen Tiefenwassers gemeint ist. Die Bezeichnungen rühren vom Ort der Tiefenwasserbildung her. Abgesehen von geringen Mengen an Tiefenwasser, die im Roten Meer und im Mittelmeer gebildet werden, wird auf der Erde nur in zwei Gegenden Tiefenwasser gebildet: In der Antarktis im Ross- und Weddellmeer, wo das Antarktische Bodenwasser gebildet wird, sowie im Nordatlantik in der Grönlandsee und in der Labradorsee. Der Nordatlantik ist also der einzige Ozean, in dem sich Tiefenwasser auf der Nordhalbkugel bildet.

Das Nordatlantische Tiefenwasser, dessen Strom in Abb. 2.1 schematisch dargestellt ist, bildet sich an zwei Punkten. Ein Teil bildet sich in der Grönlandsee. Dort wird die Oberflächenschicht stark abgekühlt, bis die Dichte des Wassers größer wird als die der tieferliegenden Schichten, so daß Konvektion einsetzt. Das Tiefenwasser fließt an drei Stellen über die Grönland-Island-Schottland-Schwelle, strömt als Randstrom an der Südküste Grönlands entlang und umrundet die La-

bradorsee, wo es sich mit dem dort gebildeten Tiefenwasser mischt.

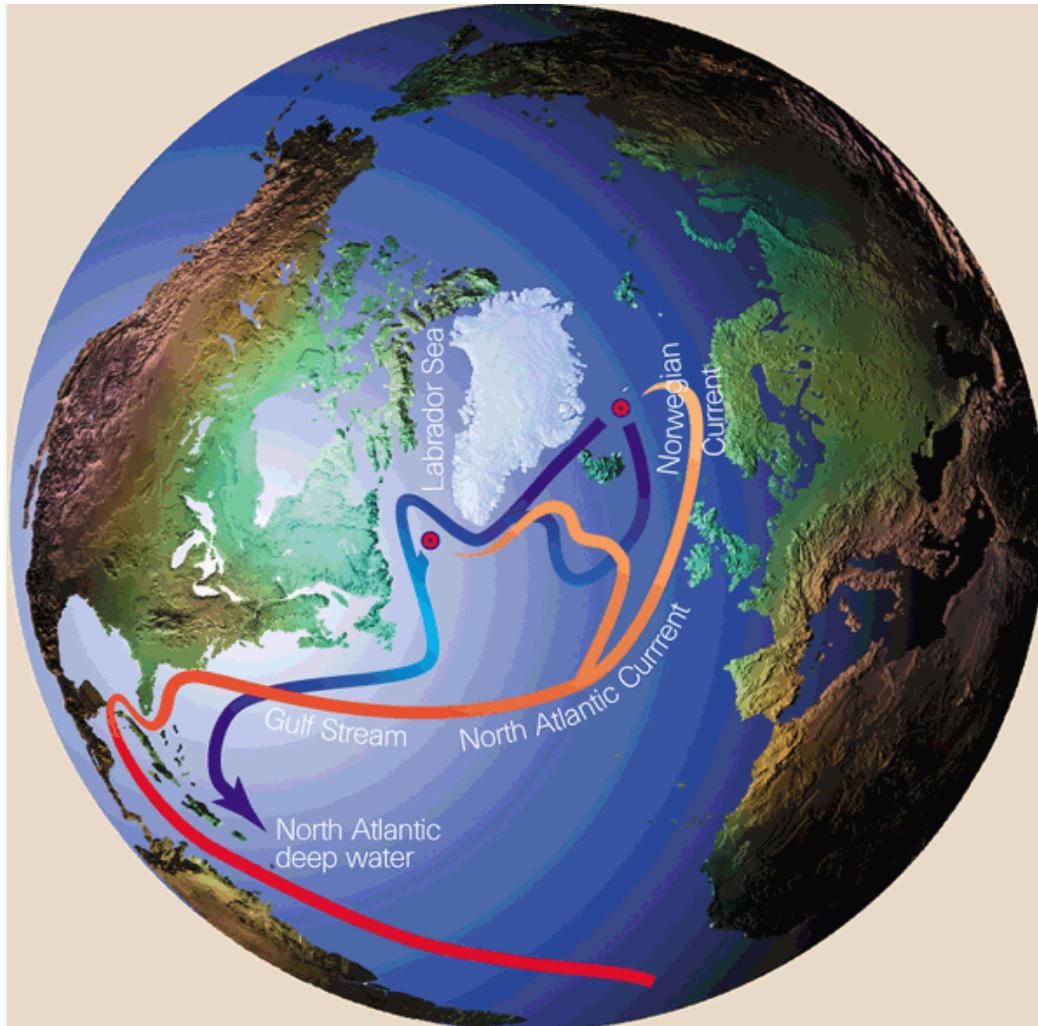


Abbildung 2.1: *Stark vereinfachte Darstellung der Thermohalinen Zirkulation. Abbildung nach Rahmstorf [32].*

In der Labradorsee bildet sich das Tiefenwasser durch Konvektion bis zu einer Wassertiefe von ca. 2000m. Diese Konvektion ist sehr empfindlich gegenüber Änderungen im Salzgehalt des Oberflächenwassers, wie sich 1969-1971 gezeigt hat. Zu diesem Zeitpunkt gab es eine „Great Salinity Anomaly“, wo in der Labradorsee keine Tiefenwasserbildung stattfand, da das Oberflächenwasser so wenig Salz enthielt, daß keine Konvektion stattfinden konnte. Insgesamt ist die Variabilität im Volumentransport des NADW groß.

Am amerikanischen Kontinent entlang breitet sich das Nordatlantische Tiefenwasser in einer Tiefe von 1500-3500m als tiefer westlicher Randstrom („Deep Western Boundary Current“, DWBC) nach Süden aus, bis es den Antarktischen Zirkumpolarstrom erreicht. Der weitere Weg des Nordatlantischen Tiefenwassers ist nicht ganz klar, aber es ist durch seine speziellen Eigenschaften noch im Indischen- und Pazifischen Ozean nachweisbar (Warren [44]).

Im Atlantischen Ozean wird das nach Süden fließende Tiefenwasser durch eine warme Oberflächenströmung ausgeglichen, so daß eine sich umwälzende Zelle mit einem Volumentransport von ca. 17Sv $\left[1\text{Sv} = 10^6 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}\right]$ entsteht (Roemmich, Wunsch [33]), weshalb auch häufig vom „Conveyor Belt“ gesprochen wird. Diese Oberflächenströmungen, der Golfstrom und der sich daran anschließende Nordatlantikstrom, die auch in Abb. 2.1 dargestellt sind, schließen das Zirkulationssystem.

2.2.2 Bistabilität der THC

Unter den heutigen Randbedingungen, d.h. bei positivem Temperaturgradienten zwischen der Tiefenwasserbildungsregion und der Region, wo das Tiefenwasser die Begrenzung durch die Kontinente verläßt, und bei positiver Süßwasserbilanz in der Tiefenwasserbildungsregion, treten in Klimamodellen zwei stabile Zustände der Thermohalinen Zirkulation auf. Einerseits ist der heutige Zustand mit Tiefenwasserbildung in hohen Breiten stabil, wobei die Zirkulation thermisch angetrieben wird, und andererseits ein Zustand ohne Zirkulation. Diese beiden Zustände können sowohl in konzeptionellen Modellen der THC beobachtet werden (z.B. Rahmstorf [29]), als auch in allgemeinen Zirkulationsmodellen (GCM) (z.B. Manabe, Stouffer [23], Stocker, Schmittner [37]).

Die Stärke der THC wird durch zwei advective Rückkoppelungsmechanismen beeinflusst. Einerseits gibt es die negative thermische Rückkoppelung, d.h. wärmeres Wasser wird aus niederen Breiten advehiert, wodurch die Dichte in der Tiefenwasserbildungsregion sinkt, so daß es zu einer Abschwächung der Zirkulation kommt. Dies führt dazu, daß weniger warmes Wasser herantransportiert wird. Andererseits wirkt noch die positive Salzzrückkoppelung. Salzhaltiges Wasser wird aus niede-

ren Breiten in die hohen Breiten transportiert. Dadurch wird die Dichte erhöht, und die Zirkulation verstärkt sich. Außerdem existiert noch ein konvektiver Rückkoppelungsmechanismus. Durch Konvektion wird Süßwasser von der Oberfläche entfernt, wo eine positive Niederschlagsbilanz vorherrscht. Hierdurch steigt die Dichte an der Oberfläche an, und die Konvektion wird stärker (Rahmstorf [30]).

Bei konstantem Temperaturgradienten ist die Stärke der THC abhängig vom Süßwasserzufluß in die Tiefenwasserbildungsregion. Diese Abhängigkeit ist nichtlinear. Bei einer Erhöhung des Süßwasserzuflusses kommt es zu einer Abnahme der THC, bis es bei einem kritischen Süßwasserzufluß erst zu einer Hopf- und später zu einer Sattel-Knoten-Bifurkation und einem schnellen Übergang in den Zustand ohne Zirkulation kommt (Titz et al. [43]). Bei Reduktion des Süßwasserzuflusses von diesem Zustand aus zeigt das System ein Hystereseverhalten, d.h. die Zirkulation erholt sich erst wieder, wenn der Süßwasserzufluß deutlich niedriger als der kritische Süßwasserzufluß ist (Rahmstorf [29]).

2.2.3 Bedeutung der THC für das Klimasystem der Erde

Ozeane bedecken etwa $\frac{2}{3}$ der Oberfläche der Erde. Die Wärmekapazität der Ozeane ist um mehrere Größenordnungen höher als die der Atmosphäre, und der Ozean nimmt einen großen Teil der dem Erdsystem zugeführten Energie auf.

Außerhalb der Breitengrade zwischen 40°S und 30°N ist die Strahlungsbilanz der Erde negativ (Peixoto, Oort [27]), so daß Wärme von den niederen zu den hohen Breitengraden transportiert werden muß. Dieser meridionale Wärmetransport erfolgt zu etwa gleichen Teilen durch Atmosphäre und Ozean.

Der Atlantische Ozean unterscheidet sich von den anderen Ozeanen dadurch, daß er der einzige Ozean ist, in dem der Wärmetransport an allen Breitengraden nach Norden gerichtet ist. Dies wird durch die THC verursacht. Die Thermohaline Zirkulation transportiert mit ihrem Volumentransport von etwa 17 Sv ca. 1.1 PW (10^{15}W) durch 24°N nach Norden, während die windgetriebene Zirkulation trotz ihres größeren Transportvolumens von 24 Sv nur ca. 0.19 PW transportiert (Rommich, Wunsch [33]). Durch diesen großen Wärmetransport hat die THC einen starken Einfluß auf das Klima in Nordeuropa. Der Nordatlantik ist ca. 4°C wärmer

als der Pazifik auf gleichen Breitengraden (Levitus [21]), wodurch das Klima z.B. in Norwegen, Großbritannien, Frankreich und Dänemark deutlich milder ist, als es ohne THC wäre.

Aus Eisbohrkernen gewonnene Informationen lassen darauf schließen, daß rasche Temperaturänderungen in der Vergangenheit häufig mit Änderungen der THC verbunden waren. So zeigen z.B. die Dansgaard/Oeschger Zyklen, die während der letzten Eiszeit auftraten, eine schnelle Erwärmung des Klimas gefolgt von einer langsamen Abkühlung (Dansgaard et al. [3]). Diese Änderungen traten vor allem in der Nordatlantikregion auf, konnten aber teilweise sogar in Neuseeland nachgewiesen werden. Vermutlich wurden diese starken Temperaturschwankungen durch Änderungen in der Thermohalinen Zirkulation hervorgerufen oder zumindest verstärkt.

Kapitel 3

Das Klimamodell CLIMBER-2

3.1 Modellbeschreibung

Für diese Diplomarbeit wurde das Klimamodell CLIMBER-2 in der Version 2.1 verwendet. CLIMBER-2 ist ein 2.5-dimensionales Modell des Klimasystems von mittlerer Komplexität. Es besteht aus Modulen für die Simulation von Atmosphäre, Ozean, Meereis, Prozessen an der Landoberfläche und Vegetation. Die einzelnen Module sind durch Energie-, Impuls-, Wasser- und Kohlenstoffflüsse gekoppelt, wobei eine Korrektur der Flüsse, wie sie bei vielen Modellen höherer Auflösung erforderlich ist, nicht erfolgt. Dies erweitert den erhofften Bereich der Anwendbarkeit der Modellergebnisse auch auf Klimata, die dem heutigen unähnlich sind, wie zum Beispiel das Klima, das während der letzten Eiszeit herrschte.

Die Auflösung von CLIMBER-2 ist mit 10° in latitudinaler und 51.43° in longitudinaler Richtung sehr niedrig. Trotz dieser groben Auflösung werden die wichtigsten Merkmale der Geographie, wie einzelne Kontinente und Ozeane, wiedergegeben. CLIMBER-2 erlaubt damit nur die Untersuchung großskaliger Prozesse auf Zeitskalen länger als die saisonale Zeitskala. Eine genaue Beschreibung des Atmosphärenmodells ist in Petoukhov et al. [28] enthalten, während das Ozeanmodell in Stocker et al. [36] beschrieben ist.

3.1.1 Atmosphäre

Das Atmosphärenmodul von CLIMBER-2 ist ein statistisch-dynamisches Modell. Der statistisch-dynamische Ansatz beruht auf der Annahme, daß die grundsätzlichen Eigenschaften der längerfristigen Entwicklung der Atmosphäre durch großskalige Felder der wichtigsten Atmosphärenvariablen und Ensembles der synoptischen Wirbel und Wellen, die durch ihre gemittelten statistischen Eigenschaften repräsentiert werden, ausgedrückt werden können. Die betrachteten charakteristischen Skalen sind dabei $L > 1000$ km und $\tau > 10$ Tage. Das Modell löst die synoptische Variabilität nicht auf, sondern die synoptischskaligen Flüsse werden als Diffusionsterme mit einer Wirbeldiffusivität, die aus der atmosphärischen Stabilität und horizontalen Temperaturgradienten berechnet werden, parametrisiert.

Weiter wird angenommen, daß die Atmosphäre auf den betrachteten Skalen eine universelle vertikale Verteilung von Temperatur und Feuchtigkeit hat. Auf diese Weise können die dreidimensionalen Gleichungen auf ein System zweidimensionaler, vertikal gemittelter prognostischer Gleichungen für Temperatur und Feuchtigkeit zurückgeführt werden, aus denen die dreidimensionale Struktur dieser Charakteristika rekonstruiert werden kann. Das Modell hat daher keine spezifizierte vertikale Auflösung, sondern die Anzahl der Schichten für die Berechnung von einerseits Windgeschwindigkeit, Energie- und Wassertransport und andererseits den Strahlungsflüssen ist unterschiedlich und so gewählt, daß hinreichende numerische Genauigkeit erreicht wird. Die vorhergesagten dreidimensionalen Felder der Geschwindigkeit, Temperatur und Feuchtigkeit werden benutzt, um advektive Flüsse zu berechnen. Die Strahlungsroutinen berücksichtigen Wasserdampf, Ozon, CO₂ und die berechnete Wolkenbedeckung.

3.1.2 Ozean

Das Ozeanmodul von CLIMBER-2 besteht aus einem zonal gemittelten Ozeanmodell mit drei Ozeanbecken nach Stocker et al. [36]. Die latitudinale Auflösung beträgt wie beim Atmosphärenmodell 10°. Vertikal löst das Modell 11 Schichten unterschiedlicher Tiefe auf. Diese reichen von 50m Tiefe für die oberste Schicht

bis zu 1000m für die unterste Schicht. Die Bodentopographie des Modells ist auflösungsbedingt sehr grob, jedoch ist die für die Simulation der Thermohalinen Zirkulation wichtige Grönland-Island-Schottland-Schwelle vorhanden. Die Zeitauflösung beträgt 10 Tage.

Das Modell simuliert die zonal gemittelte Verteilung von Salz und Temperatur, sowie die Horizontal- und Vertikalgeschwindigkeit. In den Bereichen, wo die Ozeanbecken durch Kontinente begrenzt sind, wird nur die Horizontalgeschwindigkeit in meridionaler Richtung v berechnet, außerhalb dieser Bereiche auch die zonale Geschwindigkeit u . Barotrope Anpassung wird als instantan angenommen, während barokline Anpassungen auf einer Zeitskala von ca. 5 Jahren stattfinden.

Das Modell basiert auf den zonal gemittelten Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse, Wärme und Salz, wobei die Koeffizienten für die Parametrisierung der horizontalen und vertikalen Diffusion räumlich veränderlich sind. Nichtlineare und zeitabhängige Terme werden vernachlässigt. Die Bewegungsgleichungen des Modells in Kugelkoordinaten (Θ, Φ) sind (Stocker et al. [36])

$$-fv = -\frac{1}{\rho_* a \cos \Phi} \frac{\Delta p}{\Delta \Lambda} \quad (3.1)$$

und

$$fu = -\frac{1}{\rho_* a} \frac{\partial p}{\partial \Phi}. \quad (3.2)$$

Dabei wird die geostrophische Geschwindigkeit aus dem Druckgradienten errechnet. Es steht (u, v) für das Geschwindigkeitsfeld aus zonaler Geschwindigkeit u und meridionaler Geschwindigkeit v . Die Koordinate Φ bezeichnet den Breitengrad, a ist der Radius der Erde, ρ_* die konstante Referenzdichte, f der Coriolisparameter, p der Druck, Δp die Druckdifferenz Ost-West und $\Delta \Lambda$ die Breite des Ozeanbeckens in Radian. Der Druck berechnet sich aus der hydrostatischen Relation

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho(T, S) \quad (3.3)$$

mit der Gravitationskonstante g und der Dichte $\rho(T, S)$, deren Abhängigkeit von Temperatur T und Salzgehalt S durch die Zustandsgleichung für Meerwasser (Gill [8]) bestimmt wird. Weiter gilt die Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes

$$\frac{1}{a \cos \Phi} \frac{\partial (v \cos \Phi)}{\partial \Phi} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

mit der Vertikalgeschwindigkeit w . Salzgehalt und Temperatur werden aus Advektion und Diffusion nach den Gleichungen

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \Phi} \frac{\partial (vT \cos \Phi)}{\partial \Phi} + \frac{\partial (wT)}{\partial z} = \frac{1}{a^2 \cos \Phi} \frac{\partial}{\partial \Phi} \left(K_H \cos \Phi \frac{\partial T}{\partial \Phi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_T^{conv} \quad (3.5)$$

und

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \Phi} \frac{\partial (vS \cos \Phi)}{\partial \Phi} + \frac{\partial (wS)}{\partial z} = \frac{1}{a^2 \cos \Phi} \frac{\partial}{\partial \Phi} \left(K_H \cos \Phi \frac{\partial S}{\partial \Phi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial S}{\partial z} \right) + q_S^{conv} \quad (3.6)$$

berechnet. Dabei ist K_H die horizontale und K_V die vertikale Diffusivität. q_T^{conv} und q_S^{conv} repräsentieren Wärme- und Salzflüsse durch Konvektion. Die Gleichungen beinhalten die Boussinesq- und Rigid-Lid Näherungen.

Die zonale Druckdifferenz Δp in Gl. (3.1) wird parametrisiert, um das Gleichungssystem zu schließen:

$$\Delta p = -\varepsilon_0 \frac{\pi}{3} \sin 2\Phi \frac{\partial \rho}{\partial \Phi}. \quad (3.7)$$

ε_0 ist ein Parameter, der die Ageostrophie des zonalen Geschwindigkeitsfeldes angibt. Die Druckdifferenz Δp wird aus $\Delta \rho$ über die hydrostatische Relation (Gl. 3.3) bestimmt.

Das Ozeanmodell ist an das Atmosphärenmodell gekoppelt und wird durch die berechneten Flüsse dieses Modells angetrieben.

In der konkreten Implementation in CLIMBER-2 wird das Geschwindigkeitsfeld als Stromfunktion Ψ berechnet. Ψ wird dabei durch

$$v = -\frac{1}{\cos \Phi} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (3.8)$$

$$w = \frac{1}{a \cos \Phi} \frac{\partial \Psi}{\partial \Phi} \quad (3.9)$$

definiert. Die Stromfunktion wird durch vertikale Integration der meridionalen Dichtegradienten berechnet. Dabei erfolgen barokline Änderungen der Meridionalgeschwindigkeit v nicht instantan, sondern auf einer Zeitskala von 5 Jahren nach der Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} v = \frac{1}{\tau} (v_{Geo} - v). \quad (3.10)$$

Hierbei ist v die momentane und v_{geo} die über $v_{geo} = -\frac{A_0}{\rho_* \Delta \Lambda} \frac{\partial}{\partial y} p$ (Gl. 3.1 mit 3.7 in kartesischen Koordinaten) berechnete geostrophische Geschwindigkeit. Es gilt $A_0 = 8 \cdot 10^3$ und $\rho_* = 1030 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$. Die Relaxationszeit τ beträgt 150 Zeitschritte, d.h. ca. 5 Jahre. Somit ergibt sich für die meridionale Beschleunigung:

$$\frac{\partial}{\partial t} v = \frac{1}{\tau} \left(-\frac{1}{\rho_*} \frac{A_0}{\Delta \Lambda} \frac{\partial p}{\partial y} - v \right). \quad (3.11)$$

3.1.3 Hydrologische Empfindlichkeit

Die genaue Änderung der Niederschlagsverteilung bei Änderungen der globalen Mitteltemperatur ist bis heute noch nicht hinreichend geklärt. Unterschiedliche Klimamodelle machen in dieser Hinsicht deutlich verschiedene Aussagen (Houghton et al. [14]). Die Änderung der Niederschläge im Nordatlantik, wo das Nordatlantische Tiefenwasser gebildet wird, ist jedoch für die Abschätzung der Auswirkung von Klimaveränderungen auf die Thermohaline Zirkulation von entscheidender Bedeutung. In CLIMBER-2 kann daher neben der Änderung, die das Modell vorhersagt, eine zusätzliche Änderung parametrisiert werden, um den gesamten Bereich der Niederschlagsänderungen, die für möglich gehalten werden, untersuchen zu können.

Dabei wird angenommen, daß die zusätzliche Süßwassermenge ΔF , die in den Nordatlantik zwischen 50°N und 70°N eingetragen wird, proportional zur Temperaturänderung ΔT_{NH} in der nördlichen Hemisphäre ist.

$$\Delta F = k \Delta T_{NH} \quad (3.12)$$

Die Proportionalitätskonstante k wird als hydrologische Empfindlichkeit bezeich-

net und hat in CLIMBER-2 den Wert $k_c = 0.01 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ (Rahmstorf und Ganopolski [31]). Um stärkere Änderungen des hydrologischen Kreislaufs modellieren zu können, wird eine zusätzliche Süßwassermenge $\Delta F' = k_a \Delta T_{NH}$ dem Wasser des Nordatlantiks zwischen 50°N und 70°N hinzugefügt, so daß die effektive hydrologische Empfindlichkeit zu $k = k_c + k_a$ wird. Um sicherzustellen, daß die Erhaltung des Gesamtsalzgehaltes nicht verletzt wird, muß die gleiche Menge Süßwasser wieder abgezogen werden. Dies geschieht in den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten im Atlantik im Bereich zwischen 0°N und 20°N .

Die hydrologischen Empfindlichkeiten in dreidimensionalen Klimamodellen sind z.B. $k=0.03\text{Sv/K}$ im Modell von Manabe und Stouffer, was sich bei Berücksichtigung des Abschmelzens des Grönländischen Gletschers auf $k=0.045\text{Sv/K}$ verändert (Rahmstorf und Ganopolski [31]), sowie $k=0.023\text{Sv/K}$ für das HadCM3 Modell (Wood et al. [45]).

3.2 Klima des Modells

3.2.1 Initialisierung und Temperaturverteilung

Das Temperaturfeld der Atmosphäre wird anfänglich auf 0°C initialisiert, während im Ozean ein grobes Temperaturprofil vorgegeben wird. Die CO_2 Konzentration beträgt präindustrielle 280 ppm. Von diesem Anfangszustand aus wird das gekoppelte Modell für 10000 Jahre integriert, wobei das Gesamtsystem nur von der eintreffenden Sonnenstrahlung angetrieben wird. Nach etwa 5000 Jahren erreicht das Modell einen quasistationären Zustand und es ist bis zum Ende der Berechnung keine Drift des Modellklimas mehr feststellbar.

Als Beispiel für das in diesem Zustand erreichte Klima ist in Abb. 3.1 die bodennahe Lufttemperatur im Jahresmittel abgebildet. In der oberen Hälfte ist die Lufttemperatur dargestellt, während in der unteren Hälfte der Abbildung die Differenz dieser Temperatur zu Beobachtungsdaten (GUACA [10]) gezeigt wird. Wie deutlich zu erkennen ist, entspricht die berechnete Temperaturverteilung relativ gut den Beobachtungen. In weiten Bereichen der Erdoberfläche bewegt sich die Temperatur in einem Bereich von $\pm 3^\circ\text{C}$ um die gemessenen Werte, und nur in

hohen Breiten sowie über den Zentren der Kontinente kommt es zu größeren Abweichungen.

Bei einer Erhöhung der atmosphärischen CO₂ Konzentration vom vorindustriellen Niveau mit 280ppm aus steigt die Temperatur deutlich an. Bei einer Erhöhung auf die doppelte Konzentration (560ppm CO₂) steigt die Temperatur nach einer Integrationszeit von 4500 Jahren bei konstanter CO₂ Konzentration im Mittel um 3.63K. Die Differenz der Temperatur im Jahresmittel zum Referenzzustand ist in Abb. 3.2 oben abgebildet. Die Erwärmung reicht von minimal 2K in der Nähe des Äquator bis zu 7K in hohen Breitengraden. In Europa steigt die Temperatur um 3.5-6K an, und die Kontinente erwärmen sich insgesamt stärker als die Meere. Im unteren Teil von Abb. 3.2 ist das gleiche nach einer Erhöhung auf 1120 ppm CO₂, das Vierfache der vorindustriellen Konzentration, zu sehen. Die Erwärmung fällt mit 6.08K im globalen Mittel nicht ganz doppelt so hoch aus, wie bei einer Verdoppelung des CO₂. Am stärksten ist die Erwärmung mit bis zu 12K in den hohen Breiten, auch wenn die genauen Werte in diesen Breitengraden recht unsicher sind, da die Prozesse, die in hohen Breiten ablaufen, noch sehr wenig verstanden sind. Selbst in äquatorialen Regionen steigt die Temperatur um mindestens 4.5K. Eine ähnliche Verteilung sagen auch komplexere dreidimensionale Klimamodelle vorher, wobei die Unterschiede zwischen den Vorhersagen dieser Modelle noch relativ groß sind.

3.2.2 Thermohaline Zirkulation

Die Thermohaline Zirkulation wird in CLIMBER-2 als Stromfunktion der meridionalen Zirkulation berechnet. In Abb. 3.3 ist die Stromfunktion innerhalb der kontinentalen Begrenzungen des Atlantikbeckens dargestellt. Wie deutlich zu erkennen ist, wird der Atlantik von einer Zirkulationszelle mit einem Maximum von 17.8Sv bei 45°N in einer Tiefe von 1000m dominiert. Dieses Maximum der Stromfunktion definiert die Stärke der Thermohalinen Zirkulation.

