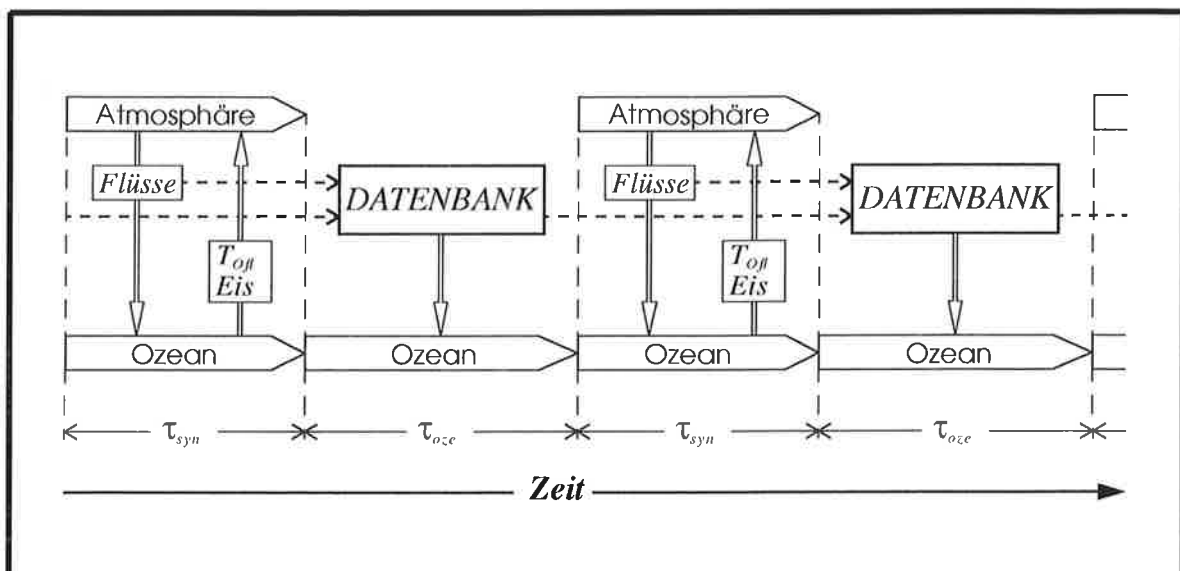




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 38



ENTWICKLUNG EINES KOPPLUNGSVERFAHRENS
ZUR REDUZIERUNG DER RECHENZEIT
VON ATMOSPHÄRE-OZEAN-MODELLEN

VON
Reinhard Voß

HAMBURG, Mai 1996

Dissertation im Rahmen des Promotionsverfahrens

Autor:

Reinhard Voß

DKRZ
Deutsches - Klima - Rechenzentrum
Bundesstraße 55
D - 20146 Hamburg
Germany

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

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

Entwicklung eines Kopplungsverfahrens zur Reduzierung der Rechenzeit von Atmosphäre-Ozean-Modellen

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

vorgelegt von
Reinhard Voß
aus Hamburg

Hamburg 1996

ISSN 0938-5177

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der
Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. M. Dunst
und Dr. R. Sausen