Das Tiefenwasser bildet sich zwischen 60°N und 70°N, sinkt anschließend auf der Südseite der dort vorhandenen Schwelle weiter ab und fließt nach Süden. Unterhalb der Nulllinie ist noch das antarktische Bodenwasser unter dem Nordatlanti-

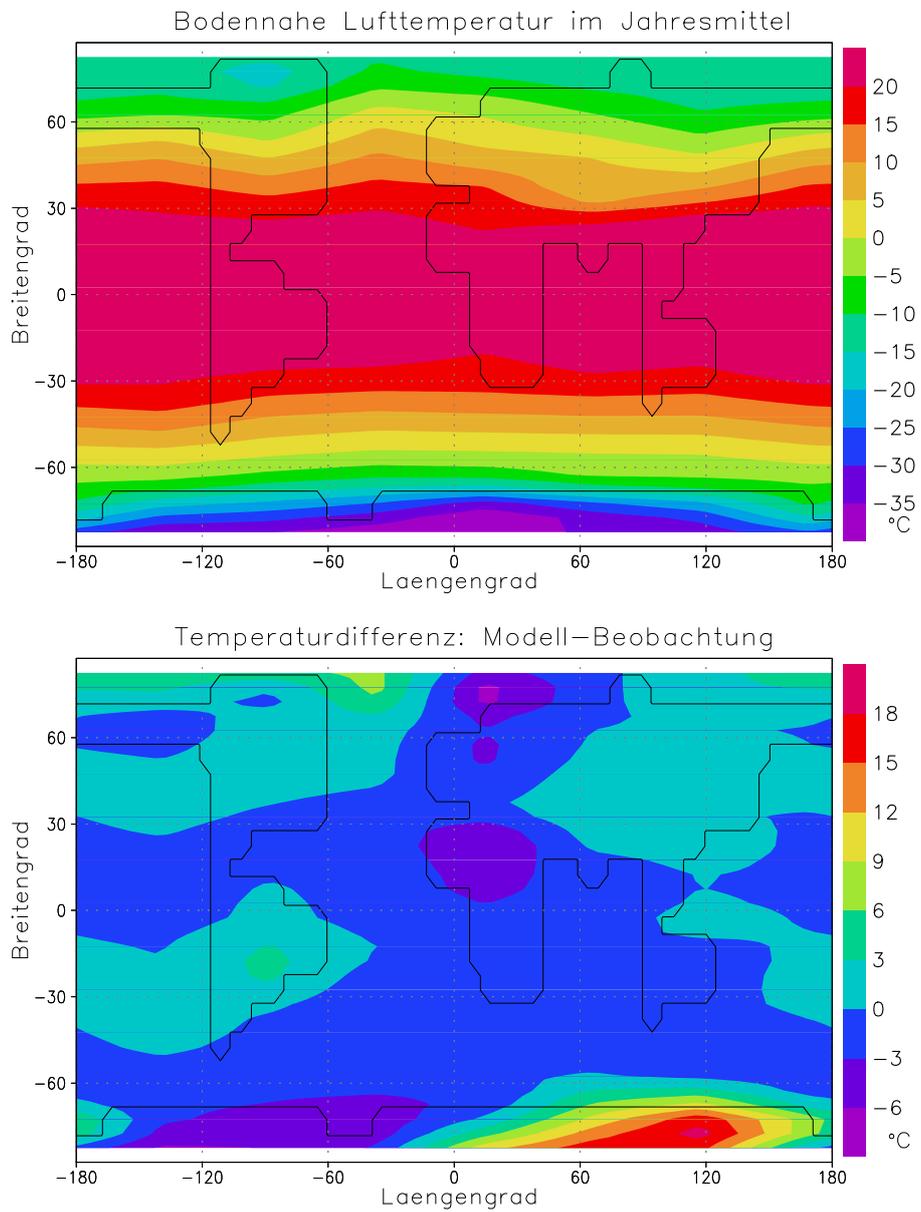


Abbildung 3.1: *Bodennahe Lufttemperatur im Jahresmittel. Oben: Temperatur in CLIMBER-2 im Referenzzustand, unten: Differenz zu Beobachtungsdaten.*

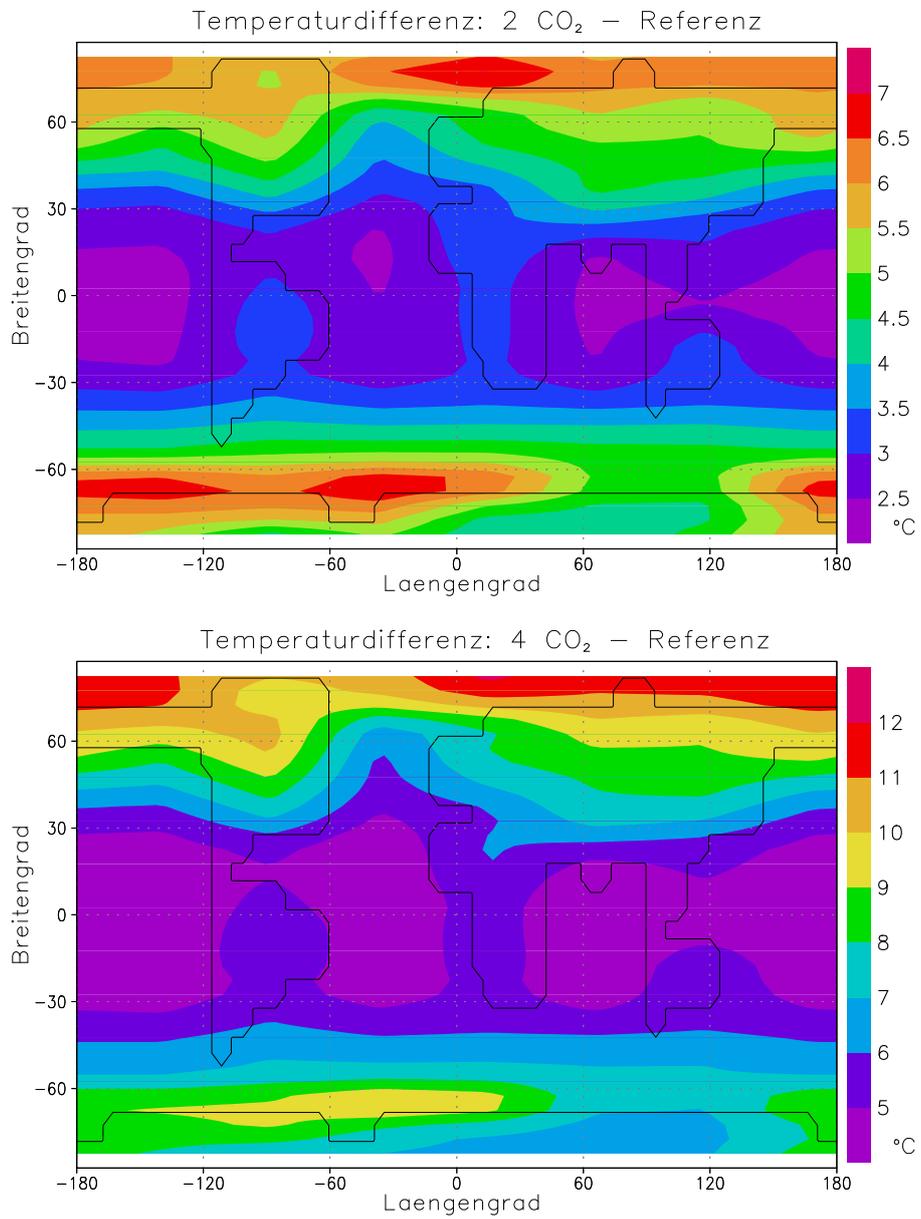


Abbildung 3.2: Bodennahe Lufttemperatur im Jahresmittel. Oben: Differenz zwischen zweifacher vorindustrieller CO₂ Konzentration und Referenz, unten: Differenz zwischen vierfacher vorindustrieller CO₂ Konzentration und Referenz.

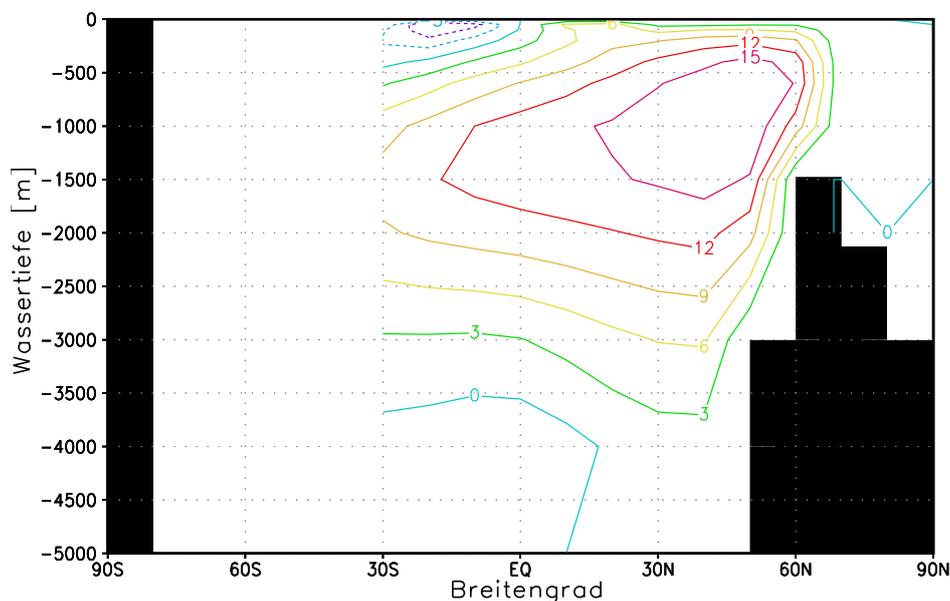


Abbildung 3.3: *Stromfunktion der meridionalen Zirkulation im Atlantik im Referenzzustand. Angaben in Sverdrup.*

schen Tiefenwasser zu erkennen.

Um die Veränderung der Zirkulation durch den Treibhauseffekt zu untersuchen, werden vier Experimente mit CLIMBER-2 durchgeführt, wobei die CO₂ Szenarien 2E1 und 4E1 aus Abschnitt 4.2 (siehe auch Tab. 4.1) verwendet wurden, d.h. die CO₂ Konzentration wird von der präindustriellen Konzentration ausgehend um 1%/a erhöht, bis die Endkonzentration von 560ppm bzw. 1120ppm erreicht ist. Danach bleibt die CO₂ Konzentration konstant. Diese Szenarien wurden einmal mit der „eingebauten“ hydrologischen Empfindlichkeit $k = 0.01 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und einmal mit $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$, nahe an der hydrologischen Empfindlichkeit des Modells von Manabe und Stouffer, durchgerechnet. Es zeigt sich, daß sich die Zirkulation durch die Erwärmung deutlich verändert. Wie in Abb. 3.4, die die Zirkulation nach Ende des Integrationszeitraumes von 4000 Jahren bei der hydrologischen Empfindlichkeit $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ zeigt, deutlich zu erkennen ist, wird die Zirkulation flacher und schwächer. So reicht die Zirkulationszelle des NADW bei doppelter CO₂ Konzentration (links abgebildet) nur noch bis in ca. 2200m Tiefe, und das Maximum der Zirkulation liegt bei 12.8Sv in 500m Wassertiefe. Dagegen wird das AABW deutlich stärker und dehnt sich nach oben aus. Bei 1120ppm CO₂ bricht die Zir-

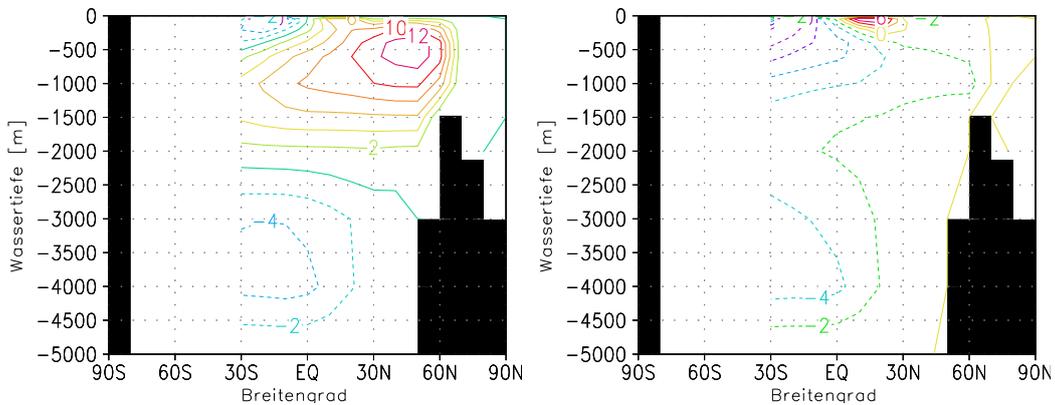


Abbildung 3.4: *Stromfunktion der meridionalen Zirkulation im Atlantik bei doppelter (links) und bei vierfacher (rechts) vorindustrieller CO₂ Konzentration. Angaben in Sverdrup.*

kulation des NADW vollständig zusammen. Wie in der rechten Hälfte von Abb. 3.4 zu erkennen ist, existiert nur noch eine sehr kleine oberflächennahe Zirkulationszelle, die nicht mehr unterhalb der Thermokline reicht. Gleichzeitig dehnt sich die Zirkulationszelle des AABW noch weiter nach oben aus.

Um das Zeitverhalten der THC, das CLIMBER-2 vorhersagt, einzuschätzen, werden Ergebnisse von Berechnungen mit CLIMBER-2 mit den publizierten Ergebnissen von anderen Klimamodellen verglichen. Zur Verfügung standen dafür die Ergebnisse von Manabe und Stouffer (Manabe, Stouffer [24]; hier als M/S bezeichnet), die mit dem dreidimensionalen GFDL Modell berechnet wurden, sowie die Ergebnisse von Stocker und Schmittner (Stocker, Schmittner [37]; hier S/S), die mit einem zonal gemittelten 2D-Ozeanmodell, das an ein Energiebilanzmodell gekoppelt ist, erhalten wurden. Sowohl M/S, als auch S/S, benutzten zum Szenario 2E1 identische CO₂ Szenarien. Darüber hinaus haben M/S auch das 4E1 Szenario berechnet. Das Zeitverhalten der THC in diesen Experimenten, sowie in Berechnungen mit CLIMBER-2 (hier C), ist in Abb. 3.5 dargestellt.

Die Ergebnisse des Vergleiches der Modelle sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt. Dort sind die anfängliche Stärke der Zirkulation, der Minimalwert der Zirkulationsstärke, der Zeitpunkt, zu dem dieser erreicht wird, sowie die Stärke der Zirkulation am Ende des betrachteten Zeitraumes aufgelistet. Die Stärke der Zirkulation des NADW wird dabei, da sich die anfängliche Stärke des NADW unterscheidet,

auch relativ zum Anfangswert angegeben.

Beim Vergleich der Modellergebnisse sind sowohl qualitative, als auch quantitative Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Modelle offensichtlich. So ist die anfängliche Stärke der Zirkulation in CLIMBER-2 am niedrigsten, liegt aber nahe bei den von Roemmich und Wunsch angegebenen 17Sv (Roemmich, Wunsch [33]), ähnlich wie bei M/S. Dagegen erhalten Stocker und Schmittner eine mit 24.8Sv deutlich stärkere Zirkulation.

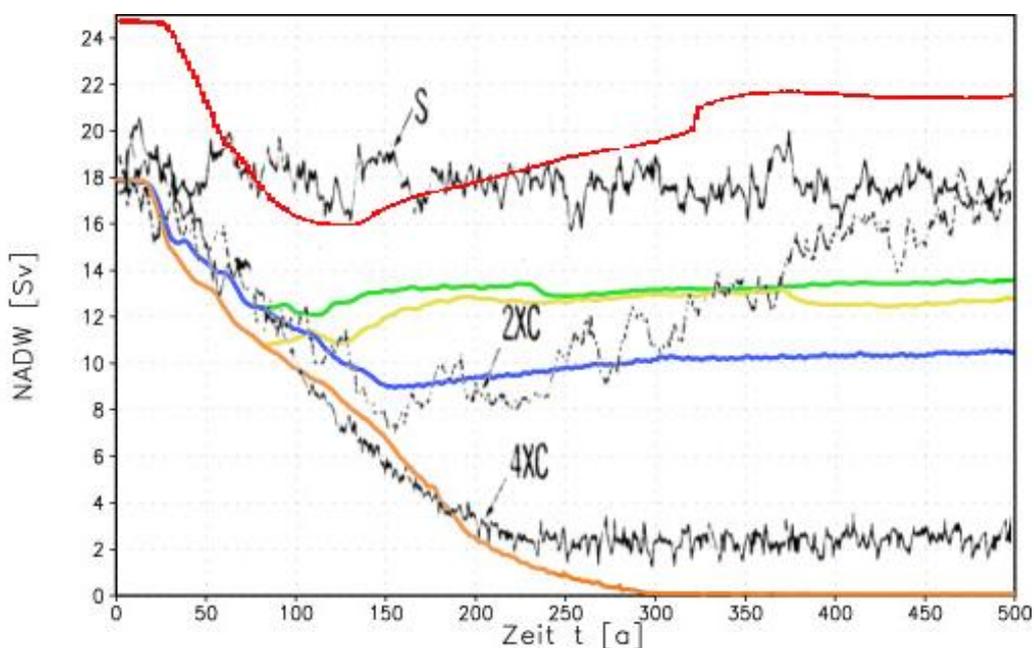


Abbildung 3.5: Zeitverhalten der THC in verschiedenen Modellexperimenten. Schwarz: Manabe/Stouffer, dabei S: Referenz, 2XC: Szenario 2E1, 4XC: Szenario 4E1. Rot: Stocker/Schmittner mit Szenario 2E1. Grün: CLIMBER-2 mit $k = 0.01 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$, Szenario 2E1, gelb: Szenario 2E1 mit $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$, blau: Szenario 4E1 mit $k = 0.01 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$, orange: Szenario 4E1 mit $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$. Abbildung zusammengestellt aus Manabe, Stouffer [24], Abb. 4 und Stocker, Schmittner [37], Abb. 3, sowie aus eigenen Experimenten.

Bei Verdoppelung der CO_2 Konzentration erreicht die Zirkulationsstärke in allen Experimenten nach etwa 130 Jahren ein Minimum, wobei die Reduktion bei M/S mit 63% deutlich stärker ist, als in den anderen Experimenten mit ca. 36%. Nach Erreichen des Minimums erholt sich die Zirkulation bei S/S und M/S mit einer

| Szenario | NADW [Sv], t=0a | NADW Min. [Sv] | t [a] | NADW [Sv], t=500a |
|---------------|-----------------|----------------|-------|-------------------|
| S/S | 24.8 | 16 (65%) | 130 | 22.3 (91%) |
| M/S: 2XC | 19 | 7 (37%) | 150 | 16 (84%) |
| M/S: 4XC | 19 | 2.3 (12%) | 230 | 2.3 (12%) |
| C: 2E1, 0.01 | 17.8 | 12 (67%) | 120 | 13.8 (77%) |
| C: 2E1, 0.043 | 17.8 | 10.8 (61%) | 80 | 12.8 (72%) |
| C: 4E1, 0.01 | 17.8 | 7 (39%) | 155 | 10.2 (57%) |
| C: 4E1, 0.043 | 17.8 | 0 | 300 | 0 |

Tabelle 3.1: Vergleich der Modellresultate. Angegeben sind Anfangs- und Endwert der Zirkulationsstärke des NADW, sowie dessen Minimum und der Zeitpunkt t , an dem es erreicht wird. Prozentangaben in Klammern sind relativ zum Anfangswert.

Erhöhung um 26% bzw. sogar 47% wesentlich stärker, als dies bei CLIMBER-2 mit 10% der Fall ist. Die unterschiedlichen hydrologischen Empfindlichkeiten bewirken bei diesen Experimenten nur einen unterschiedlich schnellen Abfall der Zirkulationsstärke auf den Minimalwert, während die Stärke der Zirkulation in beiden Fällen sehr ähnlich ist.

Im Gegensatz zur Verdoppelung der CO_2 Konzentration, wo CLIMBER-2 für beide hydrologischen Empfindlichkeiten qualitativ gleiche Ergebnisse liefert, unterscheiden sich die Ergebnisse bei Vervierfachung deutlich. So verhält sich die Zirkulation im Experiment mit $k = 0.01 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ sehr ähnlich wie bei Verdoppelung des CO_2 , aber bei $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ kommt es zu einem schnellen Zusammenbruch der THC, und ab dem Zeitpunkt $t=300\text{a}$ bleibt die Zirkulation bei 0Sv . Auch bei M/S bricht mit diesem CO_2 Szenario die THC zusammen, wobei der Minimalwert, bei dem sich die Zirkulation stabilisiert, schon früher als bei CLIMBER-2 erreicht wird.

Kapitel 4

Modell der Temperaturentwicklung

4.1 Einleitung

Wenn zusätzliches CO₂ in die Atmosphäre geleitet wird, wirkt dieses nicht direkt auf die THC, sondern das CO₂ bewirkt erst eine Erwärmung des Erdsystems. Erst diese Erwärmung beeinflusst die THC. Um die Auswirkungen des Treibhauseffektes auf das Zeitverhalten der THC zu erfassen, muß daher zuerst das Zeitverhalten der Erwärmung betrachtet werden.

Bei einer stufenförmigen Erhöhung der CO₂ Konzentration in CLIMBER-2 kann beobachtet werden, daß die Erwärmung nicht wie die Erhöhung der CO₂ Konzentration instantan ist, sondern erst mit einer gewissen Verzögerung erfolgt (siehe auch Abb. 4.1). Um das Zeitverhalten der Temperatur, genauer gesagt der oberflächennahen Lufttemperatur im globalen Mittel, zu erklären, wird ein einfaches konzeptionelles Modell entwickelt. Dieses Modell soll nicht alle Vorgänge, die bei einer Erwärmung der Erde durch den Treibhauseffekt ablaufen, beinhalten, sondern es soll nur eine konzeptionelle Erklärung des Zeitverhaltens der Temperaturänderung liefern.

Durch eine Erhöhung der Treibhausgaskonzentration wird zuerst der Atmosphäre zusätzliche Wärme zugeführt. Die Temperatur der bodennahen Luftschichten und die Oberflächentemperatur des Meeres sind jedoch durch Flüsse von latenter und fühlbarer Wärme sowie durch Strahlungsflüsse sehr eng aneinander gekop-

pelt, so daß die aufgenommene Wärme sehr schnell (auf einer saisonalen Zeitskala) an die Oberflächenschichten des Meeres abgegeben wird (Peixoto, Oort [27]). Der Ozean hat eine um einige Größenordnungen größere Wärmekapazität als die Atmosphäre, so daß er sich wesentlich langsamer erwärmt. Die den Oberflächenschichten zugeführte Wärme wird in tiefere Wasserschichten transportiert, und ein stationärer Zustand wird erst erreicht, wenn der tiefe Ozean keine Wärme mehr aufnimmt.

In der Literatur ist der einfachste Ansatz für das Zeitverhalten der Temperaturänderung der sogenannte „Sumpfozean“ (siehe z.B. McGuffie, Henderson-Sellers [25])

$$C \frac{d}{dt} \Delta T - \lambda \Delta T = \Delta Q. \quad (4.1)$$

Hierbei ist C die Wärmekapazität des Systems, ΔT die Temperaturänderung und λ ein Parameter, der die Änderung der langwelligen Abstrahlung in Beziehung zur Temperaturänderung setzt. λ wird auch als „Klimasensitivität“ bezeichnet. Die Lösung dieser Gleichung ist

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{\lambda} \left[1 - \exp\left(-\frac{\lambda}{C} t\right) \right].$$

Mit diesem Ansatz findet die Entwicklung der globalen Mitteltemperatur auf nur einer Zeitskala $\tau = \frac{C}{\lambda}$ statt. Wenn man aber den Temperaturverlauf in Abb. 4.1 betrachtet, erkennt man, daß dort auf einen raschen Anstieg der Temperatur eine langsame Annäherung an die Endtemperatur folgt. Der Ansatz nur einer Zeitskala wie in Gl. (4.1) bedeutet, daß entweder der relativ rasche Anstieg zu Beginn der Temperaturänderung unterschätzt oder die langsame Annäherung an die Gleichgewichtstemperatur zu späteren Zeiten überschätzt wird. Daher soll im Folgenden ein Modell entwickelt werden, das diesen Vorgang besser beschreibt.

Ein zweites Ziel der Untersuchung in diesem Kapitel ist, eine Impulse-Response-Funktion der Temperaturentwicklung zu finden. Impulse-Response-Funktionen (IRF) erlauben es, die komplexen Vorgänge, die beispielsweise in einem Klimamodell ablaufen, auf eine einfache Funktion zu reduzieren, die das Verhalten der betrachteten Variable im Gültigkeitsbereich der IRF hinreichend genau wieder-

gibt. Dieses Verfahren basiert auf dem Ansatz, daß sich auch ein komplexes nicht-lineares System in der Umgebung einer Gleichgewichtslage linearisieren läßt. In diesem Kapitel soll eine IRF für die zeitliche Entwicklung der globalen Mitteltemperatur als Antwort auf eine Änderung der CO_2 Konzentration bestimmt werden. Die Änderung der Wärmezufuhr des Systems ΔQ ist nach Gl. (2.1) mit $4.37 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ bei einer Verdoppelung des CO_2 sehr klein gegenüber den $344 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$, die von der Sonne eintreffen. Eine Beschreibung der Systemantwort mittels einer IRF sollte daher möglich sein, falls das Systemverhalten nicht gerade in diesem Wertebereich eine starke Nichtlinearität zeigt.

Hasselmann et al. haben eine Impulse-Response-Funktion entwickelt, die das Zeitverhalten der Temperaturänderung im Klimamodell ECHAM-1/LSG beschreibt (Hasselmann et al. [12]), aber die Herleitung dieser IRF enthält keine physikalischen Mechanismen, die dieses Verhalten konzeptionell erklären. Desweiteren wurde für die Bestimmung der Parameter der IRF nur ein einziges CO_2 Szenario benutzt.

In diesem Kapitel wird daher der Versuch unternommen, dies noch zu verbessern. Um das Zeitverhalten der Erwärmung zu verstehen, wird ein einfaches thermodynamisches Modell entwickelt, das dieses Zeitverhalten wiedergibt. Aus diesem Modell wird eine Responsefunktion bestimmt, die das Zeitverhalten der globalen Durchschnittstemperatur als Antwort auf einen der Atmosphäre zugeführten CO_2 Impuls wiedergibt. Diese Responsefunktion, und mit ihr das konzeptionelle Modell, wird an mit CLIMBER-2 erhaltene Modellergebnisse angepaßt, um mit der Responsefunktion das Verhalten von CLIMBER-2 so gut wie möglich beschreiben zu können.

4.2 Modellexperimente mit CLIMBER-2

Zur Untersuchung des Zeitverhaltens der Temperaturänderung durch den anthropogenen Treibhauseffekt werden zwei Serien von Experimenten mit CLIMBER-2 durchgeführt. Alle Experimente beginnen dabei mit der vorindustriellen CO_2 Konzentration von 280ppm und für den zusätzlichen Süßwasserzufluß gilt $\Delta F' = 0$, d.h. die hydrologische Empfindlichkeit liegt bei $k = 0.01 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$. In der ersten Reihe

von Experimenten folgt die CO₂ Konzentration einer Stufenfunktion, wobei die CO₂ Konzentration ausgehend von der vorindustriellen CO₂ Konzentration zum Zeitpunkt t=0 instantan vervielfacht wird. Diese Experimente werden mit „xS“ bezeichnet, wobei „x“ das Vielfache der vorindustriellen Konzentration bedeutet, das erreicht wird. Dieses Stufenfunktionsszenario bedeutet eine Kohlenstoffzufuhr in der Größenordnung 10²Gt Kohlenstoff, die in einem δ-Puls der Atmosphäre zugeführt werden.

In der zweiten Serie von Experimenten steigt die CO₂ Konzentration ab dem Zeitpunkt t=0 exponentiell an, bis ein bestimmtes Vielfaches der vorindustriellen Konzentration erreicht ist, und bleibt danach konstant. Diese Experimente werden mit „xEy“ bezeichnet, wobei „x“ wieder für das Vielfache der Konzentration bedeutet und „y“ die Anstiegsrate in %/a. Im Gegensatz zu den „S“ Szenarien bedeutet dies eine kontinuierlich ansteigende Kohlenstoffzufuhr, die nach z Jahren stabilisiert wird. Die durchgeführten Experimente sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

| Bezeichnung | CO ₂ Endkonzentration [ppm] | Anstiegsrate [%/a] |
|-------------|--|--------------------|
| 1.5S | 420 | - |
| 2S | 560 | - |
| 2.5S | 700 | - |
| 3S | 840 | - |
| 4S | 1120 | - |
| 2E0.4 | 560 | 0.4 |
| 2E1 | 560 | 1 |
| 4E0.4 | 1120 | 0.4 |
| 4E1 | 1120 | 1 |

Tabelle 4.1: *Bezeichnungen und Parameter der Experimente mit CLIMBER-2.*

Die Stufenfunktionsexperimente werden durchgeführt, da es technisch am einfachsten ist, aus einem derartigen Experiment das Zeitverhalten der Temperaturänderung zu bestimmen, da das Zeitverhalten der zusätzlichen Wärmezufuhr in die Atmosphäre nicht berücksichtigt werden muß. Allerdings beinhalten derartige Szenarien die Gefahr von numerischen Instabilitäten und/oder physikalisch anders ablaufenden Vorgängen, wie es z.B. bei Hasselmann et al. [12] der Fall ist. In dem

dort durchgeführten Stufenfunktionsexperiment bildete sich eine warme Oberflächenschicht in höheren Breiten aus, die eine Wärmeabgabe an den tieferen Ozean verhinderte. Um derartige Probleme festzustellen, wird zuerst ein Vergleich zwischen Stufenfunktions- und Exponentialfunktionsexperiment durchgeführt.

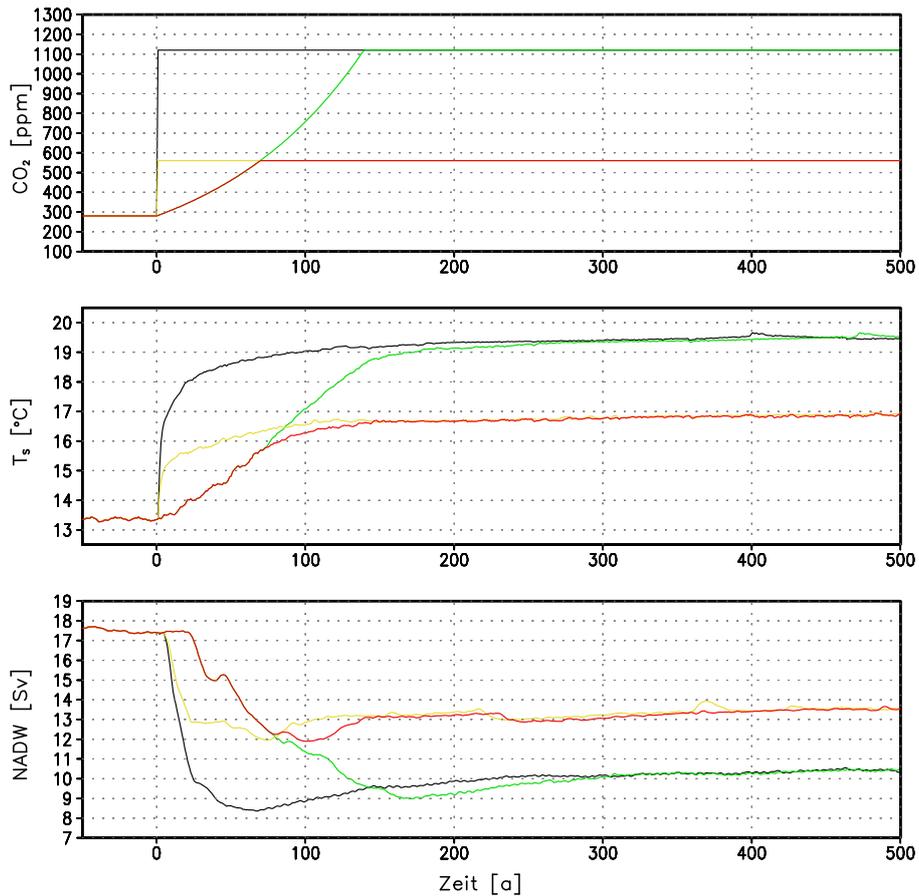


Abbildung 4.1: Zeitverhalten von CO₂, bodennaher Lufttemperatur (T_s) und Thermohaliner Zirkulation (NADW) im Klimamodell CLIMBER-2 bei den Experimenten 4S (schwarz), 4E1 (grün), 2S (gelb) und 2E1 (rot).

In Abb. 4.1 sind Zeitreihen der CO₂ Konzentration (CO₂), der bodennahen Lufttemperatur im globalen Mittel (T_s) und der Stärke des Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) für die Szenarien 4S, 4E1, 2S und 2E1 abgebildet. Dort ist deutlich zu erkennen, daß die Oberflächentemperaturen bei Vervielfachung des CO₂ in

den beiden betrachteten Szenarien nach ca. 280 Jahren beinahe gleich sind, während dies bei Verdoppelung des CO_2 schon nach ca. 140 Jahren der Fall ist. Die prognostizierte Temperaturänderung nach Erreichen eines stationären Zustandes fällt mit 6.08K für 4S und 4E1 bzw. 3.63K für 2S und 2E1 für die Stufenfunktions-szenarien und die Szenarien mit exponentiellem Anstieg identisch aus. Ähnlich ist dieser Sachverhalt beim Zeitverhalten der Thermohalinen Zirkulation. Auch dort ist schon wenige Jahre nach Stabilisierung der CO_2 Konzentration die Stärke der THC in beiden Experimenten gleich.

Es wird daher davon ausgegangen, daß die instantane Änderung der CO_2 Konzentration kein qualitativ anderes Verhalten erzeugt, als realistischere Szenarien mit exponentiellem Anstieg.

4.3 Konzeptionelles Modell der Temperaturentwicklung

4.3.1 Modellbeschreibung

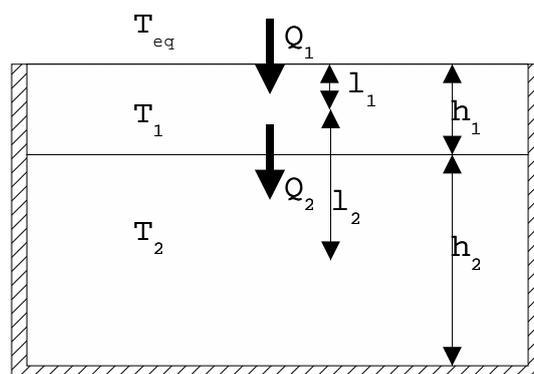


Abbildung 4.2: Konzeptionelles zwei-Schichten-Modell

Um die Vorgänge bei der Erwärmung durch den Treibhauseffekt zu erfassen, wird ein konzeptionelles thermodynamisches Modell betrachtet. Das Modell besteht

aus zwei Wasserschichten, die auf drei Seiten von der Umgebung isoliert sind. Nur an der Oberfläche findet ein Wärmeaustausch mit dem umgebenden Wärmebad statt. Die obere Schicht (1) mit Temperatur T_1 und vertikaler Ausdehnung h_1 repräsentiert dabei die oberflächennahe Schicht des Ozeans und die Atmosphäre, deren Temperaturen sich in einem Zustand des Fließgleichgewichtes befinden. Die untere Schicht (2) mit Temperatur T_2 und Ausdehnung h_2 repräsentiert den tieferen Ozean. Im Gleichgewichtszustand haben beide Schichten die Temperatur T_{eq} des Wärmebades, dessen Temperatur sich bei Zuführung von CO_2 instantan ändert. Zwischen der oberen Schicht und dem Wärmebad, sowie zwischen den beiden Schichten, treten die Wärmeflüsse Q_1 und Q_2 auf, wobei angenommen wird, daß sich die beiden Schichten nicht durchmischen.

Nach den Gesetzen der Thermodynamik gilt für die Temperaturänderungen der Schichten:

$$\rho c V_1 \frac{d}{dt} T_1 = Q_1 - Q_2$$

$$\rho c V_2 \frac{d}{dt} T_2 = Q_2$$

mit ρ Dichte, c spezifischer Wärmekapazität und V_i Volumen der Schicht i . Die Flüsse Q_1 und Q_2 können nach dem Wärmeleitungssatz (Gehrtsen et al. [7]) als

$$Q_1 = \frac{K_1 A}{l_1} (T_{eq} - T_1)$$

und

$$Q_2 = \frac{K_2 A}{l_2} (T_1 - T_2)$$

formuliert werden, wobei K_i die spezifische Wärmeleitfähigkeit ist, A die Fläche und l_i die Länge, über die die Wärme transportiert wird. Nach Einsetzen der Flüsse in die Temperaturgleichungen ergibt sich

$$\frac{d}{dt} T_1 = \frac{K_1 A}{\rho c V_1 l_1} (T_{eq} - T_1) - \frac{K_2 A}{\rho c V_1 l_2} (T_1 - T_2) \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{dt} T_2 = \frac{K_2 A}{\rho c V_2 l_2} (T_1 - T_2). \quad (4.3)$$

Das Gleichungssystem ist in dieser Form jedoch noch nicht anwendbar, da die

Wärmeleitfähigkeiten K_i nicht bekannt sind. Daher wird das System vereinfacht, indem die Zeitkonstanten $\delta_1 = \frac{K_1 A}{\rho c V_1 l_1}$, $\delta_2 = \frac{K_2 A}{\rho c V_1 l_2}$ und $\delta_3 = \frac{K_2 A}{\rho c V_2 l_2}$ eingeführt werden. Mit diesen wird das Gleichungssystem (4.2) und (4.3) zu

$$\frac{d}{dt}T_1 + (\delta_1 + \delta_2)T_1 - \delta_2 T_2 = \delta_1 T_{eq} \quad (4.4)$$

und

$$\frac{d}{dt}T_2 - \delta_3 T_1 + \delta_3 T_2 = 0. \quad (4.5)$$

4.3.2 Lösung des Differentialgleichungssystems

Die allgemeine Lösung eines Systems von Differentialgleichungen

$$\frac{d}{dt}x_i + \sum_k M_{ik} x_k = F_i \quad (4.6)$$

kann als Superposition von Eigenvektoren

$$x_i(t) = \sum_k c_k(t) X_{ik} \quad (4.7)$$

der Matrix M repräsentiert werden (Bronstein [1]). Hierbei ist X_{ik} die i -te Komponente des Eigenvektors X_k von M , der mit dem Eigenwert λ_k der Matrix M korrespondiert. Um die partikuläre Lösung des inhomogenen Differentialgleichungssystems zu erhalten, muß noch der Antrieb F_i in der Eigenvektorbasis ausgedrückt werden:

$$F_i = \sum_k r_k(t) X_{ik}. \quad (4.8)$$

Nun kann das Differentialgleichungssystem (4.6) in ein System entkoppelter Differentialgleichungen erster Ordnung transformiert werden:

$$\frac{d}{dt}c_k(t) + \lambda_k c_k(t) = r_k(t). \quad (4.9)$$

Im Fall des Differentialgleichungssystems (4.4) und (4.5) ergibt sich für M :

$$M = \begin{pmatrix} (\delta_1 + \delta_2) & -\delta_2 \\ -\delta_3 & \delta_3 \end{pmatrix}.$$

Der Antrieb ist

$$F = \begin{pmatrix} \delta_1 T_{eq} \\ 0 \end{pmatrix}$$

mit

$$T_{eq} = \begin{cases} T_0 (t < 0) \\ T_e (t > 0) \end{cases},$$

wobei T_0 die Temperatur des Anfangs- und T_e die Temperatur des Endzustandes ist. Die Lösung dieses Differentialgleichungssystems für die obere Wasserschicht ist

$$T_1(t) = T_e + (T_0 - T_e)(A_1 \exp(\lambda_1 t) + A_2 \exp(\lambda_2 t))$$

mit den Eigenwerten λ_1 und λ_2 , sowie den Koeffizienten A_1 und A_2 , die aus den Faktoren δ_i und den Randbedingungen bestimmt werden.

Um aus diesem Modellsystem eine Impulse-Response-Funktion für die bodennahe Lufttemperatur im globalen Mittel T_S zu erhalten, wird für T_S der Ansatz $T_S(t) = T_0 + R_T(t)$ gemacht, wobei T_0 die Anfangstemperatur und R_T die gesuchte Responsefunktion ist. Wenn man für die Temperatur T_S die Temperatur T_1 der oberen Schicht ansetzt, erhält man mit $\Delta T = T_e - T_0$ für die Responsefunktion R_T :

$$R_T(t) = \Delta T [1 - (A_1 \exp(\lambda_1 t) + A_2 \exp(\lambda_2 t))]. \quad (4.10)$$

Für langsamere Anstiegsraten als einen δ -Puls der CO_2 Emissionen kann der Temperaturverlauf über eine Faltung erhalten werden. Dies ergibt

$$T_S(t) = T_0 + \int_{-\infty}^t R_T(t-t') \frac{d}{dt} (T_{eq}(t')) dt'.$$

4.3.3 Bestimmung geeigneter Zeitkonstanten

Um Zeitkonstanten δ_i zu bestimmen, die eine gute Übereinstimmung mit Berechnungen mit CLIMBER-2 ergeben, wird ein „Least Squares Fit“ durchgeführt. Dabei wird der quadratische Abstand zwischen der Responsefunktion R_T und den Ergebnissen der Simulation des Stufenfunktionsszenarios mit CLIMBER-2 minimiert:

$$\min_{\delta_1, \delta_2, \delta_3} \sum_k G(k) \sum_i (T_{IRF}(i, k, \delta_1, \delta_2, \delta_3) - T_{CLIMBER}(i, k))^2. \quad (4.11)$$

Hierbei bedeutet T_{IRF} die aus der IRF R_T errechnete Temperatur, $T_{CLIMBER}$ die von CLIMBER-2 simulierte Temperatur, $G(k)$ eine Gewichtungsfunktion, mit der die einzelnen Szenarien gewichtet werden, k die Nummer des Szenarios und i die Datenpunkte der Zeitreihe. Die Gewichtung der einzelnen Szenarien erfolgt willkürlich unter dem Gesichtspunkt, daß das Hauptgewicht auf dem Szenario 2S liegen sollte, während die stärkeren Temperaturänderungen nicht so stark gewichtet werden.

| Szenario | Gewichtung | mittl. quadrat. Fehler [K] |
|----------|------------|----------------------------|
| 1.5S | 0.8 | 0.2134 |
| 2S | 1.0 | 0.1976 |
| 2.5S | 0.8 | 0.1310 |
| 3S | 0.6 | 0.0861 |
| 4S | 0.3 | 0.1219 |

Tabelle 4.2: Gewichtungen der einzelnen Szenarien und mittlerer quadratischer Fehler.

Der Abstand wird minimal für die Zeitkonstanten $\delta_1 = 1.099 \cdot 10^{-1} \text{a}^{-1}$, $\delta_2 = 3.075 \cdot 10^{-2} \text{a}^{-1}$ und $\delta_3 = 1.195 \cdot 10^{-2} \text{a}^{-1}$. Dies entspricht Zeitskalen $\tau_i = \frac{1}{\delta_i}$ von $\tau_1 = 9.1\text{a}$, $\tau_2 = 26.7\text{a}$ und $\tau_3 = 51.3\text{a}$. Die Gewichtungen und die mittleren quadratischen Fehler (Bronstein [1]) bei diesen Zeitkonstanten sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Die maximale quadratische Abweichung zwischen der mit CLIMBER-2 berechneten und der von der Responsefunktion vorhergesagten Temperatur ist 0.2134K.

Dieser Wert wird im Szenario 15S erreicht. Dagegen ist der minimale quadratische Fehler 0.0861K im Szenario 3S.

Aus den Zeitkonstanten $\delta_1 = 1.099 \cdot 10^{-1} \text{a}^{-1}$, $\delta_2 = 3.075 \cdot 10^{-2} \text{a}^{-1}$ und $\delta_3 = 1.195 \cdot 10^{-2} \text{a}^{-1}$ ergeben sich Eigenwerte der Matrix M von $\lambda_1 = -1.43 \cdot 10^{-1} \text{a}^{-1}$ und $\lambda_2 = -9.16 \cdot 10^{-3} \text{a}^{-1}$. Mit diesen Eigenwerten, der Anfangstemperatur T_0 sowie der Endtemperatur T_e ergeben sich die Koeffizienten $A_1 = 0.75$ und $A_2 = 0.25$ durch Variation der Konstanten (Bronstein [1]). Die Responsefunktion R_T wird damit zu:

$$R_T(t) = \Delta T \left[1 - \left(0.75 \exp(-1.43 \cdot 10^{-1} \text{a}^{-1} t) + 0.25 \exp(-9.16 \cdot 10^{-3} \text{a}^{-1} t) \right) \right] \quad (4.12)$$

Dies entspricht einer Zeitskala von ca. 7 Jahren für die ersten 75% der Temperaturänderung und einer Zeitskala von 109 Jahren für die letzten 25%.

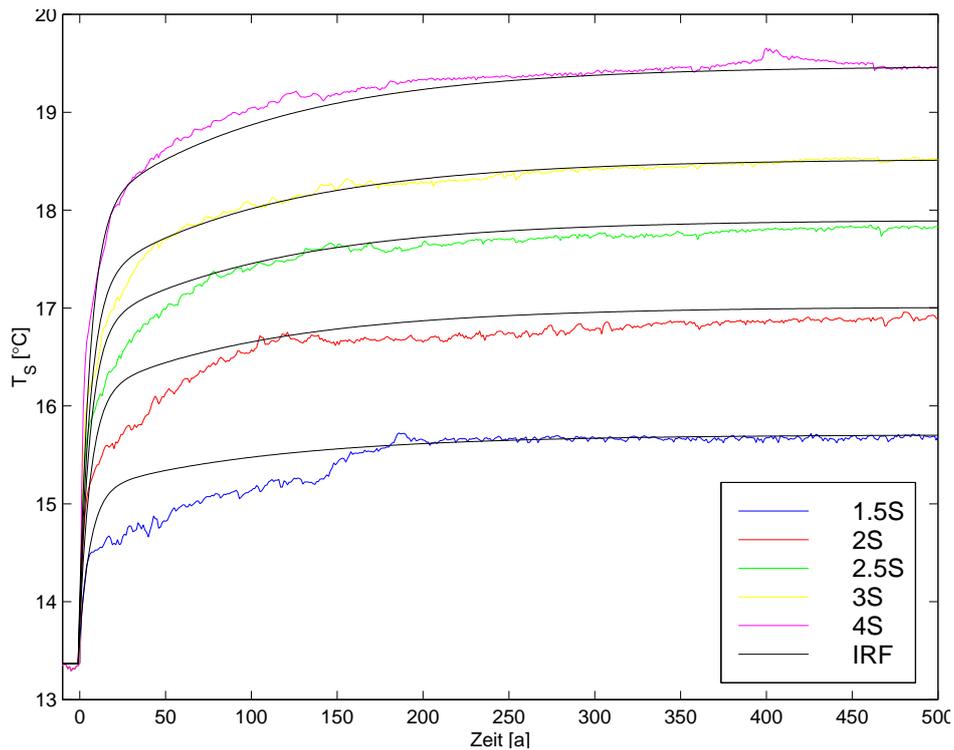


Abbildung 4.3: Temperaturentwicklung in CLIMBER-2 bei den CO_2 Stufenfunktionsszenarien 1.5S, 2S, 2.5S, 3S und 4S, sowie jeweils die zugehörige IRF.

In Abb. 4.3 sind die Ergebnisse der Szenarien 1.5S bis 4S abgebildet, sowie die jeweils dazugehörige Responsefunktion. In einem Bereich vom 1.5-fachen der vorindustriellen CO_2 Konzentration von 280ppm bis zum Vierfachen kann eine hinreichende Übereinstimmung erzielt werden. Allerdings ist die Übereinstimmung zwischen Responsefunktion und vom Klimamodell berechneter Temperatur bei größeren Temperaturänderungen deutlich besser als bei kleinen. So erreicht $T_{CLIMBER}$ im Szenario 1.5S erst nach ca. 150 Jahren T_{IRF} , und auch im Szenario 2S steigt $T_{CLIMBER}$ anfänglich deutlich langsamer an, als T_{IRF} , während die Abweichungen bei den Szenarien 3S und 4S sehr klein sind.

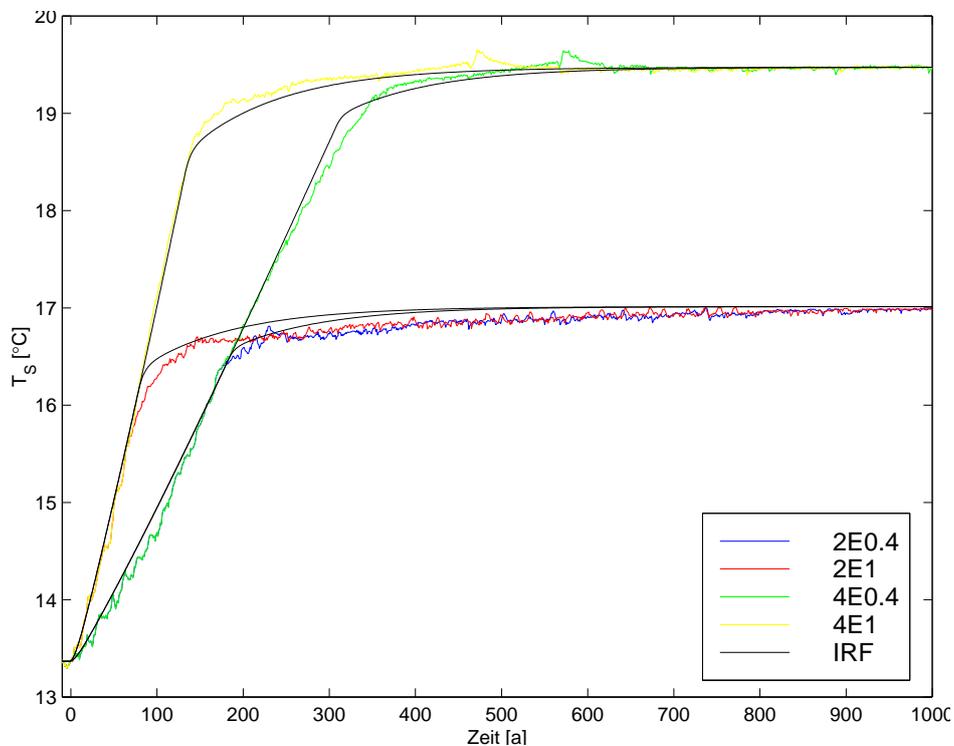


Abbildung 4.4: Temperaturentwicklung in CLIMBER-2 bei den CO_2 Szenarien 2E0.4, 2E1, 4E0.4 und 4E1, sowie jeweils die zugehörige IRF. Bei der Berechnung der IRF wurde der Anstieg von T_{eq} als linear angenommen.

Bei langsameren Änderungen der CO_2 Konzentration ist die Beschreibung durch die Responsefunktion noch besser, wie in Abb. 4.4 zu erkennen ist. Dort sind die Szenarien mit exponentiellem Anstieg der CO_2 Konzentration 2E0.4 bis 4E1 und die zugehörigen Responsefunktionen dargestellt. Für die Responsefunktion wur-

de in diesem Fall ein linearer Anstieg der Gleichgewichtstemperatur T_{eq} während des exponentiellen Anstiegs der CO_2 Konzentration angenommen. Da die CO_2 Konzentration logarithmisch (siehe auch. Gl. 2.1) in die Temperatur eingeht, ist eine lineare Temperaturänderung realistisch (Dickinson, Schaudt [5]). Die Übereinstimmung mit den Berechnungen von CLIMBER-2 ist gut, wobei die Responsefunktion während der Zeit, in der die CO_2 Konzentration noch ansteigt, die Temperatur bei geringeren Temperaturänderungen etwas über- und bei stärkeren Änderungen unterschätzt. Die mittleren quadratischen Fehler bei den Szenarien mit exponentiell ansteigender CO_2 Konzentration sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Der Fehler ist im Szenario 2E1 mit 0.1122 K am größten. Dieser Wert liegt jedoch niedriger als der größte Fehler bei den Stufenfunktionsszenarien.

| Szenario | mittl. quadrat. Fehler [K] |
|----------|----------------------------|
| 2E0.4 | 0.1061 |
| 2E1 | 0.1122 |
| 4E0.4 | 0.0885 |
| 4E1 | 0.0690 |

Tabelle 4.3: *Mittlerer quadratischer Fehler in den Szenarien mit exponentiell ansteigender CO_2 Konzentration.*

4.4 Responsefunktionen für weitere Größen

Im Zuge der Bearbeitung dieser Diplomarbeit wurden auch noch andere Größen daraufhin untersucht, inwieweit eine Impulse-Response-Funktion für sie gefunden werden kann. In Abb. 4.5 sind Salzgehalt (Abb. 4.5a) und Potentielle Dichte (Abb. 4.5b) in der Oberflächenschicht in der Tiefenwasserbildungszone bei 65°N im Atlantik aus den Simulationen mit den betrachteten Szenarien 1.5S bis 3S abgebildet. Darunter sind Stärke der Thermohalinen Zirkulation (Abb. 4.5c) und Volumentransport durch 50°N zwischen 1500m und 3000m Wassertiefe gezeigt.

Leider war es bei allen vier Größen nicht möglich, eine Impulse-Response-Funktion zu bestimmen. So ändert sich der Salzgehalt anfangs sprunghaft, erreicht danach ein lokales Minimum und kann dann, je nach betrachtetem Szenario, entweder

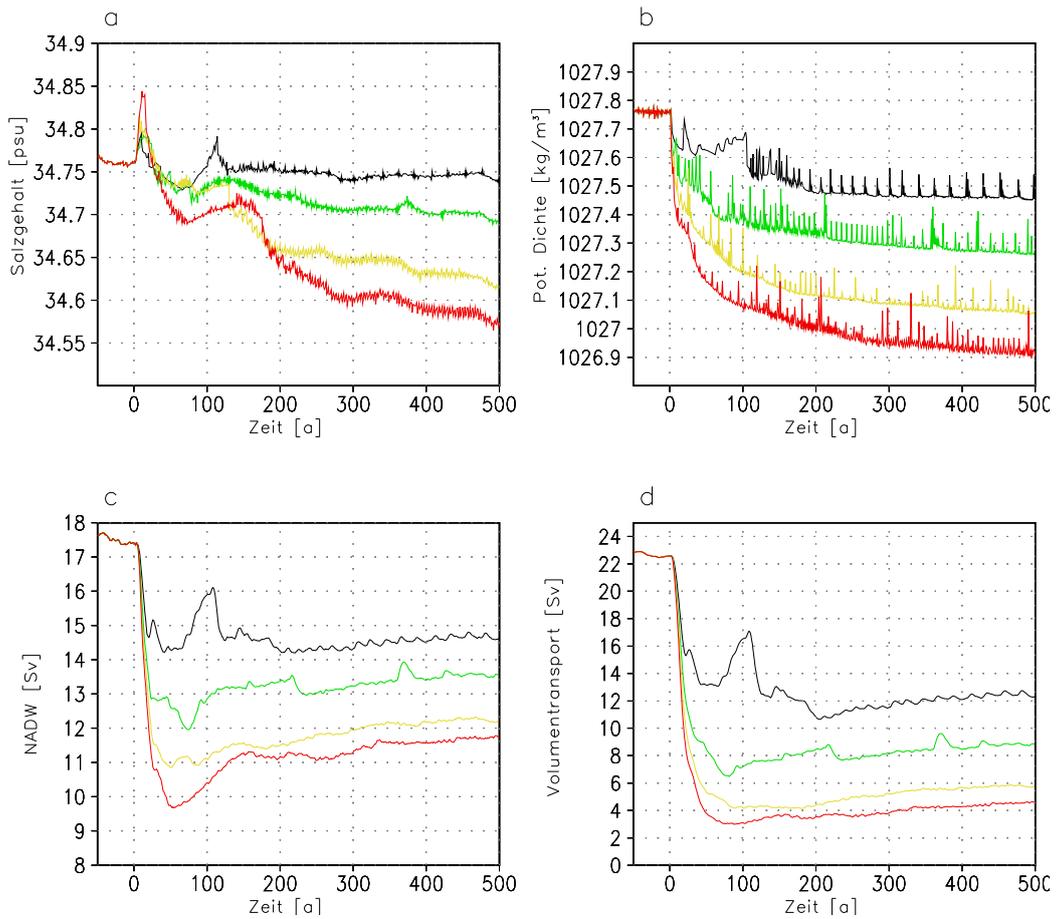


Abbildung 4.5: Zeitreihen von a) Salzgehalt und b) Pot. Dichte der Oberflächenschicht bei 65°N, c) Stärke der Thermohalinen Zirkulation und d) Volumentransport durch 50°N zwischen 1500m und 3000m Wassertiefe in den Experimenten 1.5S (schwarz), 2S (grün), 2.5S (gelb) und 3S (rot).

gleichbleiben, oder abnehmen. Offenbar ist bei den Szenarien mit größeren Temperaturänderungen der Süßwassereintrag in die Region so hoch, daß die Advektion von salzhaltigerem Wasser aus äquatorialen Breiten den Süßwassereintrag nicht mehr ausgleichen kann. Auch die Thermohaline Zirkulation entzog sich einer derartigen Analyse.

Dagegen kann die Potentielle Dichte in erster Näherung als proportional zur negativen Temperaturänderung angesetzt werden, aber die starken Schwankungen des Salzgehaltes machen auch hier eine genauere Bestimmung unmöglich. Auch den Volumentransport kann man für andere Berechnungen als proportional zur negativen Temperaturänderung ansetzen, aber die Fehler werden hier noch deutlich größer als bei der Dichte.

4.5 Diskussion

In diesem Kapitel wurde ein thermodynamisches zwei-Schichten-Modell entwickelt, das das Zeitverhalten der bodennahen Lufttemperatur bei der Zufuhr zusätzlicher Wärme in das Klimasystem beschreibt. Das konzeptionelle Modell besteht aus zwei Wasserschichten unterschiedlicher Stärke, die durch Wärme Flüsse untereinander gekoppelt sind. Das Modell ist in ein Wärmebad eingebettet, dessen Temperatur sich bei Zuführung von CO_2 erhöht, wobei nur an der Oberseite des Modells ein Wärmeaustausch mit dem Wärmebad möglich ist. Mit Hilfe dieses Modells konnte eine Reponsefunktion für die Antwort der mittleren Oberflächentemperatur auf einen der Atmosphäre zugeführten CO_2 Impuls bestimmt werden.

Das Modell beschreibt die Vorgänge im Klimasystem qualitativ durchaus richtig. Wärme wird zuerst von Atmosphäre und Oberflächenschicht des Ozeans aufgenommen, und erst von dort aus an die tieferliegenden Schichten des Ozeans abgegeben.

Gleichzeitig beschreibt die Responsefunktion R_T das zeitliche Verhalten der Temperaturantwort des Klimasystems auf einen Anstieg der CO_2 Konzentration im betrachteten Bereich von 280ppm bis 1120ppm Kohlendioxid hinreichend genau. Die Responsefunktion sagt einen exponentiellen Anstieg der Temperatur vor-

aus, der zu 75% auf einer Zeitskala von 7 Jahren stattfindet, während die letzten 25% auf einer Zeitskala von 109 Jahren ablaufen. Die Abweichungen zwischen den von CLIMBER-2 vorhergesagten Temperaturen und den Temperaturen, die die Responsefunktion vorhersagt, sind, über den gesamten berechneten Zeitraum betrachtet, klein. So liegt die mittlere quadratische Abweichung bei maximal 0.2134K. Bei noch größeren Temperaturänderungen als den maximal 6.08K, die hier betrachtet wurden, würden die Fehler wegen der Nichtlinearitäten des Klimasystems allerdings schnell anwachsen.

Jedoch kann das entwickelte konzeptionelle zwei-Schichten-Modell keinesfalls als hinreichende Erklärung der Vorgänge im Klimasystem gesehen werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Prozeß der Wärmeabgabe an den tieferen Ozean ein ganz anderer Prozeß ist, als die einfache Wärmeleitung, die in dem hier vorgestellten Modell angenommen wird. Im realen Ozean geschieht dies durch die Thermohaline Zirkulation, sowie durch diapyknische Durchmischung, die wiederum durch Wärmeabgabe bei Konvektionsereignissen, sowie durch das langsame Aufsteigen wärmeren Wassers ausgeglichen wird. Desweiteren ist die Annahme einer homogenen Temperaturverteilung im Gleichgewichtszustand natürlich unrealistisch.

Diese Ausführungen machen deutlich, daß man die Anwendbarkeit des Modells als Erklärung der realen Vorgänge im Erdsystem in Zweifel ziehen muß. Als konzeptionelles Modell, das nur das Zeitverhalten der Erwärmung erklären soll, ist es jedoch geeignet.

Kapitel 5

Interne Wellen in CLIMBER-2

5.1 Einleitung

Bei einer Erwärmung des Klimasystems durch den Treibhauseffekt erwärmt sich zuerst die Atmosphäre zusammen mit der oberflächennahen Schicht des Ozeans. Dies führt zu einer Abnahme der Dichte des Oberflächenwassers, die u.U. noch durch zusätzliche Süßwassertransporte verstärkt wird. In der Tiefenwasserbildungsregion hat die Abnahme der Dichte des Oberflächenwassers zur Folge, daß die Tiefenwasserbildungsrate abnimmt. Wie sich diese Reduktion der Tiefenwasserbildungsrate im Modellozean von CLIMBER-2 ausbreitet, soll in diesem Kapitel untersucht werden.

In einer Untersuchung mit idealisierten Modellen hat Kawase 1987 festgestellt, daß der „Deep Western Boundary Current“, der Tiefenstrom entlang der Ostküste des amerikanischen Kontinents, in dem das nordatlantische Tiefenwasser nach Süden fließt, durch eine Kelvin-Welle aufgebaut wird, die sich von der Region der Tiefenwasserbildung entlang der westlichen Begrenzung des Atlantikbeckens bewegt. Am Äquator kreuzt diese Welle als äquatoriale Kelvinwelle das Becken des Atlantiks und breitet sich entlang der Ostküste polwärts weiter aus. Hier bilden sich Rossby-Wellen, die sich in das Innere des Ozeans hinein ausbreiten (Kawase [19]).

Kawase hat dies mit Hilfe eines linearen zwei-Schichten-Modells festgestellt, an

dem er die erste barokline Mode der sich ausbreitenden Wellen untersucht hat. Die Ausbreitungszeit dieser Wellen in seinem Modell betrug ca. 200 Tage.

Spätere Untersuchungen unter Berücksichtigung weiterer Schichten und weiterer Moden stützen Kawases Überlegungen; allerdings verlängert sich in diesen Untersuchungen die Zeitskala der Ausbreitung auf mehrere Jahre. Desweiteren wurde festgestellt, daß der gleiche Ausbreitungsmechanismus auch bei periodischer Änderung der Tiefenwasserbildungsrate sowie bei einer Reduktion der Tiefenwasserbildung zum Tragen kommt (Capotondi [2]).