Hamburg, den 10.04.1996

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

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Kopplungsverfahren	3
3	Die Anwendung der Kopplungsverfahren auf ein einfaches Modell	8
3.1	Ein einfaches Energiebilanzmodell	8
3.2	Synchrone Kopplung	12
3.2.1	Das Kopplungsverfahren	12
3.2.2	Klimaänderungsszenarien	12
3.2.3	Experimente mit zeitlich konstantem und periodischem Antrieb	13
3.2.4	Experimente mit stochastischem Antrieb	16
3.3	Asynchron gekoppelte Experimente mit zeitlich konstantem Antrieb	24
3.3.1	Das Kopplungsverfahren	24
3.3.2	Experimente mit stufenförmig reduzierter Emissivität	24
3.4	Periodisch-synchron gekoppelte Experimente mit periodischem Antrieb	30
3.4.1	Das Kopplungsverfahren	30
3.4.2	Experimente mit stufenförmiger Reduzierung der atmosphärischen Emissivität	31
3.4.3	Experimente mit linearer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität	35
3.4.4	Die Länge der reinen Ozeanintegrationen	37
3.5	Periodisch-synchron gekoppelte Experimente mit stochastischem Antrieb	42
3.5.1	Das Kopplungsverfahren	42
3.5.2	Experimente unter Quasigleichgewichtsbedingungen	44
3.5.3	Experimente mit stufenförmiger Reduzierung der atmosphärischen Emissivität	48
3.5.4	Experimente mit linearer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität	52
4	Ein periodisch-synchron gekoppeltes Zirkulationsmodell	56
4.1	Das atmosphärische Zirkulationsmodell ECHAM	56
4.2	Das ozeanische Zirkulationsmodell LSG	57
4.3	Die Kopplung	58
4.4	Aufbau der Experimente	61
4.5	Der mittlere Zustand und die Variabilität	64
4.5.1	Die zeitliche Entwicklung	64
4.5.2	Der mittlere Zustand der Atmosphäre	71
4.5.3	Der mittlere Zustand des Ozeans	76
4.5.4	Die interannuale Variabilität	84
4.6	Die Klimaänderungen	92
4.6.1	Die zeitliche Entwicklung	92
4.6.2	Das Klimaänderungsmuster	96
4.7	Die Klimaänderungen auf langen Zeitskalen	106
4.7.1	Die Änderungen im Zustand der Atmosphäre	106
4.7.2	Die Änderungen im Zustand des Ozeans	110
5	Zusammenfassung und Ausblick	116
	Literaturverzeichnis	120

Zusammenfassung

Gekoppelte Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodelle werden zur Untersuchung von Klimavariabilität und Klimaänderungen eingesetzt. Nachteil dieser Modelle ist deren großer Bedarf an Rechenzeit. Bei den meisten gekoppelten Zirkulationsmodellen werden Atmosphäre und Ozean quasi-simultan über die volle Simulationsdauer integriert (synchrone Kopplung). Asynchrone und periodisch-synchrone Kopplungsverfahren ermöglichen eine Reduzierung der Rechenzeit des gekoppelten Modells, denn bei beiden Verfahren wird die Atmosphäre über eine kürzere Zeit simuliert als der Ozean. Bei der asynchronen Kopplung wechseln sich kurze Simulationen der Atmosphäre mit langen Ozeansimulationen ab. Die periodisch-synchrone Kopplung besteht aus Phasen synchroner Kopplung und Phasen, in denen nur das Ozeanmodell integriert wird.

Um Einblick in die Eigenschaften der verschiedenen Kopplungsverfahren zu erhalten, wurde ein einfaches nichtlineares Energiebilanzmodell benutzt. Bei der asynchronen Kopplung, die hauptsächlich für Modelle ohne Jahresgang Verwendung findet, sind vor allem zwei Faktoren für die Qualität der Ergebnisse verantwortlich. Einerseits muß den beiden Modellkomponenten genügend Zeit gelassen werden, um sich an geänderte Randbedingungen anzupassen. Andererseits sollte ein möglichst häufiger Informationsaustausch zwischen beiden Komponenten stattfinden.

Für das einfache Modell mit Jahresgang wurde die periodisch-synchrone Kopplung verwendet. Besonders große Abweichungen zum synchron gekoppelten Referenzexperiment treten auf, wenn die synchronen Phasen und die reinen Ozeanphasen jedes oder jedes zweite Mal am gleichen Zeitpunkt des Jahreszyklus starten. Mit geschickter Wahl der Phasenlängen kann man ein nur geringes Anwachsen der Abweichungen mit steigender Länge der reinen Ozeanphasen (d.h. mit sinkendem Bedarf an Rechenzeit) erzielen.

Die bisher entwickelten asynchronen und periodisch-synchronen Verfahren versagen bei gekoppelten Modellen mit hoher Variabilität. Eine hohe Variabilität zeichnet aber viele gekoppelte Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodelle aus. Mit Hilfe des einfachen Modells wurde deshalb ein periodisch-synchrones Verfahren für Modelle mit hoher Variabilität entwickelt. Das Verfahren zeichnet sich gegenüber älteren Verfahren durch eine geänderte Bestimmung des Antriebs während der reinen Ozeanphasen aus. Hierzu werden gewichtete Jahresmittel der Atmosphäre-Ozean-Flüsse benutzt.