Es ist daher anzunehmen, daß sich auch Änderungen der Tiefenwasserbildungsrate, wie sie durch den anthropogenen Treibhauseffekt hervorgerufen werden, als Kelvinwelle nach Süden ausbreiten, und auf diesem Wege den meridionalen Dichtegradienten, der die Thermohaline Zirkulation antreibt, aufbauen.

Im Folgenden soll daher versucht werden, Kawases Ansatz auf das zweidimensionale, zonal gemittelte Ozeanmodell von CLIMBER-2 anzuwenden, und daran die Ausbreitung einer Änderung der Tiefenwasserbildung im Nordatlantik, wie sie von einer Erwärmung der Atmosphäre verursacht wird, zu untersuchen. Anschließend wird untersucht, wie sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen, die vom zwei-Schichten-Modell vorhergesagt werden, ändert, wenn von der künstlich vereinfachten Dichteschichtung des zwei-Schichten-Modells zu einer kontinuierlichen Dichteschichtung, wie sie im realen Ozean vorherrscht, übergegangen wird. Im darauf folgenden Abschnitt wird versucht, diese Wellen in CLIMBER-2 nachzuweisen. Das Ende des Kapitels bildet eine Darstellung der Wellenausbreitung in dreidimensionalen Systemen, die sich deutlich von der Wellenausbreitung im hier betrachteten zweidimensionalen Modellsystem unterscheidet.

5.2 Zwei-Schichten-Modell

5.2.1 Modellbeschreibung

Betrachtet wird ein lineares Modell des Ozeans mit zwei zonal gemittelten Wasserschichten konstanter Breite (siehe Abb. 5.1), die die Wasserschichten ober- und

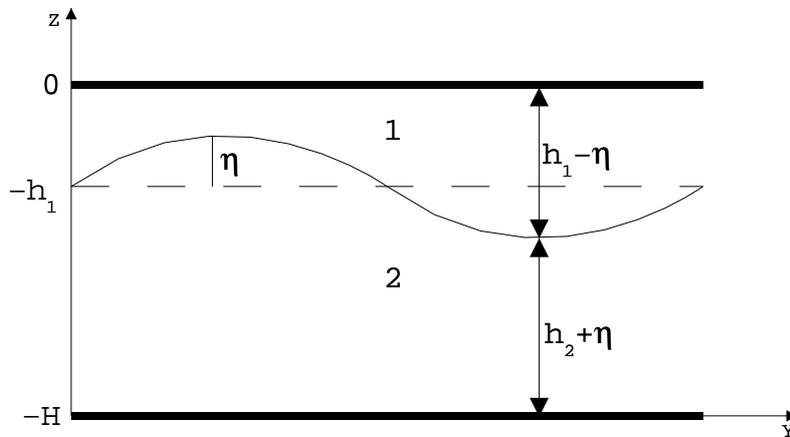


Abbildung 5.1: Aufbau des zwei-Schichten-Modells

unterhalb der Thermokline repräsentieren. An der Oberfläche wird die „Rigid-Lid“ Randbedingung angewandt, d.h. Auslenkungen der Wasseroberfläche werden nicht zugelassen. Außerdem wird die Boussinesq-Näherung benutzt. Beide Näherungen sind Bestandteil des Ozeanmodells von CLIMBER-2, weshalb sie auch hier verwendet werden.

Im Folgenden bezeichnet der Index 1 die obere, und der Index 2 die untere Schicht. Dabei bezeichnen h_1 und h_2 die Ausdehnungen der Wasserschichten in vertikaler Richtung. η bezeichnet die Auslenkung der Grenzschicht zwischen diesen Wasserschichten aus der Ruhelage bei $z = -h_1$. v_1 und v_2 sind die Geschwindigkeiten in den jeweiligen Wasserschichten, p_1 und p_2 die Drücke. Die Dichte ρ des Wassers wird als konstant in der jeweiligen Wasserschicht angenommen, so daß sich der Druck nur durch eine Änderung der Auslenkung η ändert.

Um das Gleichungssystem des Wellenmodells herzuleiten wird zuerst ein kleines Volumenelement betrachtet. Von diesem wird anschließend durch vertikale Integration auf eine Scheibe der oberen Wasserschicht geschlossen, woraus sich wiederum die Kontinuitätsgleichung für die obere Wasserschicht ergibt.

Es gilt die Kontinuitätsgleichung. Wir betrachten ein kleines Volumenelement $V_s = \delta x \delta y \delta z$. Für dieses ist die Kontinuitätsgleichung bei konstanter Dichte ρ :

$$\frac{1}{V_s} \frac{D}{Dt} V_s + \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$$

$$\Leftrightarrow \frac{1}{\delta x \delta y \delta z} \left(\frac{\partial}{\partial t} \delta x \delta y \delta z + u \frac{\partial}{\partial x} \delta x + v \frac{\partial}{\partial y} \delta y + w \frac{\partial}{\partial z} \delta z \right) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{v}.$$

Die zeitliche Änderung des Volumens V_s ist also abhängig von der Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes $\vec{v} = (u, v, w)$. Da es sich um ein zweidimensionales System handelt, können die Terme δx der dritten Dimension vernachlässigt werden:

$$\frac{1}{\delta y \delta z} \left(\frac{\partial}{\partial t} \delta z + v \frac{\partial}{\partial y} \delta y + w \frac{\partial}{\partial z} \delta z \right) = - \left(\frac{\partial}{\partial y} v + \frac{\partial}{\partial z} w \right).$$

Um nun von diesem Volumenelement auf die obere Wasserschicht schließen zu können, wird von der Wasseroberfläche zur Tiefe $-h_1 + \eta$ der Grenzschicht vertikal integriert:

$$\frac{1}{\delta y \delta z} \int_0^{-h_1 + \eta} \left(\frac{\partial}{\partial t} \delta y \delta z + v \frac{\partial}{\partial y} \delta y + w \frac{\partial}{\partial z} \delta z \right) dz = - \int_0^{-h_1 + \eta} \left(\frac{\partial}{\partial y} v + \frac{\partial}{\partial z} w \right) dz.$$

δy kann hier als konstant angenommen werden, da sich das Volumen der betrachteten Flüssigkeitsschicht nur durch eine Änderung der Grenzschichtauslenkung η ändern kann. So wird die Gleichung unter der Annahme, daß die Horizontalgeschwindigkeit $v = v_1$ nicht von z abhängig ist, zu

$$\frac{\partial}{\partial t} (-h_1 + \eta) = - \frac{\partial}{\partial y} ((-h_1 + \eta) v_1) - \left(w|_{z=-h_1 + \eta} - w|_{z=0} \right).$$

Da die mittlere Höhe h_1 der Grenzschicht konstant ist, gilt $\frac{\partial}{\partial t} h_1 = \frac{\partial}{\partial y} h_1 = 0$. Wegen der Rigid-Lid-Näherung verschwindet die Vertikalgeschwindigkeit w an der Wasseroberfläche, es gilt $w|_{z=0} = 0$. Da adiabatischer vertikaler Austausch durch Isopyknen (Flächen gleicher Dichte) sehr gering ist, kann weiter $w|_{z=-h_1 + \eta} = 0$ für die Vertikalgeschwindigkeit w durch die Grenzschicht zwischen den Wasserschichten angenommen werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} \eta = - \left(v_1 \frac{\partial}{\partial y} (-h_1 + \eta) + (-h_1 + \eta) \frac{\partial}{\partial y} v_1 \right)$$

Dies ist die vertikal integrierte Kontinuitätsgleichung für die obere Wasserschicht. Die Kontinuitätsgleichung für die untere Wasserschicht wird analog hergeleitet.

Somit sind die Kontinuitätsgleichungen der beiden Wasserschichten:

$$\frac{\partial}{\partial t}\eta = h_1 \frac{\partial}{\partial y} v_1 - \eta \frac{\partial}{\partial y} v_1 - v_1 \frac{\partial}{\partial y} \eta \quad (5.1)$$

und

$$\frac{\partial}{\partial t}\eta = -h_2 \frac{\partial}{\partial y} v_2 - \eta \frac{\partial}{\partial y} v_2 - v_2 \frac{\partial}{\partial y} \eta. \quad (5.2)$$

Eine Abschätzung der Größenordnungen dieser Terme ergibt $\frac{\partial}{\partial t}\eta = \frac{O(\eta)}{O(t)}$, $h_1 \frac{\partial}{\partial y} v_1 = \frac{O(h_1)O(v_1)}{O(y)}$, $\eta \frac{\partial}{\partial y} v_1 = \frac{O(\eta)O(v_1)}{O(y)}$ und $v_1 \frac{\partial}{\partial y} \eta = \frac{O(\eta)O(v_1)}{O(y)}$. Mit der Näherung $h_1 \gg \eta$, die im Folgenden angenommen wird, können die Terme der Größenordnung $\frac{O(\eta)O(v_1)}{O(y)}$ vernachlässigt werden, so daß die Kontinuitätsgleichung linearisiert werden kann. Die linearisierten Kontinuitätsgleichungen für die beiden Wasserschichten werden damit zu:

$$\frac{\partial}{\partial t}\eta - h_1 \frac{\partial}{\partial y} v_1 = 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\eta + h_2 \frac{\partial}{\partial y} v_2 = 0. \quad (5.4)$$

Die zeitliche Änderung der Grenzschichtauslenkung ist also proportional zur Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes. Im Modell CLIMBER-2 gilt für die Geschwindigkeiten die Gleichung (3.11), so daß sich für die Beschleunigung im zwei-Schichten-Modell

$$\frac{\partial}{\partial t} v_1 = -\alpha \gamma \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial}{\partial y} p_1 - \gamma v_1 \quad (5.5)$$

und

$$\frac{\partial}{\partial t} v_2 = -\alpha \gamma \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial}{\partial y} p_2 - \gamma v_2 \quad (5.6)$$

ergibt. Hierbei wurde der Faktor $\frac{A_0}{\Delta\lambda}$ aus Gleichung (3.11) durch $\alpha = \frac{A_0}{\Delta\lambda}$ substituiert. Außerdem wurde die Dämpfung $\frac{1}{\tau}$ durch $\gamma = \frac{1}{\tau}$ ersetzt. Die Drücke bestimmen sich aus der hydrostatischen Relation $\frac{dp}{dz} = -g\rho$:

$$p_1 = -g\rho_1 z \quad (5.7)$$

$$p_2 = -g\rho_1 (-(h_1 - \eta)) - g\rho_2 (z + (h_1 - \eta)). \quad (5.8)$$

Bei Einführung einer reduzierten Gravitation $g' = g \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_*}$ mit ρ_* -Referenzdichte wird aus Gleichung (5.8):

$$p_2 = \rho_* g' (\eta - h_1) - g \rho_2 z. \quad (5.9)$$

Somit kann (5.6) auch durch die Auslenkung η der Grenzschicht ausgedrückt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} v_2 = -\alpha \gamma g' \frac{\partial}{\partial y} \eta - \gamma v_2. \quad (5.10)$$

Aus dieser Gleichung, sowie der linearisierten Kontinuitätsgleichung (5.4) der unteren Schicht wird später das zwei-Schichten-Modell numerisch implementiert.

Nach Differentiation von (5.4) nach der Zeit kann mit Hilfe von (5.10) eine Bewegungsgleichung für die Auslenkung η der Grenzschicht aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \eta + h_2 \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial}{\partial t} v_2 &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \eta - h_2 \gamma \left(\alpha g' \frac{\partial^2}{\partial y^2} \eta + \frac{\partial}{\partial y} v_2 \right) &= 0. \end{aligned} \quad (5.11)$$

In einem am Nordende geschlossenen Ozeanbecken mit zwei Wasserschichten und „Rigid-Lid“ Näherung kann wegen der Kontinuität nur die erste barokline Mode einer Welle entstehen, und die barotrope Bewegung muß verschwinden. Daher muß

$$h_1 v_1 + h_2 v_2 = 0 \quad (5.12)$$

gelten. Mit (5.12) sowie (5.3) kann die Bewegung alleine durch die Auslenkung η der Grenzschicht beschrieben werden:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \eta - h_2 \gamma \alpha g' \frac{\partial^2}{\partial y^2} \eta + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \eta = 0. \quad (5.13)$$

Dies ist eine Wellengleichung für eine gedämpfte Transversalwelle.

5.2.2 Lösung der Wellengleichung und stationärer Zustand

Nun soll die Wellengleichung (5.13) gelöst werden. Wenn der Dämpfungsterm vernachlässigt wird, ist dies die Gleichung einer ungedämpften Welle mit einer Phasengeschwindigkeit $c = \sqrt{h_2 \gamma \alpha g'}$. Für das gedämpfte System ergibt sich mit dem üblichen Exponentialfunktionsansatz $\eta = \eta_o \exp(i(kx - \omega t))$ als Lösung von Gleichung (5.13):

$$-\omega^2 + k^2 c^2 - i\omega\gamma = 0.$$

Die Dispersionsrelation lautet somit

$$\omega_{1,2} = -\frac{i\gamma}{2} \pm \sqrt{-\frac{\gamma^2}{4} + k^2 c^2}, \quad (5.14)$$

und für die Gruppengeschwindigkeit folgt

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \pm \left(-\frac{\gamma^2}{4} + k^2 c^2 \right)^{-\frac{1}{2}} kc^2. \quad (5.15)$$

Für die Wellenzahl k müssen drei Fälle unterschieden werden:

1. $k < \frac{\gamma}{2c}$. In diesem Fall wird die Wurzel in (5.15) und (5.14) imaginär, d.h. es entsteht keine Welle, sondern die Frequenz ω ist rein imaginär und die Störung wird in sehr kurzer Zeit herausgedämpft. Für die Zeitskala gilt dabei $\tau < \frac{2}{\gamma} = 8.3a$.
2. $k \geq \frac{\gamma}{2c}$ mit $O(k) = O\left(\frac{\gamma}{2c}\right)$. In diesem Fall ist die Dispersion der Welle relevant und $v_g \rightarrow \infty$ für $k \rightarrow \frac{\gamma}{2c}$, während $Re(\omega) \rightarrow 0$ geht. Dabei bleibt der Imaginärteil $Im(\omega) = -\frac{i\gamma}{2}$ konstant. Auch diese Wellen werden also auf einer Zeitskala $\tau = \frac{2}{\gamma} = 8.3a$ herausgedämpft.
3. $k \gg \frac{\gamma}{2c}$. In diesem Fall kann der Term $-\frac{\gamma^2}{4}$ in (5.15) vernachlässigt werden, und es gilt $v_g = c$. Die Gruppengeschwindigkeit ist unabhängig von der Wellenzahl.

Der Faktor γ hat also zwei Auswirkungen auf die entstehenden Wellen. Einerseits wirkt er als Filter, der nur Wellen entstehen läßt, für deren Wellenzahl k bei den in Tabelle 5.1 angegebenen Parameterwerten $k \gg \frac{\gamma}{2c} = 1.15 \cdot 10^{-7} \text{m}^{-1}$ gilt. Dies entspricht einer maximalen Wellenlänge $\lambda = \frac{2\pi}{k} = 5.46 \cdot 10^7 \text{m}$. Diese Wellenlänge ist größer als der Erdumfang, so daß Wellen dieser Wellenlänge nicht entstehen. Andererseits geht der Faktor γ direkt in die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_g = c$ der Wellen ein.

Für das linearisierte Gleichungssystem läßt sich eine analytische Lösung für den stationären Zustand bestimmen. Im stationären Zustand gilt $\frac{\partial}{\partial t}\eta = 0$ sowie $\frac{\partial}{\partial t}v_2 = 0$. Damit folgt aus (5.4):

$$\begin{aligned} 0 + h_2 \frac{\partial}{\partial y} v_2 &= 0 \\ \Leftrightarrow v_2 &= v_{20} = \textit{konstant}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Wenn man dies in (5.6) einsetzt, erhält man

$$\begin{aligned} 0 &= -\alpha\gamma g' \frac{\partial}{\partial y} \eta - \gamma v_{20} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial y} \eta &= -\frac{1}{\alpha g'} v_{20} \\ \Leftrightarrow \int_{y_0}^y \frac{\partial}{\partial y} \eta dy &= -\frac{1}{\alpha g'} v_{20} \int_{y_0}^y dy \\ \Leftrightarrow \eta(y) &= -\frac{1}{\alpha g'} v_{20} (y - y_0) + \eta_0 \end{aligned} \quad (5.17)$$

mit $\eta_0 = \eta(y_0)$. Die Auslenkung η der Grenzschicht ist also linear von y abhängig und fällt vom Anfangspunkt aus gesehen mit der Steigung $-\frac{1}{\alpha g'} v_{20}$ linear ab, während die Geschwindigkeit $v_2 = v_{20}$ konstant ist. Unter den Bedingungen, die für die numerische Implementation angenommen wurden (siehe unten), und einem Volumentransport von 22Sv , d.h. einer Geschwindigkeit $v_{20} = 3.33 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$, entspricht dies einem Höhenunterschied der Grenzschicht von 229.4m zwischen Nord- und Südennde des Ozeanbeckens. Genau genommen verletzt dieser Höhenunterschied die Linearisierungsbedingung $\eta \ll h_1$ bzw. $\eta \ll h_2$, da h_1 und h_2 in der Größenordnung von 1000m sind, womit der Unterschied weniger als eine

Größenordnung beträgt.

5.2.3 Implementation des Modells

Analytische Lösungen konnten nur für stationäre Zustände des Systems gefunden werden. Bei der Erwärmung des Erdklimas durch den Treibhauseffekt ist aber vor allem das transiente Verhalten des Wellensystems bei einer Änderung des Volumentransports interessant. Daher wird im Folgenden das Modell in Fortran implementiert und daran das transiente Verhalten numerisch untersucht. Vom Modell werden zwei Versionen erstellt, wobei die erste Version die linearisierte Kontinuitätsgleichung enthält, während die Linearisierung in der zweiten Version nicht durchgeführt wird.

Das Modell besteht aus der Kontinuitätsgleichung (5.4) und der Bewegungsgleichung (5.6) für die untere Wasserschicht. Da die obere Wasserschicht nicht in die Wellengleichung (5.13) eingeht und auch für Kontinuitäts- und Bewegungsgleichung nicht relevant ist, wird nur die untere Wasserschicht berücksichtigt.

Die Gradienten werden als finite Differenzen ausgedrückt, wobei die Berechnungen auf einem versetzten Gitter stattfinden, d.h. die Gitterpunkte, an denen die Geschwindigkeiten v_2 berechnet werden, liegen jeweils zwischen den Gitterpunkten, an denen die Auslenkungen η der Grenzschicht berechnet werden. Als Integrationsverfahren kommt ein Algorithmus nach Euler zum Einsatz.

Angenommen wird ein Ozeanbecken mit idealisierter rechteckiger Geometrie. In zentraler Richtung hat dieses Becken eine Breite von 60° . In meridionaler Richtung erstreckt sich das Becken von 60°N bis 30°S . Die Länge des Beckens ist somit ca. $1.0 \cdot 10^7\text{m}$. Die zeitliche Auflösung ist $0.01\text{Tage}=864\text{s}$, während die räumliche Auflösung $0.2^\circ \approx 2.2 \cdot 10^4\text{m}$ beträgt.

Die Breite des Beckens von 60° bedeutet für den Parameter α in der Gleichung (5.6) der Geschwindigkeiten den Wert $\alpha = 7.64 \cdot 10^3\text{s}$. Dieser und weitere Modellparameter für die numerische Implementation sind in Tabelle (5.1) zusammengefaßt. Diese Parameterwerte ergeben eine Phasengeschwindigkeit $c = \sqrt{h_2 \gamma \alpha g'} = 3.35 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$, d.h. eine Welle benötigt 9.6 Jahre um das Ozeanbecken zu durchlaufen .

| Bezeichnung | Symbol | Wert |
|--------------------------|--------------|---|
| | α | $7.64 \cdot 10^3 \text{s}$ |
| Dichtedifferenz | $\Delta\rho$ | $2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ |
| Referenzdichte | ρ^* | $1030 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ |
| reduzierte Gravitation | g' | $1.9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ |
| Dämpfungsparameter | γ | $7.716 \cdot 10^{-9} \text{s}^{-1}$ |
| Ausdehnung der Schicht 2 | h_2 | 1000m |

Tabelle 5.1: *Modellparameter der numerischen Implementation.*

Angetrieben wird das Modell durch das Einströmen von Wasser in die untere Schicht des Modells. Dies erfolgt am nördlichen Ende des Beckens. Als Randbedingung am Nordende des Modellozeanbeckens wird somit die Geschwindigkeit festgelegt, während die Grenzschichtauslenkung frei bleibt. Am Südende des Beckens hat das Modell offene Randbedingungen. Um diese zu implementieren wird das Ozeanbecken verlängert, und außerhalb des betrachteten Modellgebiets werden die herauslaufenden Wellen langsam gedämpft.

Es ist zwar nicht zu erwarten, daß die Linearisierung der Kontinuitätsgleichung die Wellenausbreitung signifikant verändert, aber um den Einfluß der Nichtlinearitäten in der Kontinuitätsgleichung abzuschätzen, wird eine zweite Version des Modells implementiert, in der die linearisierte Kontinuitätsgleichung (5.4) durch die Kontinuitätsgleichung (5.2)

$$\frac{\partial}{\partial t} \eta + h_2 \frac{\partial}{\partial y} v_2 + \eta \frac{\partial}{\partial y} v_2 + v_2 \frac{\partial}{\partial y} \eta = 0, \quad (5.18)$$

die nicht linearisiert ist, ersetzt wird. Diese Modellversion enthält also die Annahme $\eta \ll h_1$ bzw. $\eta \ll h_2$ weder explizit noch implizit. Die restlichen Modellparameter, sowie der Antrieb des Modells, werden nicht verändert.

5.2.4 Aufbau der Zirkulation und stationärer Zustand

In einem ersten Experiment soll das Verhalten des Modells beim Aufbau des Strömungs- und Druckfeldes untersucht werden. Von einem Anfangszustand mit $\eta = 0$ und $v_2 = 0$ ausgehend wird zum Zeitpunkt $t=0$ ein Volumentransport von

22Sv in die untere Schicht des Modells eingeleitet. Dieser Wert entspricht dem Volumentransport durch 50°N zwischen 1500m und 3000m Wassertiefe in CLIMBER-2 (siehe auch Abb. 4.5d und Abb. 5.7).

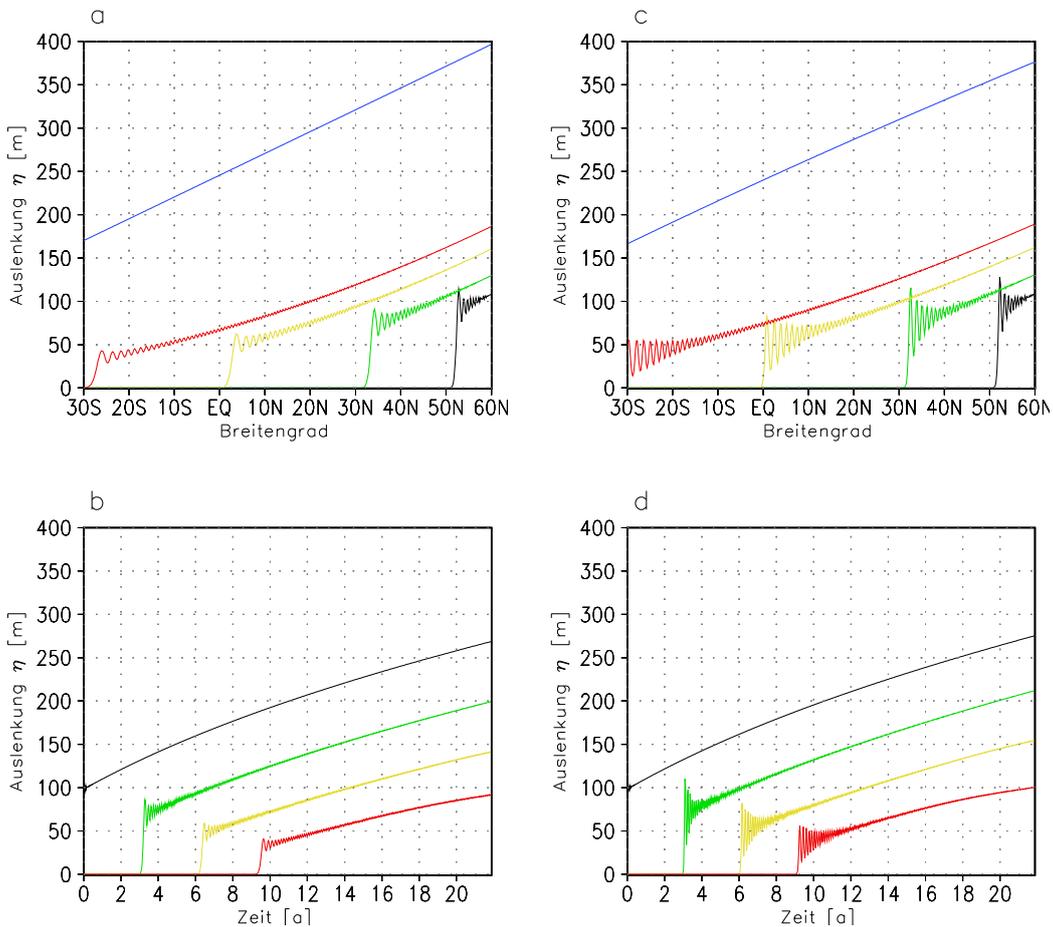


Abbildung 5.2: Aufbau des Druckfeldes beim Start der THC. Links linearisiertes Modell, rechts Modell mit Nichtlinearität. Oben: Auslenkung der Grenzschicht in Abhängigkeit vom Breitengrad zu den Zeitpunkten $t=320$ Tage (schwarz), $t=2.9$ Jahre (grün), $t=6.1$ Jahre (gelb), $t=9.3$ Jahre (rot) und $t=120$ Jahre (blau). Unten: Zeitreihen der Auslenkung η an den Breitengraden 60°N (schwarz), 30°N (grün), 0° (gelb) und 30°S (rot).

Für das linearisierte Modell ist die Auslenkung η der Grenzschicht in Abb. 5.2a in Abhängigkeit vom Breitengrad zu den Zeitpunkten $t=320$ Tage, $t=2.9$ Jahre, $t=6.1$ Jahre, $t=9.3$ Jahre und $t=120$ Jahre abgebildet, sowie in Abb. 5.2b als Zeitreihe an den Breitengraden 60°N , 30°N , 0° und 30°S . Während zum Zeitpunkt $t=0$ überall

$\eta = 0$ gilt, hat die Wellenfront zum Zeitpunkt $t=430$ Tage 50°N erreicht. Sie breitet sich mit der Gruppengeschwindigkeit $v_g = c$ weiter nach Süden aus, und erreicht nach 6.6 Jahren den Äquator. Nach 9.8 Jahren gelangt die Wellenfront an das südliche Ende des Beckens.

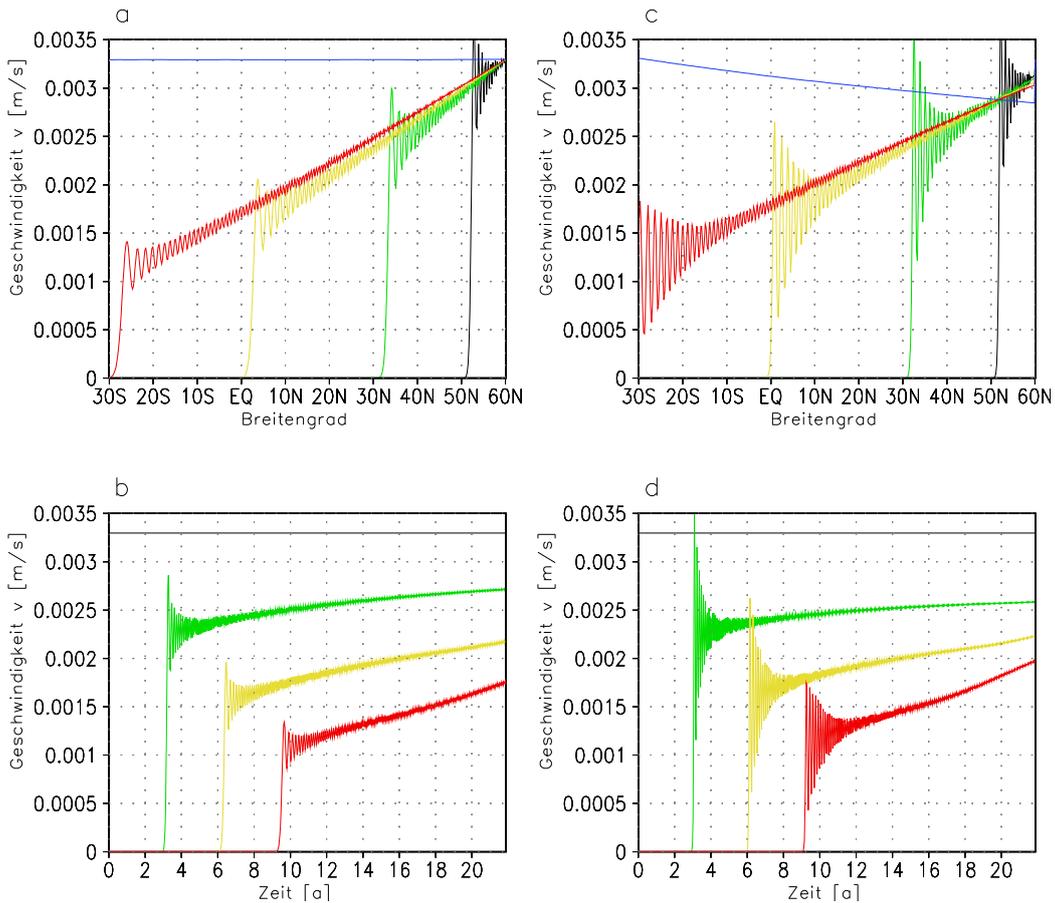


Abbildung 5.3: Aufbau des Geschwindigkeitsfeldes. Links linearisiertes Modell, rechts Modell mit Nichtlinearität. Oben: Geschwindigkeitsfeld in Abhängigkeit der Breite zu den Zeitpunkten $t=320$ Tage (schwarz), $t=2.9$ Jahre (grün), $t=6.1$ Jahre (gelb), $t=9.3$ Jahre (rot) und $t=274$ Jahre (blau). Unten: Zeitreihen der Geschwindigkeit an den Breitengraden 60.5°N , 30.5°N , 0.5°N und 30.5°S .