Das mit Hilfe des einfachen Modells entwickelte Verfahren wurde auf ein gekoppeltes Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodell mit hoher interner Variabilität (ECHAM3/LSG) angewendet. Die Längen der synchron gekoppelten Phasen und der Ozeanphasen wurden so gewählt, daß das periodisch-synchron gekoppelte Modell nur 30% der Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells benötigt. Mit dem Modell ECHAM3/LSG wurden jeweils ein synchron und ein periodisch-synchron gekoppeltes Experiment mit konstantem CO₂-Gehalt der Atmosphäre und mit einem transientem Anstieg des CO₂-Gehalts bis zur CO₂-Verdoppelung nach 60 Jahren durchgeführt. Für die Folgezeit bleibt der CO₂-Gehalt konstant. Im ersten Fall wurden jeweils 250 Jahre und im zweiten Fall 150 Jahre simuliert.

In beiden Fällen zeigen sich gute Übereinstimmungen zwischen den synchron und den peri-

odisch-synchron gekoppelten Experimenten. Bis auf ein Gebiet im Südlichen Ozean bleiben die Unterschiede der mittleren Felder im Bereich der Variabilität des jeweiligen synchron gekoppelten Laufs. Die interannuale Variabilität des periodisch-synchron gekoppelten Modells weist aufgrund der zeitweisen Abschaltung der Atmosphäre Abweichungen zum synchron gekoppelten Modell auf.

Das periodisch-synchron gekoppelte Klimaänderungsexperiment wurde bis auf 500 Jahre ausgedehnt, um die Klimaänderung auf längeren Zeitskalen zu untersuchen. Nach 500 Jahren treten im tiefem Ozean noch starke Änderungen auf, obwohl die CO₂-Konzentration seit 440 Jahren konstant ist. Oberer Ozean und Atmosphäre zeigen nur noch eine schwache Klimaänderung. Der Meeresspiegelanstieg durch thermische Expansion beträgt in den letzten 100 Jahren noch 10 cm. Die nordatlantische Zirkulation zeigt in den ersten 100 Jahren eine deutliche Abschwächung und in der Folgezeit eine langsame Erholung. Diese Ergebnisse des periodisch-synchron gekoppelten Modells werden durch ein ähnliches Experiment mit einem anderen synchron gekoppelten Zirkulationsmodell bestätigt.

1 Einleitung

Gekoppelte Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodelle sind entwickelt worden, um Klimaänderungen und die Klimavariabilität zu untersuchen. Durch die Einbeziehung des tiefen Ozeans ist es möglich, Schwankungen und Änderungen auf Zeitskalen von 100 und mehr Jahren wiederzugeben. Der Rechenzeitbedarf bei langen Simulationen mit gekoppelten Zirkulationsmodellen ist aber enorm. So bilden Simulationen von mehreren hundert Jahren bisher die Ausnahme (z.B. von Storch, 1994; Manabe und Stouffer, 1994; Stouffer et al., 1994).

Bei den meisten heutigen gekoppelten Zirkulationsmodellen werden Atmosphäre und Ozean quasi-simultan über die volle Integrationsdauer simuliert. Dieses Verfahren wird als synchrone Kopplung bezeichnet. Möglichkeiten, den Rechenzeitbedarf zu reduzieren, ohne die Modellphysik zu vereinfachen oder eine gröbere Auflösung zu wählen, bieten asynchrone und periodisch-synchrone Kopplungsverfahren. Diese Verfahren zeichnen sich dadurch aus, daß die Atmosphäre über einen kürzeren Zeitraum als der Ozean simuliert wird. Hierbei macht man sich zunutze, daß die Atmosphäre zu gegebenen Randbedingungen wesentlich schneller einen neuen statistischen Gleichgewichtszustand erreicht als der Ozean. So erreichen die charakteristischen Zeitkonstanten in der Atmosphäre höchstens einige Jahre, während besonders die tiefen Schichten des Ozeans Anpassungszeiten von Jahrhunderten und mehr aufweisen.

Die Anteile der beiden Komponenten an der Rechenzeit des gekoppelten Modells wirken sich bei einer reduzierten Simulierung der Atmosphäre vorteilhaft aus. Bei atmosphärischen und ozeanischen Komponenten mit einer vergleichbaren Auflösung verbraucht der atmosphärische Teil des gekoppelten Modells wesentlich mehr Rechenzeit als der ozeanische Teil. Tabelle 1.1 zeigt zwei Beispiele für in Hamburg entwickelte Zirkulationsmodelle, ECHAM3/LSG (siehe Kapitel 4) und ECHAM4/OPYC (Roeckner et al., 1996). Aufgelistet sind jeweils die Anteile der beiden Submodelle an der gesamten Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells. Bei beiden gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Modellen entspricht die Rechenzeit für zehn Jahre Ozeansimulation in etwa dem Rechenzeitbedarf für ein Jahr Simulation der Atmosphäre.

Die asynchrone Kopplung wurde erstmals von Manabe und Bryan (1969) angewendet. Hierbei wechseln sich kurze Integrationen des atmosphärischen Modells mit langen Ozeanintegrationen ab. Dieses Verfahren ist besonders für Modelle ohne Jahresgang geeignet. Bei Berücksichti-

Tabelle 1.1 : Anteile der atmosphärischen und ozeanischen Komponenten am Rechenzeitbedarf des gesamten synchron gekoppelten Modells.

	Atmosphäre	Ozean	Atmosphäre	Ozean
	ECHAM3	LSG	ECHAM4	OPYC
Horizontale Auflösung	T21	4°	T42	2.8° *
Rechenzeitanteil	90%	10%	88%	12%

* zwischen 30° und dem Äquator wird die meridionale Auflösung bis auf 0.5° am Äquator verfeinert.

gung eines Jahresgangs sind die Ergebnisse unbefriedigend (siehe z.B. Manabe et al., 1979; Washington et al., 1980). Bei der periodisch-synchronen Kopplung wechseln sich Phasen mit quasi-simultaner Integration beider Modelle (synchroner Kopplung) mit Phasen reiner Ozeanintegration ab. Das Verfahren geht auf einem Vorschlag von Gates zurück (Schlesinger, 1979) und wurde bisher nur mit Hilfe von Energiebilanzmodellen getestet (z.B. Harvey, 1986; Sausen, 1988; Roberts, 1990; Sausen und Voss, 1996). Dieses Verfahren ist auch für Modelle mit Jahresgang geeignet.

Alle bisher entwickelten asynchronen und periodisch-synchronen Kopplungsverfahren versagen aber, wenn das gekoppelte Modell eine hohe interne Variabilität zeigt. Dies ist aber ein Kennzeichen der meisten heutigen gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodelle. So ist es Ziel dieser Studie ein rechenzeitparendes Kopplungsverfahren für die letztgenannten Modelle zu entwickeln. Die mit diesem Verfahren erlangten Ergebnisse sollten nur geringe Abweichungen zu den entsprechenden Werten des synchron gekoppelten Modells aufweisen.

Ein erster Schritt in diese Richtung wurde von Sausen (1988) bereits gemacht. Das dort verwendete einfache Energiebilanzmodell wird auch hier in einer leicht modifizierten Version benutzt. Trotz der einfachen Formulierung ist das Modell nichtlinear und enthält stark unterschiedliche Zeitkonstanten für Atmosphäre und Ozean. Großer Vorteil des Modells ist neben seiner Überschaubarkeit der geringe Verbrauch an Rechenzeit und damit die Möglichkeit eine große Anzahl von Tests durchzuführen. Das Modell wurde in einem ersten Schritt dieser Studie benutzt, um die bei der asynchronen und periodisch-synchronen Kopplung auftretenden Phänomene zu studieren (Sausen und Voss, 1996). In einem zweiten Schritt wurde mit Hilfe des einfachen Modells ein periodisch-synchrones Kopplungsverfahren für Atmosphäre-Ozean-Modelle, die eine hohe Variabilität aufweisen, entwickelt (Voss und Sausen, 1996).

Die Tauglichkeit des neuen Verfahrens wurde in einem weiteren Schritt mit einem gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodell getestet. Dieses Modell besteht aus dem atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM3 (Roeckner et al., 1992) in T21 Auflösung und dem ozeanischen Zirkulationsmodell LSG (Maier-Reimer et al., 1993) mit einer ähnlichen horizontalen Auflösung. Das gekoppelte Modell ECHAM3/LSG wurde neben den hier vorgestellten Läufen in weiteren synchron und periodisch-synchron gekoppelten Klimaexperimenten eingesetzt (z.B. Hasselmann et al., 1995; Schiller et al., 1996).