Aufgrund der Bedingung der Volumenkontinuität erhöht sich danach die Amplitude der Auslenkung stetig, bis nach rund 230 Jahren das Feld stationär wird, wobei eine Änderungsrate $\frac{d\eta}{dt} < 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{a}}$ als stationär angesehen wird. Sehr ähnlich erfolgt der in Abb. 5.3 a und b gezeigte Aufbau des Geschwindigkeitsfeldes.

Die Welle breitet sich mit der Geschwindigkeit c aus und erreicht nach 9.6 Jahren das südliche Ende des Beckens. Danach dauert es weitere 210 Jahre, bis das Feld stationär ist.

Aus der Ausbreitungszeit von 9.8 Jahren, bis die Welle das Südenende des Beckens erreicht hat, und der Länge des Ozeanbeckens von ca. $1 \cdot 10^7 \text{m}$ ergibt sich eine Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_g \approx 3.28 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt also sehr nahe an dem analytisch ermittelten Wert von $v_g = 3.35 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Im nichtlinearen Modell unterscheidet sich die Wellenausbreitung kaum vom linearisierten Modell. Die Auslenkung η der Grenzschicht ist in Abb. 5.2c in Abhängigkeit vom Breitengrad zu den gleichen Zeitpunkten abgebildet, und in Abb. 5.2d als Zeitreihe an den Breitengraden 60°N , 30°N , 0° und 30°S . Die Wellenfront breitet sich mit der Gruppengeschwindigkeit $v_g \approx 3.41 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ nach Süden aus und ist damit etwas schneller, als die Welle im linearisierten Modell. Sie erreicht nach ca. 9.4 Jahren das südliche Ende des Beckens.

Wieder erhöht sich die Amplitude der Auslenkung nach dem Durchlaufen der Welle stetig, bis zum Zeitpunkt $t=210\text{a}$ das Feld stationär wird. Auch der Aufbau des Geschwindigkeitsfeldes unterscheidet sich kaum vom linearisierten Modell. Wie in Abb. 5.3c und d deutlich zu erkennen ist, breitet sich die Welle mit v_g aus und erreicht nach 9.3 Jahren das südliche Ende des Beckens. Danach dauert es weitere 200 Jahre, bis das Feld stationär ist. Im nichtlinearen Modell breitet sich die Welle somit etwas schneller aus, als im linearisierten Modell, aber der Unterschied ist mit $2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ denkbar klein.

Auch im stationären Zustand, der am Ende der Integrationszeit von 274 Jahren erreicht ist, unterscheiden sich beide Modellversionen kaum. Am auffälligsten ist die Tatsache, daß das Geschwindigkeitsfeld im linearisierten Modell konstant bei $v_2 = 3.33 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ist, während die Geschwindigkeit im nichtlinearen Modell von $2.77 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ im Norden auf $3.2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ im Süden zunimmt. Der Grund hierfür ist die Volumenkontinuität, die im linearisierten Modell nicht vollständig eingehalten wird. So nimmt der Volumentransport im linearisierten Modell nach Süden hin ab, während er im nichtlinearen Modell konstant ist.

Die Grenzschichtauslenkung im stationären Zustand ist in beiden Modellversionen sehr ähnlich. Im linearisierten Modell beträgt die Grenzschichtauslenkung

am Nordende 472.6m und am Südenende 248.3m, der Höhenunterschied ist also 224.3m. Im nichtlinearen Modell ist die Änderung der Grenzschichtauslenkung etwas weniger ausgeprägt. So beträgt sie am Nordende 475.0m, während sie am Südenende 272.8m beträgt - ein Unterschied von 202.2m.

5.2.5 Auswirkungen des Treibhauseffektes auf die Zirkulation

Durch den anthropogenen Treibhauseffekt werden die oberen Wasserschichten des Ozeans erwärmt. Hierdurch wird die Dichte des Wassers der Oberflächenschichten reduziert und die Tiefenwasserbildungsrate nimmt ab.

Zur Simulation der Auswirkungen des anthropogenen Treibhauseffektes werden zwei Experimente durchgeführt. Der Ausgangszustand der Experimente ist der stationäre Zustand, den das Modell nach dem Aufbau der Zirkulation, der im letzten Abschnitt beschrieben wurde, erreicht hat. Um die Auswirkung des Treibhauseffektes zu simulieren, wird der Volumentransport in die untere Schicht des Beckens von 22Sv um die Hälfte auf 11Sv reduziert (siehe Abb. 4.5 und 5.7 für den Volumentransport in CLIMBER-2). Dies erfolgt im ersten Experiment instantan, und im zweiten Experiment proportional zur Impulse-Response-Funktion, die im letzten Kapitel für das Zeitverhalten der bodennahen Lufttemperatur gefunden wurde. Diese Impulse-Response-Funktion ist zwar eigentlich nicht auf den Volumentransport anwendbar, aber sie wird hier als erste Näherung benutzt, da für den Volumentransport keine entsprechende Funktion gefunden werden konnte, und da zumindest die Zeitskalen der Änderung des Volumentransportes ähnlich den Zeitskalen der IRF sind.

5.2.5.1 instantane Änderung

In einem ersten Experiment wird die Geschwindigkeit v_2 des bei 60°N einströmenden Wassers instantan auf 50% des Ursprungswertes reduziert, um die Reaktion des Systems auf eine derartige Störung zu ermitteln, ohne das Zeitverhalten der Störung selbst berücksichtigen zu müssen.

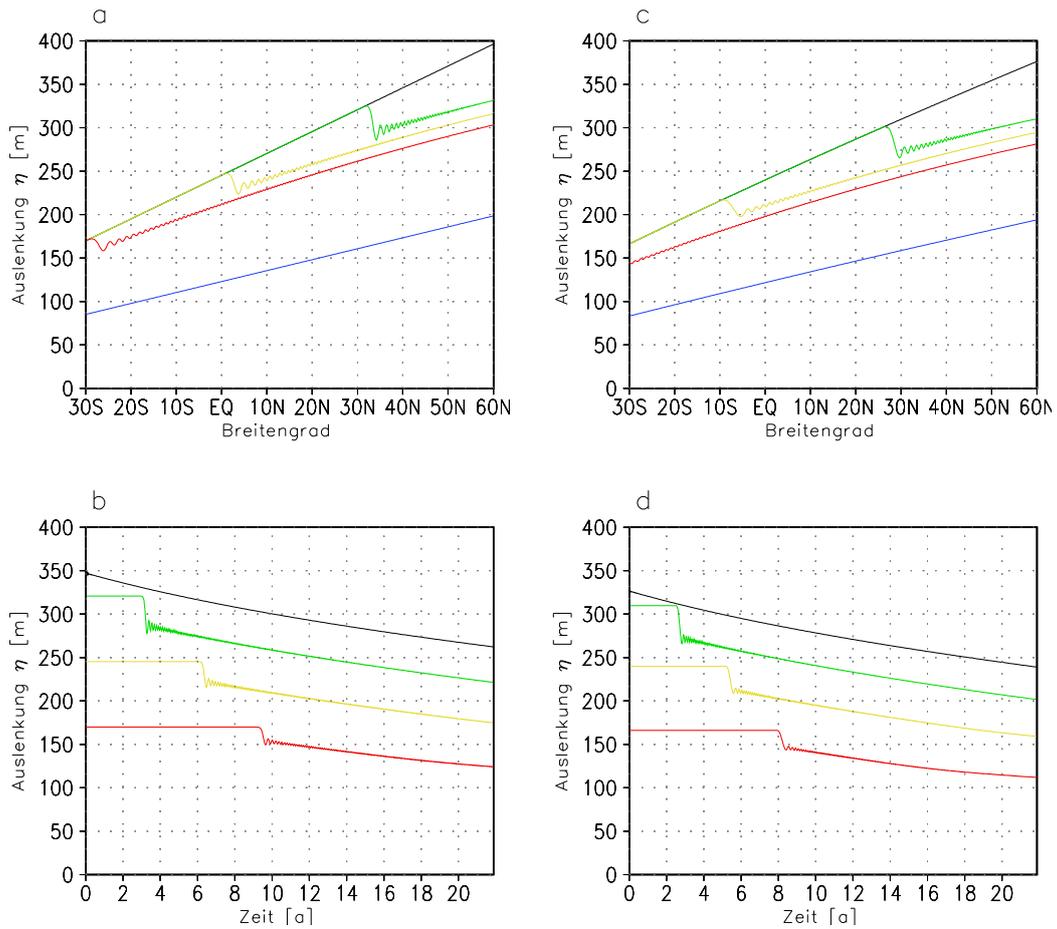


Abbildung 5.4: Grenzschichtauslenkung η bei instantaner Änderung von v_2 . Links linearisiertes Modell, rechts Modell mit Nichtlinearität. Oben: In Abhängigkeit vom Breitengrad zu den Zeiten: $t=0$ (schwarz), $t=2.9a$ (grün), $t=6.1a$ (gelb), $t=9.3a$ (rot) und $t=274a$ (blau). Unten: Zeitreihen der Auslenkung η bei den Breitengraden $60^\circ N$ (schwarz), $30^\circ N$ (grün), 0° (gelb) und $30^\circ S$ (rot).

In Abb. 5.4a ist die Entwicklung der Auslenkung η im linearisierten Modell in Abhängigkeit vom Breitengrad zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt, während in Abb. 5.4b Zeitreihen an verschiedenen Breitengraden abgebildet sind. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich die Störung mit Gruppengeschwindigkeit v_g vom Nordende her nach Süden ausbreitet. Dabei nimmt die Amplitude der Störung proportional der Auslenkung $\eta(y)$ im stationären Zustand aus Gleichung (5.17) nach Süden hin ab. Nach ca. 9.8 Jahren erreicht die Welle das Südende des Beckens. Nach dem Durchlaufen der Welle treten anfänglich Oszillationen auf, die jedoch rasch abklingen. Wieder ändert sich das Feld nach dem Durchlaufen der Welle stetig, bis die Bedingung der Volumenkontinuität erfüllt ist, und das Feld nach etwa 230 Jahren stationär wird.

Ergebnisse der nichtlinearen Modellversion sind in Abb. 5.4 rechts dargestellt. In Teil c ist die Entwicklung der Auslenkung η im nichtlinearen Modell in Abhängigkeit vom Breitengrad dargestellt, während in Teil d der Abbildung Zeitreihen an verschiedenen Breitengraden abgebildet sind. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich die Störung genau wie im linearisierten Modell vom Nordende her nach Süden ausbreitet, wobei die Geschwindigkeit etwas höher als im linearisierten Modell ist, so daß die Welle schon nach ca. 8.6 Jahren das Südende des Beckens erreicht. Wieder ändert sich das Feld nach dem Durchlaufen der Welle stetig, bis die Bedingung der Volumenkontinuität erfüllt ist, und das Feld nach 230 Jahren stationär (d.h. $\frac{\partial \eta}{\partial t} < 1 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{a}}$) wird.

5.2.5.2 Änderung nach IRF

Im zweiten Experiment erfolgt die Störung nicht instantan, sondern folgt der Impulse-Response-Funktion für die Temperaturentwicklung, die im letzten Kapitel ermittelt wurde. Dabei folgt die Geschwindigkeit v_2 des bei 60.5°N einströmenden Wassers ab dem Zeitpunkt $t=0$ der Funktion

$$v_2(t) = \frac{1}{2} v_{20} \left(1 + \left(0.75 \exp(-1.43 \cdot 10^{-1} \text{a}^{-1} t) + 0.25 \exp(-9.16 \cdot 10^{-3} \text{a}^{-1} t) \right) \right). \quad (5.19)$$

In Abb. 5.5 ist die Differenz $\eta - \eta_0$ zwischen der Auslenkung η und dem Anfangszustand η_0 abgebildet. In Teil a der Abbildung ist die Auslenkungsdifferenz

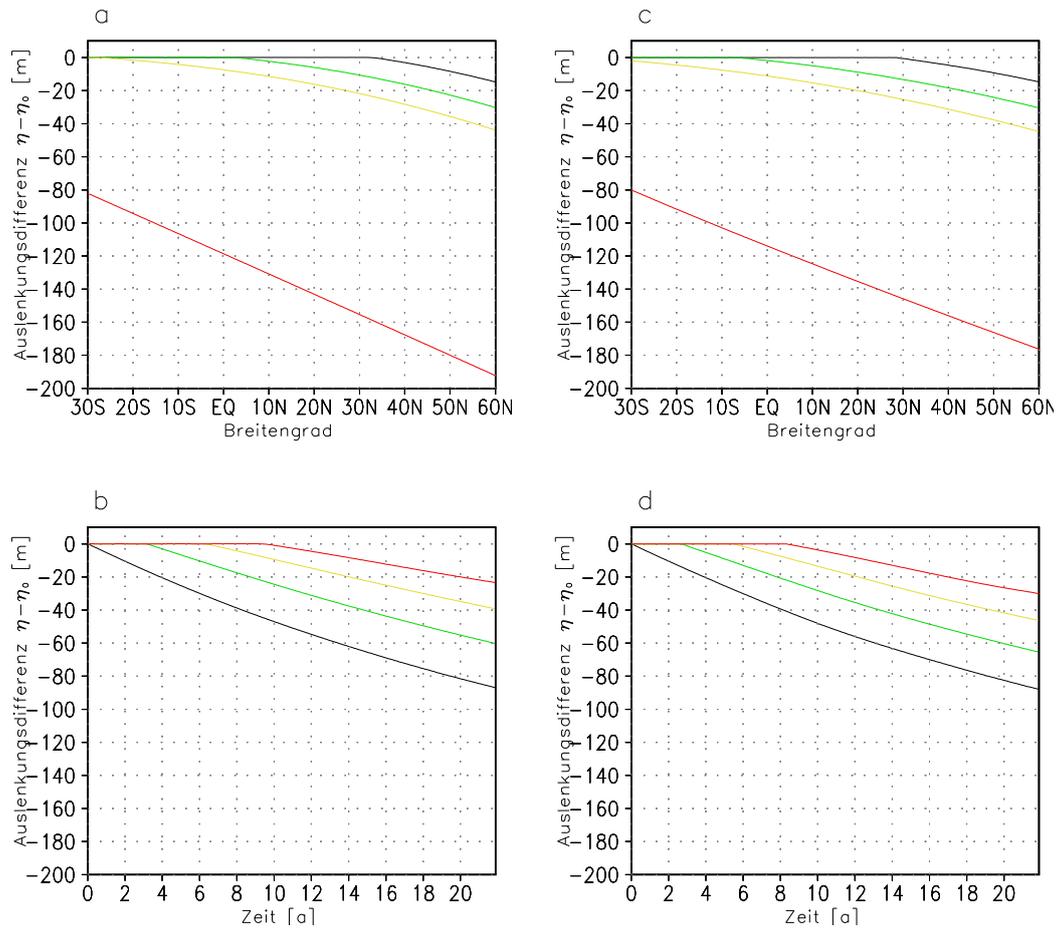


Abbildung 5.5: Differenz der Grenzschichtauslenkung η zur Anfangsauslenkung η_0 bei Änderung von v_2 proportional zu der für die Temperaturentwicklung gefundenen IRF. Links linearisiertes Modell, rechts Modell mit Nichtlinearität. Oben: $\eta - \eta_0$ in Abhängigkeit vom Breitengrad zu den Zeiten: $t=2.9$ (schwarz), $t=6.1a$ (grün), $t=9.3a$ (gelb), und $t=274a$ (rot). Unten: Zeitreihen der Auslenkungsdifferenz $\eta - \eta_0$ bei den Breitengraden $60^\circ N$ (schwarz), $30^\circ N$ (grün), 0° (gelb) und $30^\circ S$ (rot).

für das linearisierte Modell in Abhängigkeit vom Breitengrad zu verschiedenen Zeitpunkten abgebildet, während in Teil b der Abbildung Zeitreihen an den Breitengraden 60°N , 30°N , 0° und 30°S zu sehen sind. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich auch in diesem Fall die Störung mit Phasengeschwindigkeit c ausbreitet und nach ca. 9.8 Jahren das südliche Ende des Beckens erreicht.

Nachdem die Welle das Becken durchlaufen hat, erfolgt wieder eine stetige Änderung des Druck- und Geschwindigkeitsfeldes, bis ein stationärer Zustand erreicht ist. Allerdings wird der stationäre Zustand in diesem Falle erst nach ca. 800 Jahren erreicht. Da auch der Antrieb durch das einfließende Wasser erst zu diesem Zeitpunkt stationär wird, ist dies nicht weiter verwunderlich.

Die Ergebnisse für das nichtlineare Modell sind in der rechten Hälfte von Abb. 5.5 zu sehen. In Teil c der Abbildung ist wieder die Auslenkungsdifferenz $\eta - \eta_0$ in Abhängigkeit vom Breitengrad abgebildet, während in Teil d Zeitreihen an den verschiedenen Breitengraden abgebildet sind. Auch in diesem Fall sind bis auf die etwas höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit (die Welle erreicht im nichtlinearen Modell schon nach ca. 8.6 Jahren das südliche Ende des Beckens) kaum Unterschiede zwischen linearisierter Modellversion und der Modellversion, die die Nichtlinearität berücksichtigt, zu erkennen.

5.3 Interne Wellen bei kontinuierlicher Schichtung

Im realen Ozean, genau wie im Ozean eines Ozeanmodells wie CLIMBER-2, ist die Dichteschichtung des Meerwassers keineswegs so einfach, wie in dem oben beschriebenen zwei-Schichten-Modell, sondern es muß von einer kontinuierlichen Schichtung ausgegangen werden. Daher soll in diesem Abschnitt abgeschätzt werden, wie sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei kontinuierlicher Schichtung verändert.

5.3.1 Gleichungssystem

Beim Übergang von einem zwei-Schichten-Modell zu einem Modell mit kontinuierlicher Schichtung muß das Gleichungssystem des zwei-Schichten-Modells (Gleichung 5.3-5.6) verändert werden. Es gelten weiterhin die Kontinuitätsgleichung, sowie die Bewegungsgleichung aus CLIMBER-2. Die Kontinuitätsgleichung lautet bei kontinuierlicher Schichtung

$$\frac{\partial}{\partial y} v + \frac{\partial}{\partial z} w = 0, \quad (5.20)$$

und die Bewegungsgleichung für die Horizontalgeschwindigkeit v ist

$$\frac{\partial}{\partial t} v = -\alpha \gamma \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} p' - \gamma v. \quad (5.21)$$

Gestrichene Größen p', ρ' bedeuten hier immer eine Abweichung vom mittleren Wert p_0, ρ_0 . Weiter gilt die Bewegungsgleichung für die Vertikalgeschwindigkeit w

$$\frac{\partial}{\partial t} w = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} p' - \rho' g, \quad (5.22)$$

sowie die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho' = -w \frac{d}{dz} \rho_0, \quad (5.23)$$

die die Dichteänderung eines Flüssigkeitsteilchens beschreibt, das vertikal bewegt wird. Die Gleichungen (5.22) und (5.23) können zusammen mit der Brunt-Väisälä- oder Auftriebsfrequenz N , die durch $N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d}{dz} \rho_0$ definiert ist, zu der Relation

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) w = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} p' \quad (5.24)$$

kombiniert werden.

Durch Differentiation von (5.20) nach der Zeit und Differentiation von (5.21) nach y ergibt sich aus (5.20) und (5.21)

$$\alpha \gamma \frac{\partial^2}{\partial^2 y} p' + \gamma \rho_0 \frac{\partial}{\partial y} v = \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} w.$$

Wenn diese Gleichung nach der Zeit und nach z differenziert wird, ergibt sich

$$\alpha\gamma\frac{\partial^4}{\partial^2y\partial z\partial t}p' + \gamma\rho_0\frac{\partial^3}{\partial y\partial z\partial t}v = \rho_0\frac{\partial^4}{\partial^2z\partial^2t}w. \quad (5.25)$$

Um den Druck aus (5.25) zu eliminieren, wird (5.24) zweimal nach y differenziert, und es folgt

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2\right)\frac{\partial^2}{\partial y^2}w = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial^4}{\partial y^2\partial z\partial t}p',$$

was wiederum in (5.25) eingesetzt wird, um eine Wellengleichung zu erhalten

$$-\alpha\gamma\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2\right)\frac{\partial^2}{\partial y^2}w + \gamma\frac{\partial^3}{\partial y\partial z\partial t}v = \frac{\partial^4}{\partial^2z\partial^2t}w.$$

Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (5.20) kann noch die Horizontalgeschwindigkeit v im Dämpfungsterm $\gamma\frac{\partial^3}{\partial y\partial z\partial t}v$ durch die Vertikalgeschwindigkeit w ersetzt werden. Die endgültige Wellengleichung lautet

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\alpha\gamma\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + \alpha\gamma N^2\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \gamma\frac{\partial^3}{\partial z^2\partial t}\right)w = 0. \quad (5.26)$$

5.3.2 Lösung

Da die Flüssigkeitseigenschaften in ungestörtem Zustand auf Isopyknen konstant sind, kann für die Lösung der Wellengleichung ein Separationsansatz der Form

$$w(y, z, t) = w_0(z) \exp(i(ky - \omega t)) \quad (5.27)$$

gemacht werden. Wegen der Rigid-Lid Näherung gilt $w_0(0) = 0$, außerdem ist $w_0(-H) = 0$ mit H der Tiefe des Ozeanbeckens. Mit einem Modenansatz haben bei konstanter Auftriebsfrequenz N die Lösungen für w_0 die Form $w_0(z) = \sin\left(\frac{n\pi}{H}z\right)$ für die n -te barokline Mode (Gill [8]). Nach Mysak und LeBlond [26] ist der Ansatz einer konstanten Auftriebsfrequenz N unterhalb der Thermokline im offenen Ozean meist gerechtfertigt. Mit dem Ansatz (5.27) ergibt sich als Lö-

sung der Wellengleichung (5.26):

$$\omega^2 \left(\alpha\gamma k^2 + \frac{n^2\pi^2}{H^2} \right) + \omega \left(i\gamma \frac{n^2\pi^2}{H^2} \right) - \alpha\gamma N^2 k^2 = 0$$

Hieraus ergibt sich die Dispersionsrelation

$$\omega_{1/2} = -\frac{i\gamma \frac{n^2\pi^2}{H^2}}{2 \left(\alpha\gamma k^2 + \frac{n^2\pi^2}{H^2} \right)} \pm \left(-\frac{\gamma^2 \left(\frac{n^2\pi^2}{H^2} \right)^2}{4 \left(\alpha\gamma k^2 + \frac{n^2\pi^2}{H^2} \right)^2} + \frac{\alpha\gamma N^2 k^2}{\alpha\gamma k^2 + \frac{n^2\pi^2}{H^2}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.28)$$

Bei Annahme von langen Wellen, d.h. bei kleinen Wellenzahlen k , gilt $\alpha\gamma k^2 \ll \frac{n^2\pi^2}{H^2}$ und es kann eine Näherungslösung

$$\omega_{1/2} = -\frac{i\gamma}{2} \pm \left(-\frac{\gamma^2}{4} + \frac{\alpha\gamma N^2 k^2 H^2}{n^2\pi^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.29)$$

gefunden werden. Diese Näherung ergibt eine Phasengeschwindigkeit $c = \frac{NH\sqrt{\alpha\gamma}}{n\pi}$ für die n -te barokline Mode und eine Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{1}{2} \left(-\frac{\gamma^2}{4} + \frac{\alpha\gamma N^2 k^2 H^2}{n^2\pi^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{2\alpha\gamma N^2 H^2 k}{n^2\pi^2}. \quad (5.30)$$

Sinnvolle Lösungen (d.h. eine reelle Gruppengeschwindigkeit) erfordern, daß der Term unter der Wurzel nicht negativ wird. Dies erfordert, daß $\frac{\gamma^2}{4} < \frac{\alpha\gamma N^2 k^2 H^2}{n^2\pi^2} \Leftrightarrow k > \frac{\gamma n\pi}{2NH\sqrt{\alpha\gamma}}$ gilt. Für $n=1$ (erste barokline Mode), $N \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$ (dies ist ein typischer Wert im offenen Ozean (Mysak, LeBlond [26])), $H \approx 5 \cdot 10^3 \text{m}$ und $\alpha\gamma \approx 5.89 \cdot 10^{-5}$ bedeutet dies, daß sich Wellen bis zu einer minimalen Wellenzahl $k = 1.57 \cdot 10^{-7} \text{m}^{-1}$ bzw. einer maximalen Wellenlänge $\lambda = 4 \cdot 10^7 \text{m}$ ausbreiten können. Da diese Wellenlänge in etwa dem Erdumfang entspricht, ist nicht zu erwarten, daß diese Begrenzung die Wellenausbreitung stark verändert.

Bei diesen Parameterwerten für N , H und $\alpha\gamma$ ergibt sich eine Phasengeschwindigkeit $c = 2.45 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Gruppengeschwindigkeit v_g ist für $\frac{\gamma^2}{4} \ll \frac{\alpha\gamma N^2 k^2 H^2}{n^2\pi^2}$ gleich der Phasengeschwindigkeit.

Die Geschwindigkeiten bei kontinuierlicher Schichtung unterscheiden sich somit in der Näherung langer Wellen nur um $0.9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ von den Geschwindigkeiten im zwei-Schichten-Modell, und auch die Dispersionsrelation und die Wellenlänge, oberhalb derer sich Wellen durch die Dämpfung nicht mehr ausbreiten können, sind beinahe gleich.

5.4 Vergleich mit CLIMBER-2

5.4.1 Experimente mit CLIMBER-2

Um die Ausbreitung von internen Wellen im Atlantikbecken von CLIMBER-2 zu analysieren, wird eine Serie von drei Experimenten mit CLIMBER-2 durchgeführt. In allen drei Experimenten ist das CO₂ Szenario ein Stufenfunktionsszenario wie das Szenario 2S in Kapitel 4, bei dem die CO₂ Konzentration einen Sprung von 280ppm auf 560ppm macht. Der Sprung in der CO₂ Konzentration ist im Szenario 2S0 zum Zeitpunkt $t=0$, im Szenario 2S25 zum Zeitpunkt $t=25\text{a}$ und im Szenario 2S50 zum Zeitpunkt $t=50\text{a}$. Auf diese Art und Weise erhält man aufgrund der internen Variabilität in CLIMBER-2 ein Ensemble von drei Meßreihen, deren Ausgangskonfiguration leichte Unterschiede zu den anderen aufweist, so daß eine sinnvolle Mittelwertbildung möglich ist. Die hydrologische Empfindlichkeit bleibt in diesen Experimenten bei $k = 0.01 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$.

Ein direkter Vergleich der Ergebnisse des zwei-Schichten-Modells mit Modellergebnissen aus Berechnungen mit CLIMBER-2 ist schwierig, da der durch das zwei-Schichten-Modell beschriebene Vorgang nur eine Idealisierung der Vorgänge, die in einem komplexeren Klimamodell ablaufen, ist, und eine ganze Reihe von Prozessen, die in CLIMBER-2 auch noch ablaufen, vernachlässigt. Jedoch soll im Folgenden versucht werden, dies trotzdem zu erreichen.

Die untere Schicht des zwei-Schichten-Modells wird mit der Schicht von CLIMBER-2 in 1750m Wassertiefe verglichen, während die obere Schicht der Schicht in 1200m Wassertiefe entspricht. Beide Schichten haben eine vertikale Ausdehnung von 500m. Zwar würde die Schicht in 2500m Tiefe noch besser der Struktur der Thermohalinen Zirkulation im realen Atlantik entsprechen, aber in CLIMBER-2

wird diese Schicht durch Konvektionsänderungen bei einer Erwärmung durch den Treibhauseffekt nicht mehr von der Konvektion erreicht, so daß die Tiefenwasserbildung nicht mehr bis in diese Tiefe reicht.

5.4.2 Stationärer Zustand

Das zwei-Schichten-Modell sagt für den stationären Zustand einen von Norden nach Süden linear abfallenden Druck voraus. Dies ist jedoch in CLIMBER-2 nicht der Fall, wie in Abb. 5.6 gesehen werden kann. Dort ist der Druck im Atlantikbecken in 1750m Tiefe in Abhängigkeit vom Breitengrad abgebildet. In CLIMBER-2 nimmt der Druck zwischen 55°N und 25°N linear ab. Bei 25°N nimmt die Änderungsrate ab, und der Druck erreicht bei 15°N ein lokales Minimum. Weiter nach Süden hin bleibt der Druck näherungsweise konstant. Ähnliches gilt für das Geschwindigkeitsfeld, das hier jedoch nicht abgebildet ist.

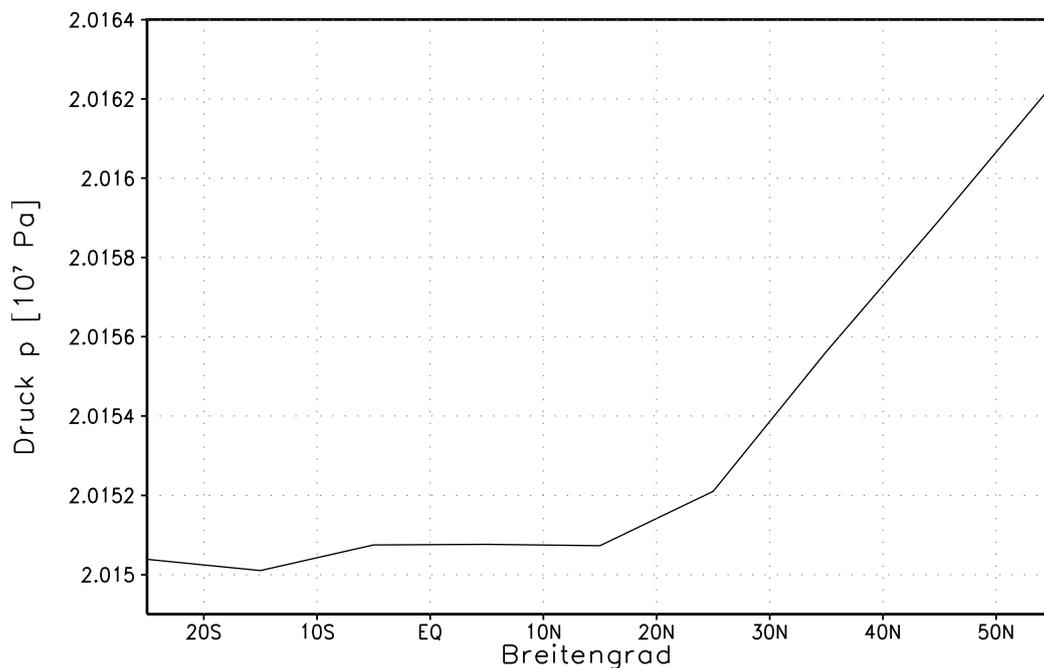


Abbildung 5.6: *Druck in 1750m Wassertiefe im Atlantikbecken von CLIMBER-2 in Abhängigkeit vom Breitengrad. Das Modell befindet sich im vorindustriellen Grundzustand.*

Der Grund für diesen Unterschied liegt einerseits in der für das zwei-Schichten-

Modell gemachten Annahme, daß die Dichte der oberen Schicht konstant ist, was in CLIMBER-2, genau wie im realen Ozean, nicht der Fall ist, und andererseits in der Vernachlässigung der Vertikalgeschwindigkeit w im zwei-Schichten-Modell. Zwar kann eine entsprechende Parametrisierung von w eingeführt werden, so daß das Druckfeld dem in CLIMBER-2 ähnlicher wird, aber diese Änderung verändert nur die Amplituden der Grenzschichtauslenkung, während die Ausbreitungsgeschwindigkeit gleich bleibt. Diese Parametrisierung wurde hier daher nicht berücksichtigt.