Für diese Arbeit wurden jeweils ein synchron und ein periodisch-synchron gekoppeltes Experiment mit konstantem CO_2 -Gehalt und transientem CO_2 -Anstieg durchgeführt. Während bei den ersten beiden Simulationen der mittlere Zustand und die Variabilität untersucht wurden, standen bei den Klimaänderungsläufen das transiente Verhalten und das Klimaänderungsmuster im Vordergrund.

Eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Kopplungsverfahren folgt im Kapitel 2. Das Energiebilanzmodell und die verschiedenen Untersuchungen mit dem Modell werden in Kapitel 3 vorgestellt. Im Kapitel 4 folgt die Beschreibung des gekoppelten Zirkulationsmodells und der vier mit dem Modell durchgeführten Experimente. Abschließend werden die Ergebnisse im Kapitel 5 zusammengefaßt und ein Ausblick gegeben.

2 Die Kopplungsverfahren

Das erste verwendete Verfahren, um ein atmosphärisches und ein ozeanisches Zirkulationsmodell zu koppeln, geht auf Manabe und Bryan (1969) zurück. Aufgrund der damaligen Rechnerleistung war es notwendig, die Zirkulationsmodelle der Atmosphäre und des Ozeans asynchron zu koppeln. Das atmosphärische Modell, das sehr viel mehr Rechenzeit benötigt (40 mal mehr Rechenzeit bei den von Manabe und Bryan (1969) verwendeten Modellen), wird über einen wesentlich kürzeren Zeitraum integriert als das ozeanische Modell.

Generell kann die asynchrone Kopplung atmosphärischer und ozeanischer Modelle wie folgt beschrieben werden: Der Zyklus beginnt mit einer Integration des atmosphärischen Modells über das Intervall τ_A (n_A Zeitschritte) mit Meeresoberflächentemperaturen T_{Ofl} und der Meereisverteilung aus der vorangegangenen Ozeanintegration (Abbildung 2.1). Während dieser Integration werden die Flüsse zwischen Atmosphäre und Ozean, die den Massen-, Impuls-, und Wärmetransport beschreiben, berechnet. Im Anschluß an die Integration des atmosphärischen Modells werden diese Daten an das ozeanische Modell übergeben. Hier bilden die Flüsse den Antrieb für die nun folgende Integration des Ozeanmodells über den Zeitraum τ_O (n_O Zeitschritte). Der Startpunkt der Ozeanintegration liegt entweder am Endpunkt der vorangegangenen Ozeanintegration (wie in Abbildung 2.1 gezeigt) oder am Ende der vorangegangenen Atmosphärenintegration. Am Ende der Ozeanintegration werden die neu berechneten Meeresoberflächentemperaturen T_{Ofl} und Meereisdaten an das atmosphärische Modell geliefert, und ein neuer Zyklus kann beginnen.

Der Bedarf an Rechenzeit wird um so stärker reduziert, desto länger τ_O gegenüber τ_A ist. Bei vielen Atmosphäre-Ozean-Modellen wird dieser Effekt noch durch die Tatsache verstärkt, daß die atmosphärische Komponente einen viel höheren Anteil an der Rechenzeit des gekoppelten Modells benötigt als die ozeanische Komponente. Dieser höhere Anteil kommt durch einen kürzeren Zeitschritt und die Berücksichtigung einer größeren Anzahl von physikalischen Prozessen zustande. Manabe und Bryan (1969) rechtfertigen ihre Vorgehensweise mit den unterschiedlichen thermischen Relaxationszeiten beider Komponenten. Während die atmosphärische Relaxationszeit in Bereich von wenigen Monaten liegt, ist sie für den Ozean wesent-