5.4.3 Änderung der Zirkulation durch den Treibhauseffekt

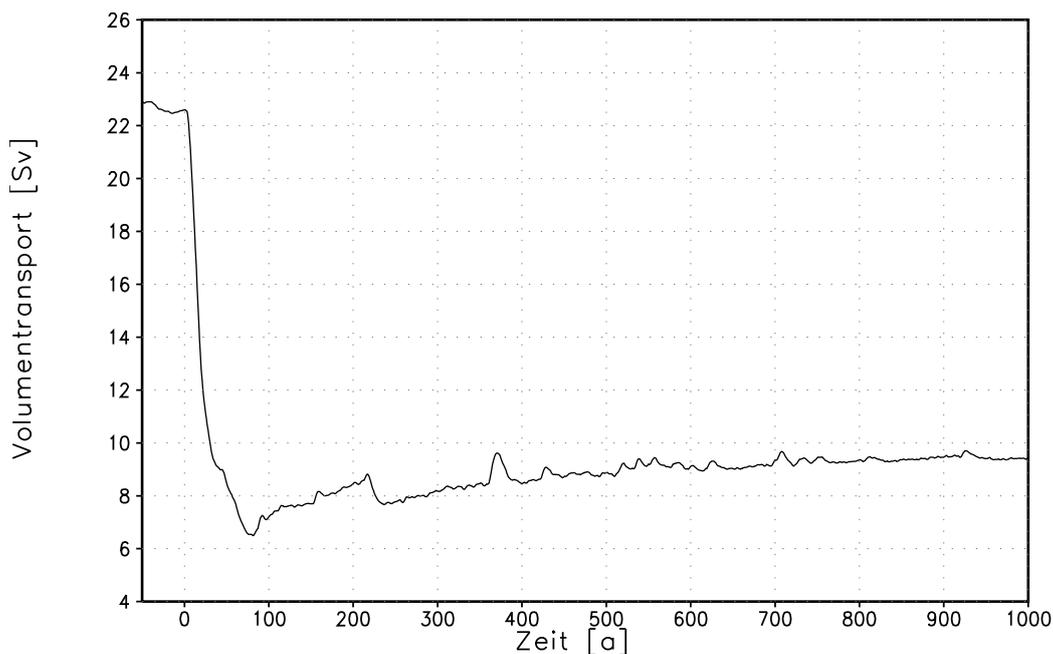


Abbildung 5.7: Zeitreihe des Volumentransports durch 50°N zwischen 1500m und 3000m Wassertiefe im Experiment 2S0.

Der Transport durch 50°N in 1500m-3000m Wassertiefe (siehe Abb. 5.7) reduziert sich von anfänglich 22.8 Sv auf 9.9 Sv im neuen quasistationären Zustand. Dabei ist das anfängliche Zeitverhalten des Volumentransportes sehr ähnlich wie die Responsefunktion der Temperaturänderung. Allerdings steigt in diesem Szenario

der Salzgehalt im Oberflächenwasser des Atlantikbeckens durch die erhöhte Evaporation deutlich an, so daß ungefähr ab dem Zeitpunkt $t=80a$ die Dichte in der Tiefenwasserbildungsregion wieder zunimmt, wodurch auch der Volumentransport wieder ansteigt.

Bei einer Analyse der Druckänderungen in der tiefen Schicht in CLIMBER-2 ist zu berücksichtigen, daß sich durch die Erwärmung der Atmosphäre die Schichten der Thermokline erwärmen, so daß die Dichte in den oberen Wasserschichten und damit auch der Druck in den tiefen Wasserschichten abnimmt. Diese Änderung beginnt sofort mit dem Beginn der Erwärmung und findet an allen Breitengraden statt, jedoch ist die Amplitude der Änderung durch die vom Breitengrad abhängige Erwärmung unterschiedlich. Die Betrachtung des Druckfeldes liefert wegen der Überlagerung dieser verschiedenen Prozesse keine eindeutig auswertbaren Anhaltspunkte über eventuell durchlaufende Wellen.

Statt dessen kann die Dichte als Äquivalent des Drucks betrachtet werden, da der Druck bei konstanter Wassertiefe und konstanten oberen Wasserschichten nur von der Dichte des Wassers in der betrachteten Schicht abhängt. Wenn eine interne Welle das Ozeanbecken durchläuft, verschieben sich aufgrund der Druckänderungen die Isopyknen, die Flächen gleicher Dichte, nach unten, wodurch die Dichte in der tieferen Schicht des Ozeans zunimmt. Diese Dichteänderung, bzw. die damit verbundene Veränderung von Temperatur und Salzgehalt, kann daher als Indikator für das Durchlaufen einer internen Welle benutzt werden. Allerdings könnte sich die Dichte auch durch advektive Vorgänge ändern, was aber in diesem Fall durch eine Abschätzung der Advektionsgeschwindigkeiten ausgeschlossen werden kann.

Da in CLIMBER-2 die Temperatur und der Salzgehalt die prognostischen Variablen sind, aus denen sich die Dichte berechnet, wird statt des Dichtefeldes das Temperaturfeld betrachtet. Dort ist die interne Welle am deutlichsten zu erkennen. In Abb. 5.8 sind Zeitreihen der Temperatur in 1750m Wassertiefe bei den Breitengraden $55^{\circ}N$, $35^{\circ}N$, $15^{\circ}N$, $5^{\circ}S$ und $25^{\circ}S$ dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, wie die Temperaturänderung nach Süden hin immer später einsetzt, wie dies auch in Abb. 5.4 und Abb. 5.5 für die Grenzschichtauslenkung im konzeptionellen Modell zu erkennen ist.

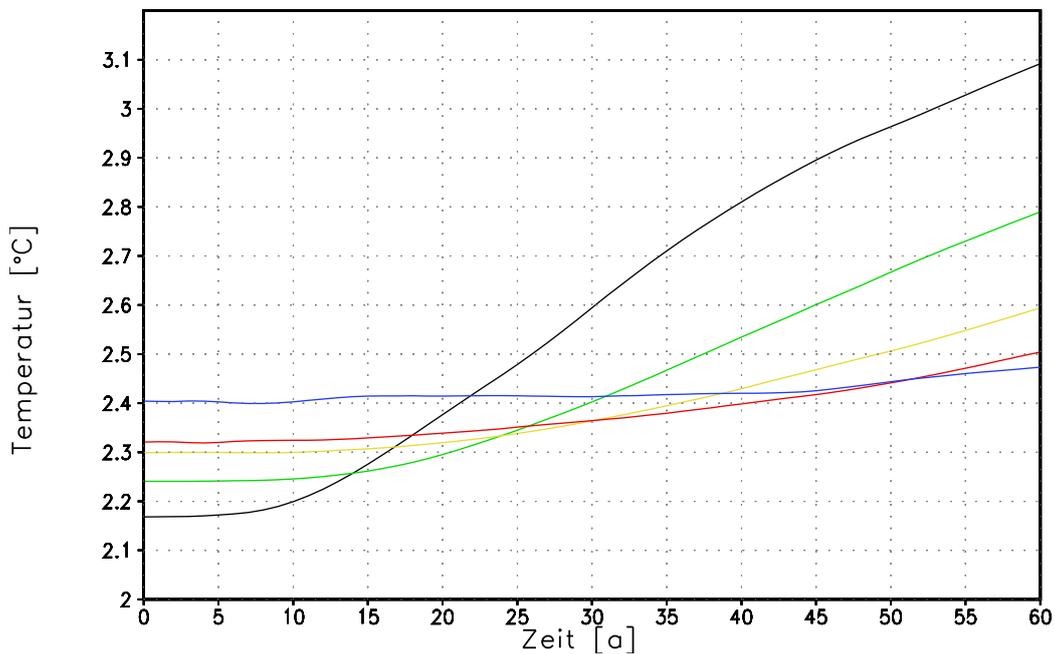


Abbildung 5.8: Zeitreihen der Temperatur in 1750m Tiefe bei 55°N (schwarz), 35°N (grün), 15°N (gelb), 5°S (rot) und 25°S (blau). Das CO₂ Szenario war 2S0.

Um den Vorgang der Wellenausbreitung quantitativ erfassen zu können, werden für alle drei Szenarien Mittelwert und Standardabweichung der Temperatur im Referenzzustand (d.h. vor Beginn der Temperaturänderung) in 1750m Tiefe berechnet. Sodann wird die in Abb. 5.8 abgebildete Zeitreihe der Temperatur an verschiedenen Breitengraden daraufhin untersucht, wann ihre Abweichung vom Mittel größer als zwei Standardabweichungen wird. Dies wird als der Zeitpunkt interpretiert, zu dem die Welle den betrachteten Breitengrad erreicht. Die Standardabweichung war dabei an allen Breitengraden von der Größenordnung $\sigma \approx 1.5 \cdot 10^{-2} \text{K}$. Ergebnisse dieser Analyse sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt. Die Analyse ergibt eine mittlere Zeit von 4.51 Jahren für die Zeitdifferenz der Ankunftszeitpunkte an zwei aufeinanderfolgenden Gitterpunkten. Bei einer Auflösung von $10^\circ \approx 1 \cdot 10^6 \text{m}$ ergibt dies eine mittlere Geschwindigkeit $v = 7.1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Diese Geschwindigkeit liegt um einen Faktor fünf unter der Geschwindigkeit, die das zwei-Schichten-Modell vorhersagt. Wie im folgenden Abschnitt deutlich wird, tritt dieser Effekt jedoch auch bei dreidimensionalen Modellen auf.

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in dieser Schicht liegt bei $1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ mit

| Breitengrad | 2S0: t [a] | Δt [a] | 2S25: t [a] | Δt [a] | 2S50: t [a] | Δt [a] |
|-------------|--------------|----------------|---------------|----------------|---------------|----------------|
| 55°N | 7 | | 34 | | 59 | |
| 45°N | 16 | 9 | 41 | 7 | 65 | 6 |
| 35°N | 18 | 2 | 44 | 3 | 68 | 3 |
| 25°N | 21 | 3 | 47 | 3 | 71 | 3 |
| 15°N | 24 | 3 | 50 | 3 | 74 | 3 |
| 5°N | 27 | 3 | 51 | 1 | 77 | 3 |
| 5°S | 28 | 1 | 53 | 2 | 78 | 1 |
| 15°S | 33 | 5 | 59 | 5 | 82 | 4 |
| 25°S | 49 | 16 | 73 | 15 | 100 | 18 |

Tabelle 5.2: Szenarien 2S0 bis 2S50: Zeitpunkte t , zu denen die Temperatur mehr als zwei Standardabweichungen vom Mittelwert abweicht, sowie Zeitdifferenz Δt zum Breitengrad davor.

einem Maximum von $4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei 50°N, so daß davon ausgegangen werden kann, daß die beobachteten Dichteänderungen nicht durch Advektion, sondern durch eine durchlaufende interne Welle verursacht werden.

5.5 Interne Wellen in dreidimensionalen Modellen

Im dreidimensionalen Ozean ist der Vorgang etwas komplizierter als in dem hier betrachteten Modell der Vorgänge in einem zweidimensionalen Ozean, da im 3D-Ozean nicht nur ein Wellentyp angeregt wird, wie in dem hier betrachteten zweidimensionalen Modellsystem, sondern es werden zwei verschiedene Typen von Wellen mit unterschiedlicher Dynamik angeregt.

Im 3D-Ozean wird das Strömungssystem anfänglich durch eine Kelvinwelle aufgebaut. Eine Kelvinwelle ist eine Welle, die sich entlang einer Begrenzung des Ozeanbeckens ausbreitet, so daß die Corioliskraft durch die Druckkraft, die durch die Begrenzung aufgebaut wird, kompensiert wird. Diese Kelvinwelle läuft von der Tiefenwasserbildungsregion südwärts bis zum Äquator. Dort bildet sich eine äquatoriale Kelvinwelle, die am östlichen Ufer des Atlantiks wieder zu einer Kelvinwelle wird, die sich polwärts ausbreitet, da die Begrenzung diesmal auf der

anderen Seite ist.

Am östlichen Ufer des Atlantiks bilden sich Rossbywellen, die sich in das Innere des Atlantiks hinein ausbreiten. Wenn die Rossbywellen das westliche Ufer erreichen, entstehen wieder Kelvinwellen, die sich nach Süden bewegen. Der Aufbau des Strömungssystems ist abgeschlossen, wenn die langsamsten Wellen das südliche Ende des Atlantikbeckens erreicht haben. Die Dauer des Aufbaus des Strömungssystems wird dabei von der Laufzeit der Rossbywellen bestimmt, da diese eine niedrigere Geschwindigkeit als Kelvinwellen haben.

Kelvinwellen in einem zwei-Schichten-Modell haben eine wellenzahlunabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_g = \sqrt{g'H}$ (Mysak, LeBlond [26]), die nur von der reduzierten Gravitation g' und der Schichtdicke H abhängig ist. Wenn man von einem zwei-Schichten-Modell zu einer kontinuierlichen Dichteschichtung übergeht, können mehr barokline Moden entstehen, und die Gruppengeschwindigkeit der n -ten baroklinen Mode wird zu $v_g = \frac{1}{n} \frac{NH}{\pi}$ mit der Brunt-Väisäläfrequenz N und der Tiefe des Ozeanbeckens H (Mysak, LeBlond [26]). Voraussetzung für diesen Ansatz ist $N = \textit{konstant}$, was im realen Ozean unterhalb der Thermokline näherungsweise gilt. Typische Werte für N und H im offenen Ozean sind $N = 2 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$ und $H = 5 \cdot 10^3 \text{m}$. Daraus ergibt sich als Gruppengeschwindigkeit der ersten baroklinen Mode der Kelvinwellen $v_g = 3.2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Rossbywellen haben dagegen bei langen Wellenlängen (kürzere Wellenlängen breiten sich langsamer aus) eine Gruppengeschwindigkeit $v_g = \beta R_{Def}^2$. R_{Def} ist der Rossby-Deformationsradius, und in einem zwei-Schichten-Modell gilt $R_{Def} = \frac{\sqrt{g'H}}{f}$. Der Parameter $\beta = \frac{df}{dy}$ ($= \frac{2\Omega}{R_E}$ in der Nähe des Äquators, mit Ω Rotationsfrequenz und R_E Radius der Erde) ist die Ableitung des Coriolisparameters f (Mysak, LeBlond [26]). Die Gruppengeschwindigkeit von Rossbywellen ist also sowohl von der Wellenlänge, als auch vom Breitengrad, auf dem sich die Welle ausbreitet, abhängig. Bei Rossbywellen ändert sich beim Übergang zu kontinuierlicher Schichtung der Deformationsradius R_{Def} zu $R_{Def} = \frac{NH}{n\pi f}$, so daß sich die Gruppengeschwindigkeit der längsten Wellen der n -ten baroklinen Mode zu $v_g = \frac{1}{n^2} \beta \left(\frac{NH}{\pi f} \right)^2$ wird. Bei 15°N gilt $f = 4 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$ und $\beta = 2.2 \cdot 10^{-11} \text{m}^{-1}$. Daraus ergibt sich $v_g = 0.14 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für die erste barokline Mode der Rossbywellen.

Bei der Berücksichtigung höherer angeregter Moden in einem Ozean mit kon-

tinuierlicher Dichteschichtung ändert sich also die Gruppengeschwindigkeit der ersten baroklinen Mode kaum, genau wie im vorher betrachteten zweidimensionalen Fall. Die höheren angeregten Moden der Wellen laufen allerdings deutlich langsamer durch das Ozeanbecken, so daß sich der Zeitraum, bis alle Wellen das Becken durchlaufen haben, deutlich verlängert.

Vom Ansatz her vergleichbar mit dem in Abschnitt 5.2 betrachteten zwei-Schichten-Modell ist das idealisierte Modell von Kawase. In diesem Modell benötigt die Kelvinwelle von der Tiefenwasserbildungsregion bis zum Äquator 10 Tage, dies entspricht einer Gruppengeschwindigkeit $v_g \approx 0.5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (eigene Berechnung nach Kawases Zeitangaben). Nach weiteren 10 Tagen hat die Welle den Äquator überquert, und nach ca. 40 Tagen haben die ersten Rossbywellen das westliche Ufer des Atlantiks erreicht, d.h. die schnellsten Rossbywellen sind etwa halb so schnell wie die Kelvinwelle. Stationär wird das Strömungsfeld bei Kawase schon nach ca. 200 Tagen (Kawase [19]).

Suginohara und Fukusawa haben eine ähnliche Untersuchung mit Modellen mit 5 und 9 Schichten durchgeführt (Suginohara, Fukusawa [42]). Bei ihnen benötigt die Kelvinwelle ca. 100 Tage, um den Äquator zu erreichen, d.h. $v_g \approx 3.5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (eigene Berechnung), und weitere 100 Tage, um den Atlantik zu überqueren. Die ersten Rossbywellen haben nach 500 Tagen das westliche Ufer des Atlantiks erreicht. Der Aufbau des Strömungsfeldes ist nach ca. 4000 Tagen abgeschlossen. Der Aufbau der Zirkulation in diesem Modell ist somit um etwa eine Größenordnung langsamer, als im idealisierten Modell von Kawase.

Goodman hat in einer Studie mit dem Ozeanmodell MOM untersucht, wie sich die Zirkulation in einem OGCM aufbaut, wenn die Tiefenwasserbildung eingeschaltet wird. Er hat eine Zeit von 9 Jahren festgestellt, bis die ersten Wellen das Süden des Atlantikbeckens erreichen (Goodman [9]). Dies entspricht einer Gruppengeschwindigkeit in einer ähnlichen Größenordnung wie bei Suginohara und Fukusawa.

Modelle der Wellenausbreitung in drei Dimensionen zeigen also eine Streuung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten, die mit einer Größenordnung sogar noch etwas größer ist, als der Unterschied zwischen zwei-Schichten-Modell und CLIMBER-2.

Nach Untersuchungen von Hsieh, Davey und Wajsowicz gibt es dabei zwei Faktoren, die die Wellenausbreitung in dreidimensionalen Modellen beeinflussen können. Einerseits kann die horizontale Auflösung des Modells zu grob sein. Bei zu grober Auflösung wird der Rossby-Deformationsradius nicht mehr aufgelöst, wodurch eine Kelvinwelle in zonaler Richtung zu breit wird. Dies bewirkt dann eine Verlangsamung der Wellenausbreitung, die durchaus eine Größenordnung betragen kann (Hsieh et al. [15]). Andererseits kann eine ähnlich große Verlangsamung durch die Berücksichtigung der Viskosität erfolgen, die in Kawases Studie, genau wie im in Abschnitt 5.2 betrachteten zwei-Schichten-Modell, nicht berücksichtigt wurde. Diffusion kann dabei die gleiche Wirkung wie Viskosität haben (Davey et al. [4]).

5.6 Diskussion

In diesem Kapitel wurde untersucht, wie sich interne Wellen in einem zweidimensionalen Modellozean ausbreiten, und auf diesem Weg die Anpassung des Ozeans an Änderungen in der Tiefenwasserbildungsregion einleiten. Dafür wurde an einem zwei-Schichten-Modell untersucht, wie sich das Strömungsfeld aufbaut, wenn die Zirkulation „eingeschaltet“ wird, und wie es sich ändert, wenn die Tiefenwasserbildungsrate reduziert wird. Weiter wurde untersucht, wie sich die Gruppengeschwindigkeit der internen Wellen beim Übergang zu einem Ozean mit kontinuierlicher Dichteschichtung verändert. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden Berechnungen der Wellenausbreitung in CLIMBER-2 gegenübergestellt, und es wurde die Wellenausbreitung in dreidimensionalen Modellen dargestellt.

Im zwei-Schichten-Modell breitet sich die Wellenfront theoretisch mit der Gruppengeschwindigkeit $v_g = 3.35 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aus. In der numerischen Implementation verlangsamt sich diese Geschwindigkeit auf $v_g \approx 3.28 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$, was einer Zeitskala von 10 Jahren für das Durchlaufen der Welle vom Nord- zum Südende des Atlantikbeckens entspricht. Die Berücksichtigung der Nichtlinearitäten in der Kontinuitätsgleichung erhöht die Ausbreitungsgeschwindigkeit leicht auf $v_g \approx 3.41 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$, aber die Wellenausbreitung ändert sich ansonsten kaum. Nur in der Grenzschichtauslenkung im stationären Zustand ist ein deutlicher Unterschied zwischen

linearisiertem Modell und dem Modell, das die Nichtlinearität berücksichtigt, festzustellen. Dies läßt sich jedoch durch die Verletzung der Volumenkontinuität im linearisierten Modell leicht begründen.

Beim Übergang zu einer kontinuierlichen Dichteschichtung, wie sie in CLIMBER-2 und im realen Ozean vorkommt, reduziert sich die Gruppengeschwindigkeit leicht. Die Wellen breiten sich nun mit $v_g = 2.45 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aus, also $0.9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ langsamer, als im zwei-Schichten-Modell.

Die vom Wellenmodell vorhergesagten Wellen lassen sich im mit CLIMBER-2 berechneten Temperaturfeld detektieren. Allerdings ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Wellen in CLIMBER-2 mit $v_g \approx 7.1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ um einen Faktor drei niedriger als im Wellenmodell bei kontinuierlicher Schichtung. Der Informationstransport durch die Wellen ist deutlich schneller als durch Advektion, da die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der betrachteten Schicht mit $1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ deutlich langsamer ist, als die Geschwindigkeit der Wellen.

Der Unterschied in der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen zwischen zwei-Schichten-Modell und GCM tritt auch bei dreidimensionalen Modellen auf. Dort kann der Unterschied durch die Berücksichtigung von Viskosität bzw. Diffusion erklärt werden, und es gibt keinen Grund, weshalb dies nicht auch in zwei Dimensionen zutreffen sollte.

Dominiert wird das Zeitverhalten jedoch von der Zeit, die benötigt wird, bis sich nach dem Durchlaufen der Welle ein stationäres Strömungsfeld, bei dem die Bedingung der Volumenkontinuität erfüllt ist, aufgebaut hat. Dieser Prozeß findet auf einer advektiven Zeitskala statt und dauert bei instantanen Änderungen der Tiefenwasserbildungsrate ca. 100 Jahre. Bei zeitabhängigen Änderungen des Antriebs wird das Strömungsfeld trivialerweise erst stationär, wenn auch der Antrieb stationär ist. Da diese Zeitskala bei dem betrachteten Szenario wesentlich länger ist als die advektive Zeitskala, die bestimmt, wann das Strömungsfeld stationär wird, wird in diesem Fall das Zeitverhalten der Zirkulation vom Zeitverhalten des Antriebs bestimmt.

Die Wellenausbreitung im zweidimensionalen Modellozean ist fundamental unterschiedlich von der Wellenausbreitung in dreidimensionalen Ozeanmodellen. Im

Gegensatz zum betrachteten zweidimensionalen Modellsystem werden in dreidimensionalen Modellen zwei unterschiedliche Wellentypen mit unterschiedlicher Ausbreitungscharakteristik angeregt. Entlang der Küsten und entlang des Äquators entstehen Kelvinwellen, die durch die Corioliskraft in der Küstenzone gehalten werden. Diese breiten sich theoretisch mit bis zu $3.2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aus. Zusätzlich zu den Kelvinwellen entstehen im dreidimensionalen Ozean noch Rossbywellen, die sich deutlich langsamer als Kelvinwellen ausbreiten. Sie erreichen bei 15°N eine Geschwindigkeit von $0.14 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Daher wird die Ausbreitungszeit, bis eine derartige Welle das Atlantikbecken durchlaufen hat, von der Zeit, die die Rossbywellen benötigen, dominiert. Genau wie im hier betrachteten zweidimensionalen Fall ändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit durch den Übergang von zwei Schichten zu einer kontinuierlichen Dichteschichtung kaum.

Die Geschwindigkeit der Wellenausbreitung ist in dreidimensionalen Modellen deutlich höher, als die der hier betrachteten Wellen in einem 2D-Ozean. Veröffentlichte Untersuchungen der Wellenausbreitung geben in einem zwei-Schichten-Modell eine Zeit von ca. 200 Tagen an, bis sich das Strömungsfeld aufgebaut hat (Kawase [19]). Das hier untersuchte zweidimensionale zwei-Schichten-Modell benötigt hierfür ca. 10 Jahre, d.h. die Wellenausbreitung erfolgt etwa eine Größenordnung langsamer, als im dreidimensionalen Modell. Bei Untersuchungen mit realistischeren Modellen wird die Wellenausbreitung in dreidimensionalen Modellen etwa eine Größenordnung langsamer, als im vereinfachten zwei-Schichten-Modell. Dies ist im betrachteten zweidimensionalen Fall ähnlich.

In CLIMBER-2 benötigt eine Welle ca. 45 Jahre, um das Atlantikbecken zu durchlaufen. Diese Zeit ist in dreidimensionalen GCM mit ca. 9 Jahren, bis die Welle das Süden des Atlantikbeckens erreicht (Goodman [9]), deutlich kürzer. Durch eine Verkleinerung des Faktors γ auf $\frac{1}{5}$ seines jetzigen Wertes würde die Ausbreitungszeit aber ähnlich groß.

Kapitel 6

Stabilität der Thermohalinen Zirkulation

6.1 Einleitung

Die Thermohaline Zirkulation im Nordatlantik hat unter den heutigen Randbedingungen zwei unterschiedliche stabile Zustände (Rahmstorf [29]). Einerseits ist der heutige Zustand stabil, bei dem in hohen Breiten Wasser absinkt und in der Tiefe nach Süden fließt. Andererseits ist aber auch ein Zustand ohne Zirkulation stabil.

In Experimenten mit konzeptionellen Modellen konnte gezeigt werden, daß es bei Anstieg des Süßwasserzuflusses in den Nordatlantik erst zu einer Hopf- und bei weiterer Erhöhung der Süßwasserzufuhr einer Sattel-Knoten-Bifurkation kommt, wobei das System bei Erreichen der Hopfbifurkation instabil wird. Weiter konnte mit konzeptionellen Modellen der Thermohalinen Zirkulation bestimmt werden, welche stationären Zustände stabil sind, und bei welchen Werten des Süßwasserzuflusses es zu einer Bifurkation kommt (Rahmstorf [29], Scott [35], Titz et al. [43]). An diesen Modellen konnte aber nicht bestimmt werden, wie sich die THC in transienten Experimenten verhält.

Experimente von Stocker und Schmittner mit einem zonal gemittelten Ozeanmodell, das an ein Energiebilanzmodell als Atmosphäre gekoppelt ist, haben ergeben,

daß die maximale CO₂ Konzentration, bei der die Zirkulation noch stabil bleibt, stark von der Anstiegsrate des CO₂ abhängig ist (Stocker, Schmittner [37]).

Manabe und Stouffer haben ebenfalls untersucht, wie sich unterschiedliche Anstiegsraten der CO₂ Konzentrationen auf die THC auswirken (Stouffer, Manabe [41]). Allerdings konnten sie auf Grund der großen Rechenzeitanforderungen des GFDL Modells nur einige wenige CO₂ Szenarien untersuchen. Außerdem erreichte bei ihren Experimenten die CO₂ Konzentrationen nur in einem Szenario (Manabe, Stouffer [24]) einen so hohen Wert, daß die Zirkulation instabil wurde, so daß sie Instabilitätspunkte nur sehr ungenau bestimmen konnten.

Jedoch besitzt die Frage, ob die Thermohaline Zirkulation auch bei weiterer Erwärmung durch den anthropogenen Treibhauseffekt stabil bleibt, eine hohe Relevanz für das europäische Klima. Daher soll in diesem Kapitel mit Hilfe von CLIMBER-2 untersucht werden, bei welchen CO₂ Konzentrationen es zu einem Zusammenbruch der THC kommt. Desweiteren wird auch die Abhängigkeit von der Anstiegsrate der CO₂ Konzentration untersucht. Aufgrund der geringen Rechenzeitanforderungen von CLIMBER-2 war es möglich, eine große Zahl von CO₂ Szenarien zu untersuchen, um so die Punkte, an denen das System instabil wird, relativ genau bestimmen zu können.

6.2 Experimente mit CLIMBER-2

Um die Stabilität der Thermohalinen Zirkulation bei transientem Anstieg der CO₂ Konzentration zu bestimmen, wurde eine Serie von Experimenten mit CLIMBER-2 durchgeführt.

In den Experimenten wird die CO₂ Konzentration mit Anstiegsraten zwischen 0.4%/a und 2%/a (im Abstand von 0.2%/a) für eine festgelegte Anzahl Jahre erhöht und bleibt danach konstant bei der erreichten CO₂ Konzentration. Nach Abschluß des Experiments wird das Verhalten der Thermohalinen Zirkulation analysiert, und das Experiment wird so lange mit unterschiedlichen Anstiegszeiten wiederholt, bis die Anstiegszeit, bei der die Zirkulation zusammenbricht, bestimmt ist. Auf diesem Weg wird die kritische CO₂ Konzentration für jede der

betrachteten Anstiegsraten festgestellt.