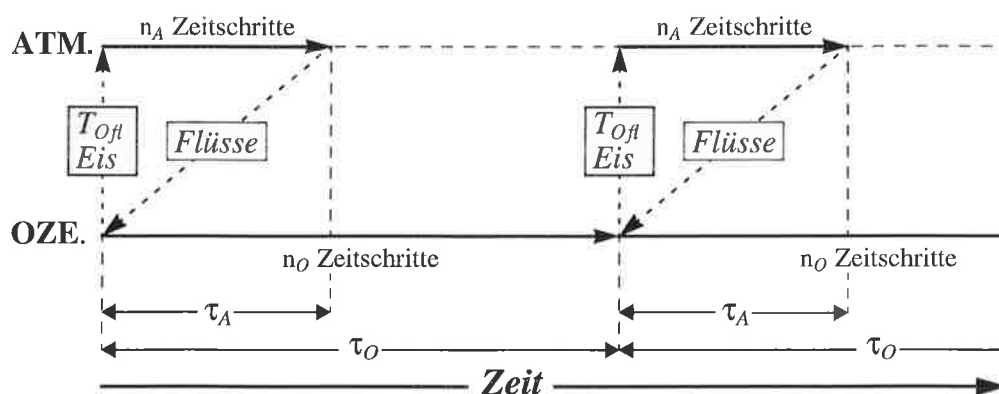


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der asynchronen Kopplung.

lich länger. So werden im tiefen Ozean Werte mit einer Größenordnung von Jahrhunderten erreicht. So paßt sich die Atmosphäre wesentlich schneller an die vom Ozean erhaltenen Randbedingungen an als der Ozean an die von der Atmosphäre gelieferten Flüsse. Manabe und Bryan (1969) führten eine Simulation mit $\tau_A = 3$ Std und $\tau_O = 12.5$ Tage für ein gekoppeltes Zirkulationsmodell durch. Dieses Kopplungsverfahren fand später auch in aufwendigeren Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen Verwendung (z.B. Manabe et al., 1975; Bryan et al., 1975; Manabe und Stouffer, 1988). Bei allen diesen gekoppelten Modellen wird auf einen Jahresgang der solaren Einstrahlung verzichtet. Asynchrone Kopplungsverfahren wurden zum Beispiel auch bei der Kopplung von Modellen der Atmosphäre und der Eisschilde verwendet (z.B. Polard et al., 1990).

Für gekoppelte Modelle mit Jahresgang wurde das asynchrone Kopplungsverfahren von Manabe et al. (1979) und Washington et al. (1980) modifiziert. Im ersten Fall wurden zwei Datenbanken mit dem jeweiligen Jahresgang der Antriebsfelder beider Modelle benutzt. Während der getrennten Simulationen beider Modelle werden die entsprechenden Teile der Datenbanken aufgefrischt. Es wurde $\tau_A = 1$ Tag und $\tau_O = 360$ Tage als Integrationslängen gewählt, so daß alle 360 Ozeanjahre der gleiche Zeitpunkt im Jahresgang im atmosphärischen Modell berechnet wird. Washington et al. (1980) wählten einen anderen Weg, indem sie mit dem atmosphärischen Modell die Monate Januar, April, Juli und Oktober simulierten. Als Randbedingung wurden die der Jahreszeit entsprechenden Felder der vorhergehenden Ozeanintegration benutzt. Aus diesen vier Monaten wurde mit Hilfe von harmonischen Funktionen der Jahresgang der Flüsse, die als Antrieb für das Ozeanmodell dienen, berechnet. Dann wurden die Meeresoberflächentemperaturen und die Eisverteilung der entsprechenden Monate des letzten der fünf simulierten Ozeanjahre als Randbedingung für die folgende Simulation der vier Monate der Atmosphäre verwendet.

Mit steigender Rechnerleistung wurde es in den 80er Jahren möglich, auch aufwendige Atmosphäre-Ozean-Modelle mit einem häufigeren Informationsaustausch zu koppeln. Ein Kopplungsverfahren, das bei den meisten heutigen gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen Verwendung findet, ist die sogenannte synchrone Kopplung. Der Name ist etwas irreführend, denn die beiden an der Kopplung beteiligten Modelle werden nicht zeitgleich integriert. Typisch sind aber gleiche Integrationslängen beider Modelle, so daß beide Modelle über die volle Simulationsdauer integriert werden. Somit ist vor allem die Länge der Phasen mit Ozeanintegration kürzer als bei der asynchronen Kopplung.