Ursprünglich sollte diese Anstiegszeit auf 1 Jahr genau bestimmt werden, d.h. bei einer Anstiegsrate von z.B. 1%/a wäre die maximale CO₂ Konzentration, bei der die Zirkulation stabil bleibt, auf 1% genau bestimmt worden, aber durch das Verhalten des Modells war die genaue Bestimmung dieses Punktes nicht möglich, da in CLIMBER-2 nicht nur die bekannten stabilen und instabilen Zustände, sondern auch metastabile Zustände, auftreten.

Diese Experimente werden mit den hydrologischen Sensitivitäten $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$, $k = 0.037 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$, $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und $k = 0.05 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ durchgeführt, um auch die Abhängigkeit von der hydrologischen Empfindlichkeit bestimmen zu können. Bei hydrologischen Empfindlichkeiten unter $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ ist in keinem Experiment die THC zusammengebrochen. Insgesamt wurden für die Bestimmung der Instabilitätspunkte ca. 350 CO₂ Szenarien berechnet.

6.3 Verhalten der THC

Bei einer Erhöhung der Kohlendioxidkonzentration treten in CLIMBER-2 drei Möglichkeiten des Verhaltens der THC auf. Erstens kann es zu einem sofortigen Zusammenbruch der THC kommen, zweitens kann die THC erst stabil bleiben, dann jedoch bei konstanter CO₂ Konzentration nach einigen Jahren zusammenbrechen, und drittens kann sich die Zirkulation nach Ende des Anstiegs der CO₂ Konzentration wieder stabilisieren.

Die verschiedenen Möglichkeiten für das Verhalten der THC sind in Abb. 6.1 dargestellt. Dort sind drei Szenarien abgebildet, wobei die Anstiegsrate der CO₂ Konzentration 1.8%/a ist. Die hydrologische Empfindlichkeit ist in allen drei Fällen $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$. Szenario eins, in Schwarz abgebildet, zeigt einen sofortigen Zusammenbruch der Thermohalinen Zirkulation. In diesem Szenario steigt die CO₂ Konzentration für 67 Jahre an, und wird bei den dann erreichten 941.9ppm CO₂ stabilisiert (Abb. 6.1a). Die Konvektionstiefe in der Tiefenwasserbildungsregion bei 65°N fällt schon zum Zeitpunkt $t=80a$, d.h. 13 Jahre nach Stabilisierung der CO₂ Konzentration, auf unter 150m (Abb. 6.1e). Anschließend bricht die Thermo-

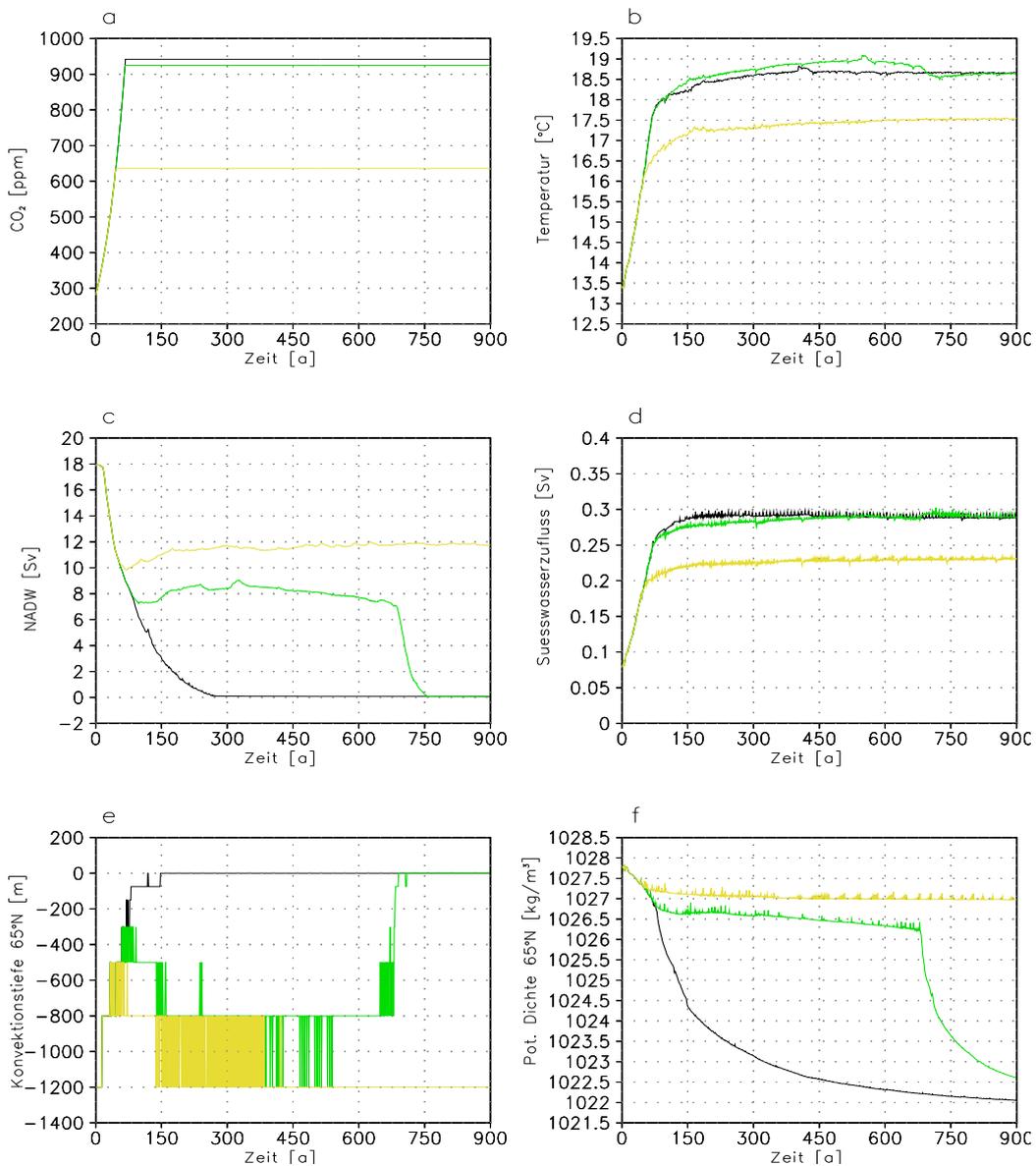


Abbildung 6.1: Möglichkeiten des Verhaltens der Thermohalinen Zirkulation bei langsamer Erhöhung der CO_2 Konzentration. Schwarz: Sofortiger Zusammenbruch der Thermohalinen Zirkulation, Grün: Späterer Zusammenbruch der THC, Gelb: Stabilisierung der THC.

a: Kohlendioxidkonzentration, b: Globale Mitteltemperatur, c: Maximum der meridionalen Stromfunktion der THC, d: Süßwasserzufluß 50-70°N, e: Konvektionstiefe bei 65°N, f: Potentielle Dichte des Oberflächenwassers im Atlantik bei 65°N. Alle Experimente wurden bei einer hydrologischen Empfindlichkeit $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und mit einer Anstiegsrate von 1.8%/a durchgeführt.

haline Zirkulation innerhalb von 180 Jahren vollständig zusammen (Abb. 6.1c). Das Absinken der Konvektionstiefe auf weniger als 150m ist ein Indikator dafür, daß ein Zusammenbruch der Thermohalinen Zirkulation unmittelbar bevorsteht. Bei Erreichen dieser Konvektionstiefe hat sich die THC in keinem der Experimente wieder stabilisiert.

In Szenario zwei, in Grün abgebildet, steigt die CO₂ Konzentration für 66 Jahre an, und wird bei 925.2ppm stabilisiert. In diesem Szenario stabilisiert sich die Thermohaline Zirkulation erst einmal wieder, aber zum Zeitpunkt t=683a, 617 Jahre nach Stabilisierung des CO₂, fällt auch bei diesem Szenario die Konvektionstiefe auf unter 150m, und es folgt ein noch schnellerer Zusammenbruch der Thermohalinen Zirkulation. Dieser Zustand wird im Folgenden als metastabil bezeichnet. Wie in Abb. 6.1e zu erkennen ist, fällt auch bei diesem Szenario die Konvektionstiefe schon bei ca. t=80a auf niedrige Werte, anschließend nimmt die Konvektionstiefe jedoch wieder zu, und die Zirkulation erholt sich vorübergehend wieder. In Abb. 6.1f wird aber deutlich, daß die Dichte der Oberflächenschicht in der Tiefenwasserbildungsregion auch in der Phase, wo sich die THC vorübergehend wieder erholt, stetig abnimmt, bis es zum Zusammenbruch der THC kommt.

In Szenario 3, in Gelb abgebildet, steigt die CO₂ Konzentration für 45 Jahre an, und wird bei 636.1ppm stabilisiert. In diesem Fall bleibt auch die Thermohaline Zirkulation stabil.

Nach der „klassischen“ Theorie sind hierbei die Möglichkeiten 1 und 3 gut erklärt, aber die zweite Möglichkeit ist in der bisherigen Literatur zum Thema noch nicht aufgetaucht. Offensichtlich ist im ersten Fall die Abnahme der Dichte des Oberflächenwassers durch das zusätzlich herangeführte Süßwasser und den Temperaturanstieg so stark, daß es zu einem sofortigen Zusammenbruch der Zirkulation kommt, während im zweiten Fall die Abnahme der Dichte anfänglich noch nicht stark genug ist, um die Konvektion zu unterbrechen. Durch die weitere Süßwasserzufuhr in die Tiefenwasserbildungsregion bei gleichzeitig niedriger Zirkulationsstärke kommt es aber zu einer advektiven Rückkoppelung, d.h. durch das zugeführte Süßwasser nimmt die Dichte ab, das wiederum verlangsamt die Zirkulation, die deshalb weniger salzhaltiges Wasser aus niederen Breiten heranzuführen kann. Dies sorgt wiederum dafür, daß die Dichte noch weiter abnimmt, bis sie so

niedrig ist, daß die Konvektion unterbunden wird, weshalb es zu einem Kollaps der THC kommt. Der Übergang zwischen instabilen und metastabilen Zuständen ist zwar in dem gewählten Beispiel sehr deutlich und diskret, aber bei niedrigeren Anstiegsraten der CO₂ Konzentration und bei niedrigeren hydrologischen Empfindlichkeiten ist der Übergang fließend und eine Unterscheidung der Zustände wird sehr schwierig.

Ebenso schwierig ist die Unterscheidung zwischen metastabilen und stabilen Zuständen, da die Zeiten, nach denen die THC im metastabilen Fall zusammenbricht, sehr lang werden können. So ist die THC in einem der untersuchten Fälle erst ca. 2000 Jahre nach Stabilisierung der CO₂ Konzentration zusammengebrochen. Wegen der hohen Rechenzeitanforderungen für derartig lange Integrationen war deshalb eine Untersuchung des Übergangs metastabil-stabil nicht möglich.

Es ist allerdings fraglich, inwieweit die auftretenden metastabilen Zustände tatsächlich eine Entsprechung im realen Klimasystem haben. Derartige Zustände konnten bisher nicht in anderen Klimamodellen festgestellt werden. Es ist zu vermuten, daß der Grund für diesen Unterschied ist, daß sich die THC in CLIMBER-2 nach Erreichen des Minimums der Zirkulationsstärke im Gegensatz zu anderen Modellen kaum wieder erholt (siehe auch Abschnitt 3.2.2). Wenn sich die Zirkulation stärker erholen würde, wäre der oben beschriebene advective Rückkopplungsmechanismus nicht so stark ausgeprägt, daß es zu einem späteren Zusammenbruch der THC kommt. Hinzu kommt noch, daß die Annahme einer CO₂ Konzentration, die über mehrere Jahrhunderte konstant auf so hohem Niveau bleibt, als unrealistisch angenommen werden muß, da die Kohlenstoffvorräte auf der Erde endlich sind. Daher dürften die metastabilen Zustände, falls sie im realen Ozean tatsächlich auftreten sollten, keine große Relevanz haben.

6.4 Stabilität der THC

Bei der Bestimmung des Punktes, an dem die THC instabil wird, tritt das Problem der Unterscheidung zwischen instabilen und metastabilen Zuständen auf. Zwar sind diese Möglichkeiten bei hohen hydrologischen Empfindlichkeiten, sowie bei

hohen Anstiegsraten der CO_2 Konzentration klar voneinander getrennt, bei niedrigen Anstiegsraten und niedrigen hydrologischen Empfindlichkeiten k ist diese Unterscheidung jedoch schwieriger, da die Übergänge zwischen den Zuständen fließend sind. Deshalb werden drei Kriterien eingeführt, um zwischen meta- und instabilen Zuständen unterscheiden zu können.

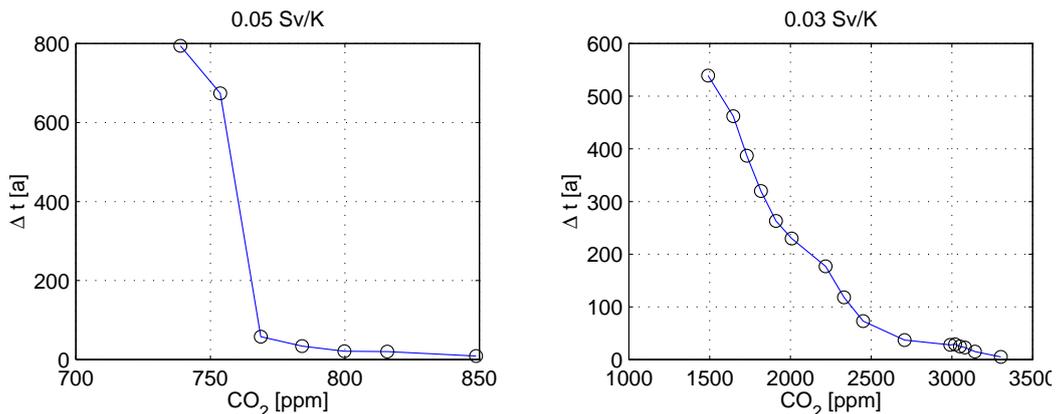


Abbildung 6.2: Zeitdifferenz Δt zwischen Stabilisierung der CO_2 Konzentration und dem Zeitpunkt, an dem die Konvektionstiefe unter 150m fällt, in Abhängigkeit von der CO_2 Endkonzentration. Links: $k = 0.05 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und Anstiegsrate 2%/a, rechts: $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und Anstiegsrate 1%/a.

Um den Unterschied im Verhalten bei verschiedenen hydrologischen Empfindlichkeiten bzw. Anstiegsraten zu illustrieren sind in Abb. 6.2 zwei repräsentative Fälle abgebildet. In beiden Fällen ist die Zeitdifferenz Δt zwischen der Stabilisierung der CO_2 Konzentration und dem Zeitpunkt, an dem die Konvektionstiefe unter 150m fällt, in Abhängigkeit von der erreichten CO_2 Konzentration abgebildet. In der linken Hälfte der Abbildung sind die Ergebnisse von Modellläufen bei einer Anstiegsrate von 2%/a und einer hydrologischen Empfindlichkeit $k = 0.05 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß es bei hohen CO_2 Endkonzentrationen zu einem schnellen Zusammenbruch der THC kommt. Bei etwas niedrigeren CO_2 Konzentrationen nimmt die Zeitdifferenz Δt leicht zu, bleibt aber immer noch im Bereich der Zeitdifferenzen bei höheren Konzentrationen. An einem deutlich zu erkennenden Punkt, im hier betrachteten Fall bei einer Konzentration von 754ppm, ändert sich das Verhalten jedoch deutlich, es kommt zu einem Sprung in der Zeitdifferenz Δt , in diesem Fall von 55 Jahren bei 770ppm auf 670 Jahre

bei 754ppm CO₂. In den Fällen, wo ein solcher deutlicher Sprung auftritt, wird der Punkt dieses Sprunges im Folgenden als der gesuchte Instabilitätspunkt betrachtet, und die Unterscheidung zwischen instabilem und metastabilem Zustand ist eindeutig. Dieser Sprung in der Zeitdifferenz ist das erste Kriterium der Unterscheidung zwischen meta- und instabilen Zuständen.

Bei niedrigeren hydrologischen Empfindlichkeiten, bzw. bei niedrigeren Anstiegsraten ist der Fall jedoch deutlich anders. In Abb. 6.2 rechts ist wieder Δt in Abhängigkeit vom CO₂ abgetragen, in diesem Fall jedoch bei $k = 0.03 \frac{\text{Sy}}{\text{K}}$ und einer Anstiegsrate von 1%/a. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Zeitdifferenz Δt in diesem Fall keinen Sprung macht, sondern bei Verringerung des CO₂ kontinuierlich anwächst, wobei die Zuwachsrate der Zeitdifferenz bei ca. 2500ppm etwas größer wird. Dieser Punkt, an dem sich die Änderungsrate der Zeitdifferenz Δt ändert, wird im Folgenden als das zweite Unterscheidungskriterium zwischen meta- und instabilen Zuständen benutzt, da sich in diesem Fall nicht mehr eindeutig unterscheiden läßt, ob ein Zustand instabil oder metastabil ist. Dies bedeutet allerdings eine deutlich größere Unsicherheit in der CO₂ Konzentration, bei der die Zirkulation instabil wird, als in den Fällen, in denen das erste Unterscheidungskriterium anwendbar ist.

Die Gesamtheit der ca. 350 berechneten CO₂ Szenarien ist in Abb. 6.3 dargestellt. Dort ist wieder die Zeitdifferenz Δt in Abhängigkeit von maximaler CO₂ Konzentration, Anstiegsrate und hydrologischer Empfindlichkeit abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen, wie der Sprung in Δt mit abnehmender hydrologischer Empfindlichkeit und abnehmender Anstiegsrate des CO₂ immer niedriger wird, bis überhaupt kein Sprung mehr zu erkennen ist. So läßt sich bei der im Vergleich zu anderen Klimamodellen (siehe auch Abschnitt 3.1.3) recht hohen hydrologischen Empfindlichkeit $k = 0.05 \frac{\text{Sy}}{\text{K}}$ der Instabilitätspunkt für alle Anstiegsraten eindeutig bestimmen, genau wie bei $k = 0.043 \frac{\text{Sy}}{\text{K}}$, während dies bei $k = 0.03 \frac{\text{Sy}}{\text{K}}$ nur im Fall der Anstiegsraten 2%/a und 1.8%/a noch möglich ist. Bei $k = 0.037 \frac{\text{Sy}}{\text{K}}$ ist eine eindeutige Bestimmung bei 2%/a bis 1.4%/a möglich.

Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abb. 6.4 abgebildet. Dort ist die maximale CO₂ Konzentration, bei der die Zirkulation noch metastabil ist, in Abhängigkeit von der Anstiegsrate der CO₂ Konzentration dargestellt. Während die mit schwar-

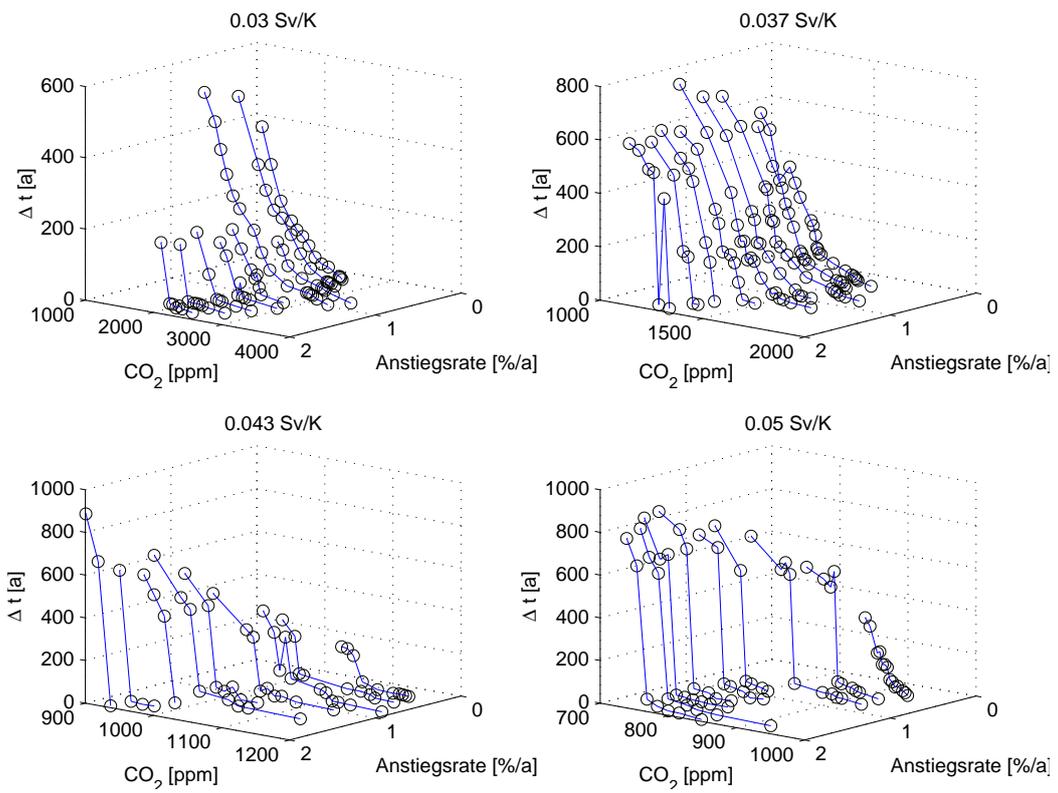


Abbildung 6.3: Zeitdifferenz Δt zwischen Stabilisierung der CO_2 Konzentration und dem Zeitpunkt, an dem die Konvektionstiefe unter 150m fällt, in Abhängigkeit von CO_2 Konzentration, Anstiegsrate und hydrologischer Empfindlichkeit.

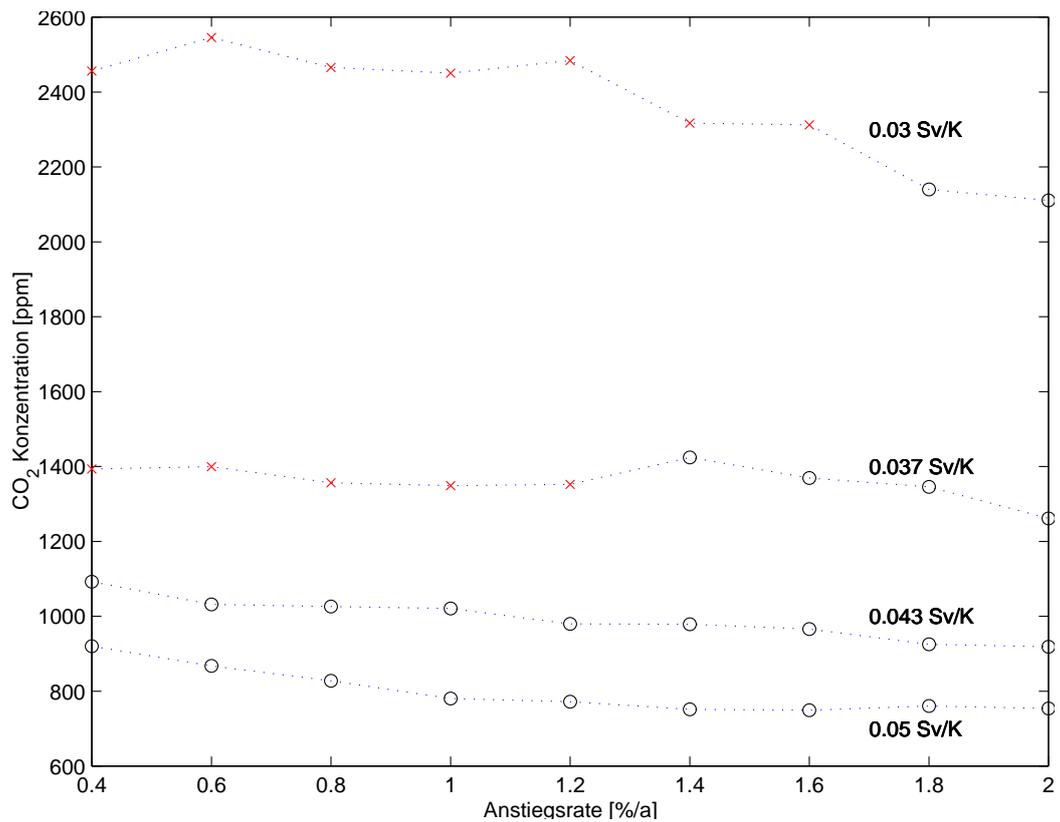


Abbildung 6.4: Maximale CO_2 Konzentration, bei der die Zirkulation metastabil ist, in Abhängigkeit von der Anstiegsrate der CO_2 Konzentration bei den betrachteten hydrologischen Empfindlichkeiten. Schwarz: Bestimmt aus Sprung in Δt , rot: Bestimmt aus Wechsel der Änderungsrate.

zen Kreisen markierten Punkte aus dem Sprung in der Zeitdifferenz Δt bestimmt wurden, wurden die mit roten Kreuzen markierten Punkte aus dem Wechsel der Änderungsrate von Δt bestimmt. Dabei bedeutet ein Wert oberhalb der zur jeweiligen hydrologischen Empfindlichkeit gehörigen Kurve einen sofortigen Zusammenbruch der THC.

Die Werte der maximalen und der minimalen CO₂ Konzentration, bei deren Überschreitung die Zirkulation bei der betrachteten hydrologischen Empfindlichkeit instabil wird, sind in Tab. 6.1 zusammengefaßt. Bei den hohen hydrologischen Empfindlichkeiten $k = 0.043 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und $k = 0.05 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ ist dieser Grenzwert klar von der Anstiegsrate der CO₂ Konzentration abhängig. So liegt der Grenzwert im Fall von $k = 0.05 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und 0.4%/a bei 920ppm CO₂, während er bei der Anstiegsrate 2%/a bei 754 ppm CO₂ liegt - eine Differenz von immerhin 166ppm.

| k [Sv/K] | Max. CO ₂ [ppm] | Rate [%/a] | Min. CO ₂ [ppm] | Rate [%/a] |
|------------|----------------------------|------------|----------------------------|------------|
| 0.03 | 2545 | 0.6 | 2110 | 2.0 |
| 0.037 | 1424 | 1.4 | 1261 | 2.0 |
| 0.043 | 1092 | 0.4 | 919 | 2.0 |
| 0.05 | 920 | 0.4 | 754 | 2.0 |

Tabelle 6.1: Maximaler und minimaler CO₂ Wert, bei dem die Zirkulation bei der betrachteten hydrologischen Empfindlichkeit instabil wird, sowie die Anstiegsraten, bei denen diese Werte erreicht werden. Die Werte wurde aus dem Sprung in der Zeitdifferenz Δt bestimmt. (Siehe auch Abb. 6.4.)

Diese reguläre Abhängigkeit der maximalen CO₂ Konzentration von der Anstiegsrate gilt jedoch nur bei den höheren hydrologischen Empfindlichkeiten. Bei den niedrigeren hydrologischen Empfindlichkeiten $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und $k = 0.037 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ ist diese Abhängigkeit nicht so deutlich. Zwar ist bei den aus dem Sprung in der Zeitdifferenz Δt bestimmten Punkten das Verhältnis so, daß die maximale Konzentration bei niedrigeren Anstiegsraten höher ausfällt, aber bei $k = 0.037 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ liegen alle Punkte, die aus dem zweiten Kriterium bestimmt wurden, in der Umgebung von 1380 ppm CO₂, und damit bei einer niedrigeren Konzentration, als bei der Anstiegsrate 1.4%/a. Bei $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ wird die maximale CO₂ Konzentration bei der Anstiegsrate 0.6%/a erreicht.

Eine dritte Möglichkeit der Unterscheidung von instabilen und metastabilen Zu-

ständen ist eine Definition, die weniger physikalische Argumente benutzt, als vielmehr die Frage von der Steuerbarkeit des Systems her betrachtet. Dabei stellt sich die Frage, inwieweit das System nach Erreichen einer kritischen CO₂ Konzentration noch stabilisiert werden kann.

Zur Untersuchung dieser Frage wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem sofort nach Erreichen des Maximums der CO₂ Konzentration eine Reduktion der CO₂ Emissionen auf Null angenommen wird. Die sich daran anschließende Reduktion der CO₂ Konzentration folgte der Impulse-Response-Funktion, die Hooß et al. [13] für die Zeitentwicklung der CO₂ Konzentration bestimmt haben.

Die Reduktion der CO₂ Konzentration führt zu einer sofortigen Reduktion der Temperatur, was wiederum zu einem Ansteigen der Dichte des Oberflächenwassers führt. Im Nordatlantik wird das Dichteminimum ca. 25 Jahre nach Beginn der CO₂ Reduktion erreicht. Aus dieser Verzögerungszeit ergibt sich der Abbruchzeitpunkt, d.h. wenn die Zirkulation bis 25 Jahre nach Stabilisierung der CO₂ Konzentration noch nicht zusammengebrochen ist, wird die Zirkulation als stabil angenommen. Diese Punkte konnten auf 1 Jahr genau bestimmt werden, d.h. die Genauigkeit liegt bei der Anstiegsrate der Kohlendioxidkonzentration. Die Idee dabei ist, daß eine Reduktion der Kohlendioxidemissionen auf Null einen Kollaps der THC noch verhindern kann, falls der Kollaps länger als 25 Jahre nach Erreichen des Maximums der CO₂ Konzentration eintritt. In allen mit derartigen CO₂ Szenarien durchgeführten Experimenten erholte sich die Zirkulation wieder, aber da es nur wenige Experimente waren kann nicht ausgeschlossen werden, daß die Zirkulation bei bestimmten Szenarien doch noch kollabieren würde.

Wie zu erwarten und wie in Abb. 6.5 deutlich wird, liegen die maximalen CO₂ Konzentrationen in diesem Falle etwas höher, als bei Bestimmung der CO₂ Konzentration aus dem Sprung in Δt . So liegt die niedrigste CO₂ Konzentration, bei der die THC instabil wird, bei Bestimmung des Instabilitätspunktes aus dem ersten Unterscheidungskriterium bei 754ppm, während sie bei Anwendung des dritten Kriteriums bei 784ppm liegt - ein Unterschied von 30ppm. Der maximale Unterschied von 474ppm tritt bei $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ und der Anstiegsrate 1%/a auf.