Bei der synchronen Kopplung wird das atmosphärische Modell über den Zeitraum τ (n_A Zeitschritte) integriert (Abbildung 2.2). Die Meeresoberflächentemperaturen T_{Ofl} und Informationen über Meereisdicke und -bedeckung aus der vorhergehenden Integration des ozeanischen Modells werden als Randbedingungen vorgegeben. Während der Integration des atmosphärischen Modells werden die Massen-, Impuls- und Wärmeflüsse zwischen Ozean und Atmosphäre berechnet. Diese Flüsse dienen dem Ozeanmodell als Antrieb für dessen Integration über den gleichen Zeitraum τ mit n_O Zeitschritten. Die Anzahl der Zeitschritte der beiden Modelle zur Integration über das Intervall τ muß nicht gleich sein, d.h. es kann $n_A \neq n_O$ sein. Die während der Ozeanintegration berechneten Meeresoberflächentemperaturen und Eisverteilung dienen als Randbedingung für die Integration des atmosphärischen Modells über das nächste

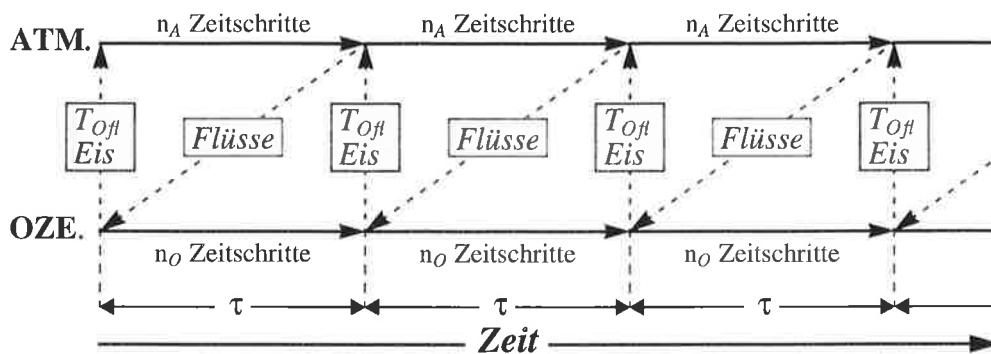


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der synchronen Kopplung.

Intervall τ . Die Länge von τ und die Variablen, die zwischen den beiden Modellen ausgetauscht werden, sind modellspezifisch. Typischerweise wird für τ ein Tag gewählt. Das oben beschriebene asynchrone Verfahren wird durch $\tau_A = \tau_O$ zu einem synchronen Verfahren, wenn die Integrationszeiten τ_A und τ_O entsprechend kurz sind (d.h. ein häufiger Informationsaustausch zwischen beiden Modellen gewährleistet ist).

Dieses Verfahren wurde in einer Vielzahl von Experimenten mit gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Modellen verwendet. Die Berücksichtigung eines Jahresgangs stellt bei diesem Verfahren kein Problem dar, wie Klima- und Klimaänderungsexperimente, die von verschiedenen Gruppen in den letzten Jahren durchgeführt wurden, belegen. Übersichten von Experimenten, die mit Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen durchgeführt wurden, sind zum Beispiel in Houghton et al. (1990), Houghton et al. (1992) und in Gates et al. (1993) zu finden.

Ein anderes Kopplungsverfahren für Modelle mit Jahresgang, die periodisch-synchrone Kopplung, wurde von Gates vorgeschlagen (Schlesinger, 1979). Bei diesem Verfahren wechseln sich Phasen synchroner Kopplung mit Phasen, in denen ausschließlich das ozeanische Modell integriert wird, ab (Abbildung 2.3). Während der synchron gekoppelten Phasen der Länge τ_{syn} werden die Flüsse, die das Ozeanmodell vom atmosphärischen Modell als Randbedingung geliefert bekommt, zusätzlich in einer Datenbank gesammelt. Aus den in der Datenbank gelagerten Ozeanantriebsfelder vorangegangener synchron gekoppelter Phasen wird der Antrieb für die reinen Ozeanphasen berechnet. Hierbei kann auch ein Jahresgang der Antriebsfelder berücksichtigt werden. Auch dieses Verfahren kommt mit weniger Rechenzeit als das ausschließlich synchron gekoppelte Modell aus, da das atmosphärische Modell zeitweilig abgeschaltet wird. Es stellt sich die Frage, ob man während der reinen Ozeanphasen eine zeitliche Entwicklung des Ozeantriebs und damit eine Vorhersage über die Entwicklung der Atmosphäre bestimmen kann. In Versuchen mit Energiebilanzmodellen mit Jahresgang ist dies auch gelungen (z.B. Harvey, 1986; Sausen, 1988; Roberts, 1990; Sausen und Voss, 1996).