Auch bei Anwendung des 25-Jahre-Kriteriums ist bei den hohen hydrologischen Empfindlichkeiten weiterhin eine klare Abhängigkeit der maximalen CO₂ Kon-

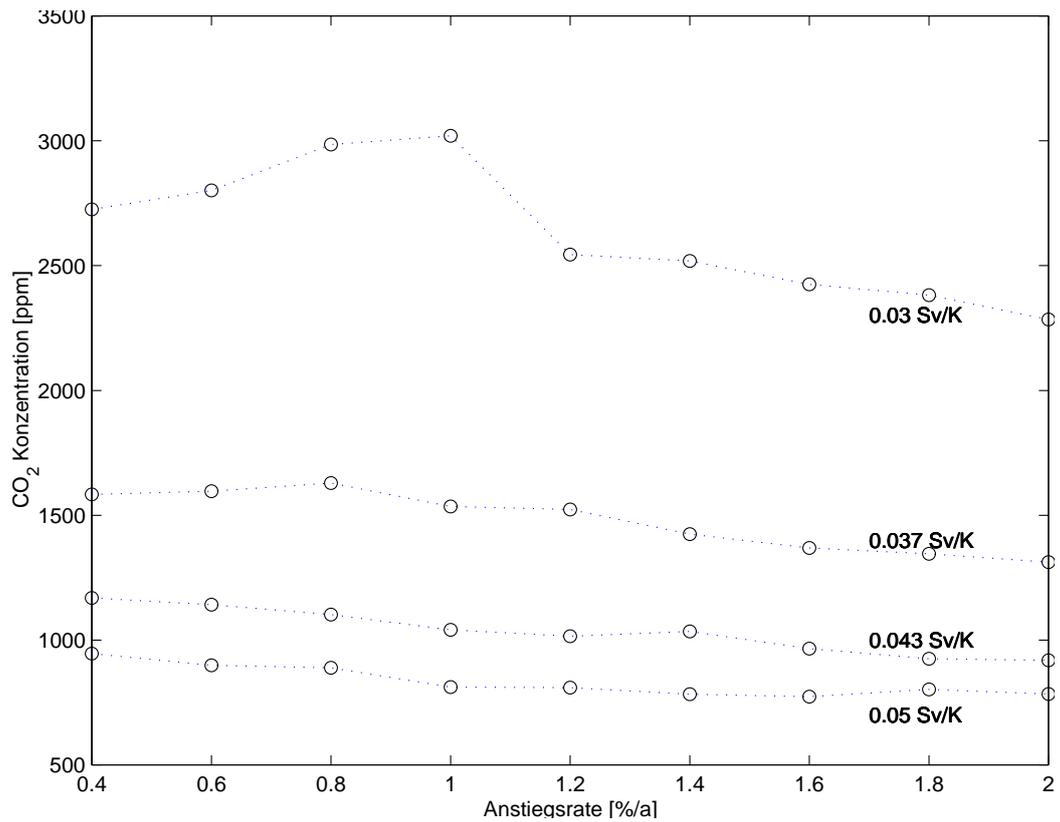


Abbildung 6.5: Maximale CO₂ Konzentration, bei der die Zirkulation metastabil ist, in Abhängigkeit von der Anstiegsrate der CO₂ Konzentration bei den betrachteten hydrologischen Empfindlichkeiten. Bestimmungskriterium war in diesem Fall, daß die THC 25 Jahre nach Stabilisierung der CO₂ Konzentration noch stabil war.

zentrationen von der Anstiegsrate zu erkennen. Bei den niedrigeren hydrologischen Empfindlichkeiten ist allerdings auch bei dieser Methode der Bestimmung des Instabilitätspunktes das Verhalten nicht so, wie erwartet. Speziell im Fall von $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$, wo die maximale CO_2 Konzentrationen bei einer Anstiegsrate von 1%/a erreicht wird, ist das Verhalten deutlich irregulär. Inwieweit dieses Verhalten ein Artefakt ist, oder einen realen physikalischen Hintergrund hat, konnte nicht abgeschätzt werden.

| k [Sv/K] | Max. CO_2 [ppm] | Rate [%/a] | Min. CO_2 [ppm] | Rate [%/a] |
|------------|--------------------------|------------|--------------------------|------------|
| 0.03 | 3019 | 1.0 | 2284 | 2.0 |
| 0.037 | 1629 | 0.8 | 1312 | 2.0 |
| 0.043 | 1169 | 0.4 | 919 | 2.0 |
| 0.05 | 946 | 0.4 | 784 | 2.0 |

Tabelle 6.2: Maximaler und minimaler CO_2 Wert, bei dem die Zirkulation instabil wird, sowie die Anstiegsraten, bei denen diese Werte erreicht werden. Werte wurden aus dem Kriterium bestimmt, daß die THC 25 Jahre nach Stabilisierung des CO_2 nicht zusammenbricht. (Siehe auch Abb. 6.5.)

Die mit dieser Definition erhaltenen Werte des maximalen und des minimalen CO_2 Wertes, bei Überschreitung dessen die Zirkulation bei der betrachteten hydrologischen Empfindlichkeit instabil wird, sind in Tab. 6.2 zusammengefaßt.

6.5 Diskussion

In diesem Kapitel wurde untersucht, bei welchen Kohlendioxidkonzentrationen die Thermohaline Zirkulation im Klimamodell CLIMBER-2 instabil wird. Die bestimmten CO_2 Grenzwerte sind von der Anstiegsrate der CO_2 Konzentration abhängig, d.h. die THC bricht bei einer höheren Anstiegsrate früher zusammen, als bei einer niedrigeren Anstiegsrate. Allerdings ist diese Abhängigkeit bei niedrigeren hydrolog. Empfindlichkeiten weniger deutlich, da es einzelne Punkte gibt, die sich anders verhalten.

Bei der Bestimmung der CO_2 Grenzwerte trat das Problem auf, daß CLIMBER-2 bei Erhöhung der CO_2 Konzentration nicht nur stabile und instabile Zustände

zeigt, sondern auch metastabile Zustände, bei denen sich die Zirkulation nach Erreichen der maximalen CO₂ Konzentration erst wieder erholt, und dann wesentlich später doch noch zusammenbricht. Dies geschah teilweise erst nach mehreren Jahrhunderten. Zur Unterscheidung zwischen instabilen und metastabilen Kriterien wurden drei Kriterien eingeführt.

Bei hohen hydrologischen Empfindlichkeiten k lassen sich instabile und metastabile Zustände deutlich unterscheiden, da es einen deutlichen Sprung in der Zeitdifferenz zwischen Stabilisierung der CO₂ Konzentration und Zusammenbruch der Konvektion gibt, aber bei niedrigen k wird diese Unterscheidung schwierig, da die Zustände fließend ineinander übergehen. Die Unsicherheit ist daher in diesem Bereich recht groß ist. Bei einer hydrol. Empfindlichkeit $k = 0.05 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ bewegen sich die CO₂ Grenzwerte in einem Bereich von 754-920 ppm CO₂, während sie bei $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ in einem Bereich von 2110-3019 ppm CO₂ liegen.

Das Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) hat Szenarien für den möglichen Anstieg der CO₂ Konzentration während der nächsten 100 Jahre veröffentlicht. Die maximalen CO₂ Werte der meisten dieser Szenarien bleiben weit unter dem kleinsten gefundenen CO₂ Grenzwert von 754ppm, nur in den Szenarien IS92e und IS92f, sowie im Szenario SRES A2 werden so hohe Werte erreicht, daß die THC instabil würde. So wird im Szenario IS92e im Jahr 2100 eine CO₂ Konzentration von 910ppm erreicht, wobei eine maximale Anstiegsrate von 1.1%/a im Jahr 2100 erreicht wird. In den Szenarien IS92f und SRES A2 wird die maximale Konzentration von 781 bzw. 822ppm CO₂ auch im Jahr 2100 erreicht (IPCC [16]).

Nach diesen Szenarien wäre also nur im Falle einer hohen hydrologischen Empfindlichkeit die Stabilität der THC gefährdet, und die Wahrscheinlichkeit, daß CO₂ Konzentrationen erreicht werden, bei denen auch bei einer niedrigen hydrol. Empfindlichkeit, die ja mit einer hohen Unsicherheit verbunden ist, die Zirkulation zusammenbricht, muß als niedrig angesehen werden. Fraglich bleibt allerdings, wie sich die CO₂ Konzentration nach 2100 entwickeln wird, aber diese Frage muß als sehr spekulativ angesehen werden und kann hier nicht beantwortet werden.

Stocker und Schmittner finden mit ihrem Modell bei einer Klimasensitivität von 3.6 K einen Bereich der CO₂ Grenzwerte, der von 630ppm CO₂ bei einer An-

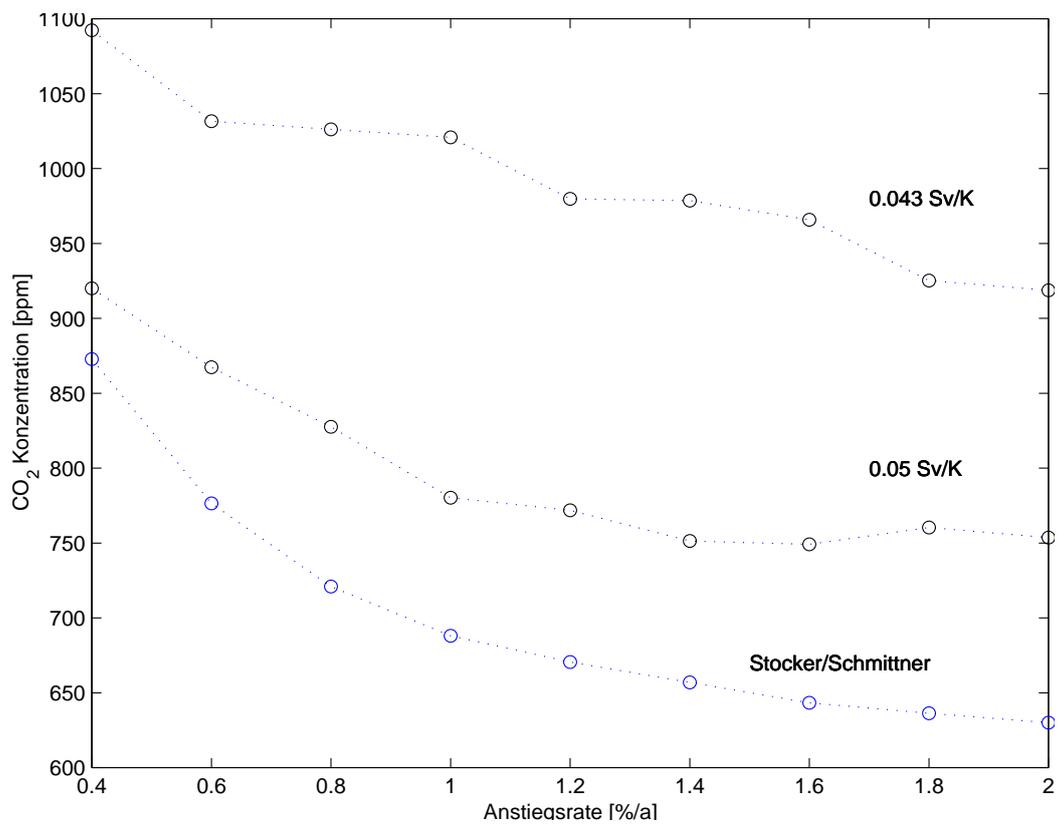


Abbildung 6.6: Maximale CO₂ Konzentration, bei der die Zirkulation nicht zusammenbricht. Schwarz: CLIMBER-2, siehe auch Abb. 6.4, blau: Stocker/Schmittner.

stiegsrate von 2%/a bis 870ppm bei einer Anstiegsrate von 0.4%/a reicht (Stocker, Schmittner [37]). Wie in Abb. 6.6 deutlich zu erkennen ist, liegen diese Werte niedriger, als die mit CLIMBER-2 bestimmten, was auf eine hohe hydrologische Empfindlichkeit im Modell von Stocker hinweist. Die Breite des Bereiches zwischen Minimal- und Maximalwert ist mit 240ppm aber sehr ähnlich, wie die mit CLIMBER-2 gefundene.

Über die Sicherheit dieser Ergebnisse läßt sich momentan nur spekulieren. So ist die Unsicherheit in der Klimasensitivität immer noch sehr groß. Das IPCC geht dabei von einer Spannbreite von 1.5K bis 4.5K aus (Houghton et al. [14]). CLIMBER-2 liegt mit 3.6K innerhalb dieses Bereichs. Mindestens ebenso groß ist die Unsicherheit in der hydrologischen Empfindlichkeit. Da die Stabilität der THC bei steigender CO₂ Konzentration stark von diesen beiden Faktoren abhängt, läßt sich hier keine klare Aussage machen.

Zusätzlich gibt es neue Untersuchungen von Latif, der Simulationen der Erwärmung durch den Treibhauseffekt mit dem hochauflösenden Klimamodell ECHAM4/OPYC3 durchgeführt hat. In dieser Simulation entsteht eine permanente El Niño-ähnliche Situation, die dazu führt, daß der Salzgehalt im tropischen Atlantik stark ansteigt. Dieses sehr salzhaltige Wasser wird nach Norden advehiert, so daß sich die Dichte des Wassers in der Tiefenwasserbildungsregion, und damit die Stärke der THC, kaum ändert (Latif [20]). Da ein El Niño aber nur in Klimamodellen mit einer hohen Auflösung auftritt, kann dieser Effekt mit CLIMBER-2 in der Version 2.1 nicht untersucht werden, da die Auflösung für derartige Experimente nicht ausreichend ist.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Diplomarbeit wurden das Zeitverhalten und die Stabilität der Thermohalinen Zirkulation unter Einfluß des anthropogenen Treibhauseffektes untersucht. Für diese Untersuchungen wurde einerseits das Klimamodell CLIMBER-2 in der Version 2.1 benutzt, und andererseits wurden zwei konzeptionelle Modelle entwickelt.

Zuerst wurde das Zeitverhalten der Erwärmung bei Zufuhr von zusätzlichem CO_2 betrachtet. Für diese Untersuchung wurde ein konzeptionelles Modell entwickelt, das das Zeitverhalten der Wärmeaufnahme durch zwei Wasserschichten unterschiedlicher Schichtdicke beschreibt. Aus diesem Modell wurde eine Impulse-Response-Funktion bestimmt, die das Zeitverhalten der oberflächennahen Lufttemperatur als Reaktion auf einen der Atmosphäre zugeführten CO_2 Impuls beschreibt.

Die Responsefunktion sagt einen exponentiellen Anstieg der Temperatur voraus, der zu 75% auf einer Zeitskala von 7 Jahren stattfindet, während die restlichen 25% auf einer Zeitskala von 109 Jahren ablaufen. Die Abweichungen zwischen den von CLIMBER-2 vorhergesagten Temperaturen, sowie den Temperaturen, die die Responsefunktion vorhersagt, sind, über den gesamten betrachteten Zeitraum gesehen, klein. Die Gültigkeit der gefundenen IRF muß jedoch für größere Tem-

peraturänderungen, als die maximal 6K, die hier betrachtet wurden, verneint werden, da die Linearisierung, die der IRF zugrunde liegt, auf Grund der Nichtlinearitäten des Klimasystems bei größeren Temperaturänderungen nicht mehr zulässig ist.

Die durch die Erwärmung verursachte Dichteänderung im Oberflächenwasser breitet sich im Ozean als interne Welle aus. Diese interne Welle konnte anhand eines zwei-Schichten-Modells der Wellenausbreitung in einem zweidimensionalen Ozeanbecken untersucht werden. In diesem Modell breiten sich die Wellen mit einer Gruppengeschwindigkeit $v_g = 3.35 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aus. Die Ausbreitung dieser Wellen leitet die Änderung des Dichtegradienten ein, und die weiteren Änderungen des Dichtefeldes finden auf einer advektiven Zeitskala statt. Im Vergleich zum zwei-Schichten-Modell ist die Wellenausbreitung in CLIMBER-2 deutlich langsamer, die Wellen haben hier nur eine Geschwindigkeit von $7.1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Dieser Unterschied ist aber auch in Modellexperimenten mit dreidimensionalen Modellen festgestellt worden, und wird mit der Berücksichtigung von Viskosität bzw. Diffusion in nicht idealisierten Modellen erklärt.

Im 6. Kapitel wurde die Stabilität der Thermohalinen Zirkulation bei Erwärmung des Erdklimas durch den Treibhauseffekt untersucht. Es zeigt sich, daß die THC bei ausreichender Erwärmung vom heutigen Zirkulationszustand in einen Zustand vernachlässigbar schwacher Zirkulation übergehen kann. Die CO_2 Grenzwerte, bei deren Überschreitung die THC instabil wird, sind von der hydrologischen Empfindlichkeit des Modells und der Anstiegsrate der Kohlendioxidkonzentration abhängig. So liegt die kritische CO_2 Konzentration bei hohen Anstiegsraten niedriger, als bei langsamerem Anstieg.

Für hohe hydrologische Empfindlichkeiten ließen sich diese Grenzwerte gut bestimmen, während sie bei niedrigeren hydrologischen Empfindlichkeiten deutlich unsicherer sind, da CLIMBER-2 nicht nur stabile und instabile Zustände zeigt, sondern auch metastabile. Die Unterscheidung von meta- und instabilen Zuständen war bei niedrigen hydrologischen Empfindlichkeiten schwierig, da die Zustände fließend ineinander übergehen.

Es zeigte sich, daß die Thermohaline Zirkulation nur bei hohen hydrologischen Empfindlichkeiten instabil wird, falls die CO_2 Konzentration nicht Werte erreicht,

die heutzutage für unrealistisch gehalten werden. So ist die THC bei einer hydrologischen Empfindlichkeit $k = 0.05 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ schon bei einer CO_2 Konzentration von 754ppm CO_2 zusammengebrochen, ein Wert, der nach mehreren der Szenarien, die das IPCC veröffentlicht hat, erreicht wird. Dagegen wird die THC mit $k = 0.03 \frac{\text{Sv}}{\text{K}}$ erst bei 2100ppm CO_2 instabil.

7.2 Ausblick

Bei der Untersuchung von räumlich eng begrenzten Prozessen mit Hilfe eines zweidimensionalen, zonal gemittelten Klimamodells drängt sich selbstverständlich die Frage auf, inwiefern diese Prozesse durch das grobe Modell überhaupt richtig wiedergegeben werden. Zum jetzigen Zeitpunkt muß dazu gesagt werden, daß es wegen der hohen Rechenzeitanforderungen von höher aufgelösten Modellen nicht möglich gewesen wäre, die große Anzahl an Experimenten mit einem höher auflösenden Modell durchzuführen.

So muß dann die Frage, wie sich die Erwärmung durch den Treibhauseffekt in der Tiefenwasserbildungsregion genau auswirkt, in späteren Arbeiten geklärt werden. Die Prozesse in der Tiefenwasserbildungsregion sind aber von entscheidender Bedeutung für die Stabilität der THC. Auch der Oberflächenantrieb in dieser Region ist sehr wichtig für das Zeitverhalten und die Stabilität der THC. Weitere Untersuchungen dieser Fragestellungen wären daher wünschenswert.

Das Konvektionsverhalten, und speziell die Änderungen in der Konvektion durch den Treibhauseffekt, wurden in dieser Arbeit gar nicht untersucht. Speziell in diesem Fall wäre aber eine Untersuchung mit Hilfe eines zonal gemittelten Modells sehr problematisch, da Konvektionsprozesse sehr kleinräumig sind. Auch diese Fragestellung ist für die Stabilität der Thermohalinen Zirkulation von entscheidender Bedeutung. Zur Zeit werden jedoch am PIK und an der Universität Potsdam schon Untersuchungen zum Konvektionsverhalten durchgeführt.

Eine weitere Frage, die nicht beantwortet werden konnte, ist die genaue Ursache der metastabilen Zustände, die in Kapitel 6 beschrieben werden. Ebenso wenig ist klar, inwieweit diese Zustände im realen Klimasystem auftreten können. Publi-

zierte Ergebnisse, die mit dreidimensionalen GCMs erzielt wurden, geben bisher keine Hinweise darauf, daß diese Zustände auch in dreidimensionalen Modellen auftreten.

Die Ausbreitung von Wellen ist in der Zwischenzeit von mehreren Arbeitsgruppen mit OGCMs untersucht worden, allerdings nur mit Modellen niedriger Auflösung, die keine Atmosphäre beinhalten. Daher könnte eine Untersuchung der Wellenprozesse im Ozean mit einem hochauflösenden Ozeanmodell, das an eine Atmosphäre gekoppelt ist, unsere Kenntnisse vom Anpassungsprozeß der Zirkulation an eine Erwärmung des Klimas noch vervollständigen. Ich erwarte von diesen Untersuchungen allerdings keine qualitativ neuen Erkenntnisse, sondern nur ein besseres quantitatives Verständnis.

Literaturverzeichnis

- [1] Bronstein, I.N., K.A. Semendjajew, G. Musiol, H. Mühlig, 1993, Taschenbuch der Mathematik, Deutsch, Frankfurt a.M.
- [2] Capotondi, A., 2000, Oceanic wave dynamics and interdecadal variability in a climate system model, *J. Geophys. Res.*, 105, 1017-1036
- [3] Dansgaard et al., 1993, Evidence for general instability of past climate from a 250 kyr ice-core record, *Nature*, 364, 218-220
- [4] Davey, Michael K., William W. Hsieh, Roxana C. Wajswicz, 1983, The Free Kelvin Wave with Lateral and Vertical Viscosity, *Journal of Physical Oceanography*, 13, 2182-2191
- [5] Dickinson, Robert E., Kimberly J. Schaudt, 1998, Analysis of Timescales of Response of a Simple Climate Model, *Journal of Climate*, 11, 97-107
- [6] Döscher, Ralf, Claus W. Böning, Peter Herrmann, 1994, Response of Circulation and Heat Transport in the North Atlantic to Changes in Thermohaline Forcing in Northern Latitudes: A Model Study, *Journal of Physical Oceanography*, 24, 2306-2320
- [7] Gehrtsen, Kneser, Vogel, 1989, *Physik*, Springer
- [8] Gill, A.E., 1982, *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Int. Geophysics Series, 30, Academic Press A Model Study, *Journal of Physical Oceanography*, 24, 2306-2320

- [9] Goodman, Paul J., 2000, Thermohaline Adjustment and Advection in an OGCM, eingereicht bei Journal of Physical Oceanography
- [10] GUACA, 1993, Global upper air climatic atlas, NCDC, NOAA
- [11] Harvey, L.D.D., S.H. Schneider, 1985, Transient Climate Response to External Forcing on $10^0 - 10^4$ Year Time Scales Part 1: Experiments With Globally Averaged, Coupled, Atmosphere and Ocean Energy Balance Models, Journal of Geophysical Research, 90, D1, 2191-2205
- [12] Hasselmann et al., 1993, On the cold start problem in transient simulations with coupled atmosphere-ocean models, Climate Dynamics, 9, 53-61
- [13] Hooß, Georg, Reinhard Voss, Klaus Hasselmann, Ernst Maier-Reimer, Fortunat Joos, 1999, A nonlinear impulse response model of the coupled carbon cycle-ocean-atmosphere climate system, MPI Report Nr. 290, Max Planck Institut für Meteorologie
- [14] Houghton, J.T. et al., 1995, Climate Change 1995, Cambridge University Press, Cambridge
- [15] Hsieh, William W., Michael K. Davey, Roxana C. Wajsowicz, 1983, The Free Kelvin Wave in Finite-Difference Numerical Models, Journal of Physical Oceanography, 13, 1383-1397
- [16] IPCC Data Distribution Centre for Climate Change and Related Scenarios for Impacts Assessments, 1999, CD-ROM, Version 1.0
- [17] Joos, Fortunat, 1996, The Atmospheric Carbon Dioxide Perturbation, Europhysics News, 27, 213-218
- [18] Karcher, M., A. Lippert, 1994, Spin-up and breakdown of source-driven deep North Atlantic flow over realistic bottom topography, Journal of Geophysical Research, 99, C6, 12357-12373
- [19] Kawase, M., 1987, Establishment of Deep Ocean Circulation Driven by Deep-Water Production, Journal of Physical Oceanography, 17, 2294-2317

- [20] Latif, Mojib, E. Roeckner, 1999, Tropical Stabilisation of the Thermohaline Circulation in a Greenhouse Warming Simulation, eingereicht bei Journal of Climate
- [21] Levitus, S., 1982, Climatological Atlas of the world ocean, NOAA Professional Paper, 13, US Dept. of Commerce, NOAA, Washington DC
- [22] Manabe, S., R.J. Stouffer, 1980, Sensitivity of a global climate model to an increase of CO₂ concentration in the atmosphere, J. Geophys. Res., 85, 5529-5554
- [23] Manabe, S., R.J. Stouffer, 1988, Two Stable Equilibria of a Coupled Ocean-Atmosphere Model, Journal of Climate, 1, 841-866
- [24] Manabe, S., R.J. Stouffer, 1994, Multiple-Century Response of a Coupled Ocean-Atmosphere Model to an increase of Atmospheric Carbon Dioxide, Journal of Climate, 7, 5-23
- [25] McGuffie, K., A. Henderson-Sellers, 1995 , A Climate Modelling Primer, John Wiley & Sons
- [26] Mysak, Lawrence A., Paul H. LeBlond, 1978, Waves in the Ocean, Elsevier
- [27] Peixoto J.P., Oort A.H., 1991, Physics of Climate, Springer
- [28] Petoukhov, V., A. Ganopolski, V. Brovkin, M. Claussen, A. Eliseev, C. Kutzbach, S. Rahmstorf, 2000, CLIMBER-2: A climate system model of intermediate complexity, Climate Dynamics, 16, 1-17
- [29] Rahmstorf, S., 1995, Bifurcations of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle, Nature, 378, 145-149
- [30] Rahmstorf, S., 1996, On the freshwater forcing and transport of the Atlantic thermohaline circulation, Climate Dynamics, 12, 799-811
- [31] Rahmstorf, S., A. Ganopolski, 1998, Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model, Climatic Change, 43, 353-367

- [32] Rahmstorf, Stefan, 1999, Shifting seas in the greenhouse?, *Nature*, 399, 523-524
- [33] Roemmich, D.H., C. Wunsch, 1995, Two transatlantic sections: Meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean, *Deep-Sea Res.*, 53, 433-451
- [34] Sandström, J.W., 1908, Dynamische Versuche mit Meerwasser, *Ann. Hydrogr. Marit. Meteorol.*, 36, 6-23
- [35] Scott, Jeffrey R., Jochem Marotzke, Peter H. Stone, 1999, Interhemispheric Thermohaline Circulation in a Coupled Box Model, *Journal of Physical Oceanography*, 29, 351-365
- [36] Stocker, T.F., D.G. Wright, L.A. Mysak, 1992, A zonally averaged, coupled ocean-atmosphere model for paleoclimate studies. *J. Climate* 5, 773-797
- [37] Stocker, T.F., A. Schmittner, 1997, Influence of CO₂ emission rates on the stability of the thermohaline circulation, *Nature*, 388, 862-865
- [38] Stommel, H., A. B. Aarons, 1960, On the abyssal circulation of the world ocean - I. Stationary planetary flow patterns on a sphere, *Deep Sea Research*, 6, 140-154
- [39] Stommel, H., A. B. Aarons, 1960, On the abyssal circulation of the world ocean - II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins, *Deep Sea Research*, 6, 217-233
- [40] Stommel, H., 1961, Thermohaline convection with two stable regimes of flow, *Tellus*, 13, 224-241
- [41] Stouffer, Ronald J., S. Manabe, 1999, Response of a Coupled Ocean-Atmosphere Model to Increasing Atmospheric Carbon Dioxide: Sensitivity to the Rate of Increase, *Journal of Climate*, 12, 2224-2237
- [42] Sugimotohara, N., M. Fukusawa, 1988, Set-up of the deep circulation in multi-level numerical models, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 44, 315-336

- [43] Titz, Sven, Till Kuhlbrodt, Stefan Rahmstorf, Ulrike Feudel, 2000, On Freshwater-Dependent Bifurcations in Box Models of the Interhemispheric Thermohaline Circulation, eingereicht bei Journal of Physical Oceanography
- [44] Warren, Bruce A., 1981, Deep Circulation of the World Ocean, Evolution of Physical Oceanography, MIT Press, 6-40
- [45] Wood, R. A., et al., 1999, Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO₂ forcing in a climate model, Nature, 399, 572-575

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den vielen Menschen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Diplomarbeit unterstützt haben. Leider ist es nicht möglich, alle zu nennen, da der Platz auf dieser Seite dafür nicht ausreichend wäre. Ich bitte daher diejenigen, die hier nicht erwähnt werden, dies zu entschuldigen.

Mein Dank gilt Prof. Kurths, der es mir ermöglicht hat, diese Diplomarbeit am PIK zu erstellen, und der während meiner gesamten Studienzeit hier in Potsdam immer ein offenes Ohr für mich hatte.

Ohne Prof. Rahmstorf und die Betreuung durch ihn wäre diese Diplomarbeit nie entstanden. Dafür möchte ich mich bedanken.

Danken möchte ich auch Andrey Ganopolski, der meine Fragen zu CLIMBER-2 immer geduldig beantwortet hat.

Till Kuhlbrodt möchte ich für die vielen interessanten Diskussionen danken, die diese Diplomarbeit deutlich vorangebracht haben.

Überhaupt hat das angenehme Arbeitsklima am PIK diese Untersuchungen sehr erleichtert. Dafür danke ich allen Mitarbeitern, speziell denen der Ozeangruppe.

Auch meiner Familie bin ich sehr zu Dank verpflichtet. Sie haben mich während meiner gesamten Studienzeit immer unterstützt und nie gefragt, wie lange es denn noch dauern würde.

Zuguterletzt möchte ich meinen Mitbewohnerinnen Claudia Frenzel und Anja Reischke danken, die nicht nur Korrektur gelesen haben, sondern mich dazu noch in den letzten Wochen ertragen haben, während ich mit „seltsamen“ Dingen beschäftigt war.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, daß ich diese Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der im Literaturverzeichnis angegebenen Quellen angefertigt habe.

Potsdam, den 25. Oktober 2000

Thomas Kleinen