Ein sensitiver Parameter bei asynchronen wie auch bei periodisch-synchronen Kopplungsverfahren ist die Länge der Phasen, in denen die beiden Modelle ohne Wechselwirkung mit dem jeweils anderen Modell integriert werden. Zu seltenes Kommunizieren beider Modelle kann das Erreichen eines Gleichgewichtszustands des gekoppelten Systems verhindern oder zumindest

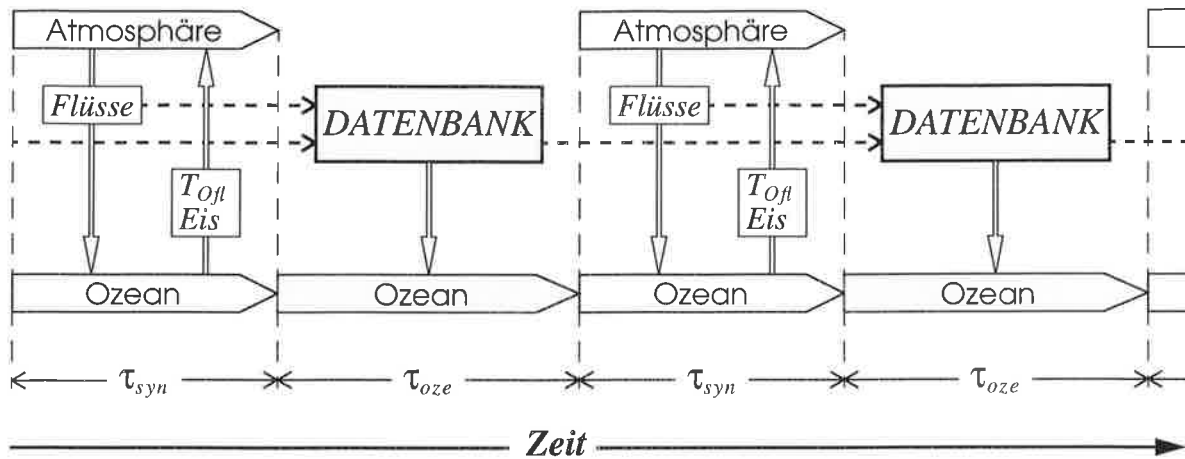


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der periodisch-synchronen Kopplung.

stark verzögern. Andererseits verringern lange Phasen mit ausschließlich Ozeanintegration den Rechenzeitbedarf erheblich, was vor allem bei Simulationen mit aufwendigen gekoppelten Zirkulationsmodellen wichtig ist. Dieser Vorteil zeichnet beide Verfahren bei langen Simulationen gegenüber der teureren synchronen Kopplung aus.

Beispiele für die Rechenzeiterparnis von periodisch-synchron gekoppelten Modellen sind in Abbildung 2.4 dargestellt. Dort ist die Rechenzeit des periodisch-synchron gekoppelten Modells CT in Prozent der entsprechenden Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells CT_{syn} dargestellt. Aufgetragen ist die Abhängigkeit der verbrauchten Rechenzeit vom Verhältnis der Längen zwischen den reinen Ozeanphasen und den Phasen mit synchroner Kopplung τ_{oze}/τ_{syn} . Die Einsparung an Rechenzeit im periodisch-synchron gekoppelten Modell hängt vom Anteil der atmosphärischen Komponente an der Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells ab. Auf diesem Grund werden 5 Beispiele mit Anteilen der atmosphärischen Komponente zwischen 10% und 90% betrachtet. Die Einsparung an Rechenzeit durch die Verwendung eines periodisch-synchronen Kopplungsverfahrens steigt mit steigendem Anteil der atmosphärischen Komponente an der Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells. Außerdem reduziert sich die Rechenzeit mit steigendem Verhältnis τ_{oze}/τ_{syn} . In allen betrachteten Fällen hat die Änderung des Verhältnisses τ_{oze}/τ_{syn} für kleine Werte des Verhältnisses den größten Effekt. Für ansteigende Werte von τ_{oze}/τ_{syn} nähern sich die Werte dem Anteil an, den die ozeanische Komponente an der Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells hat.

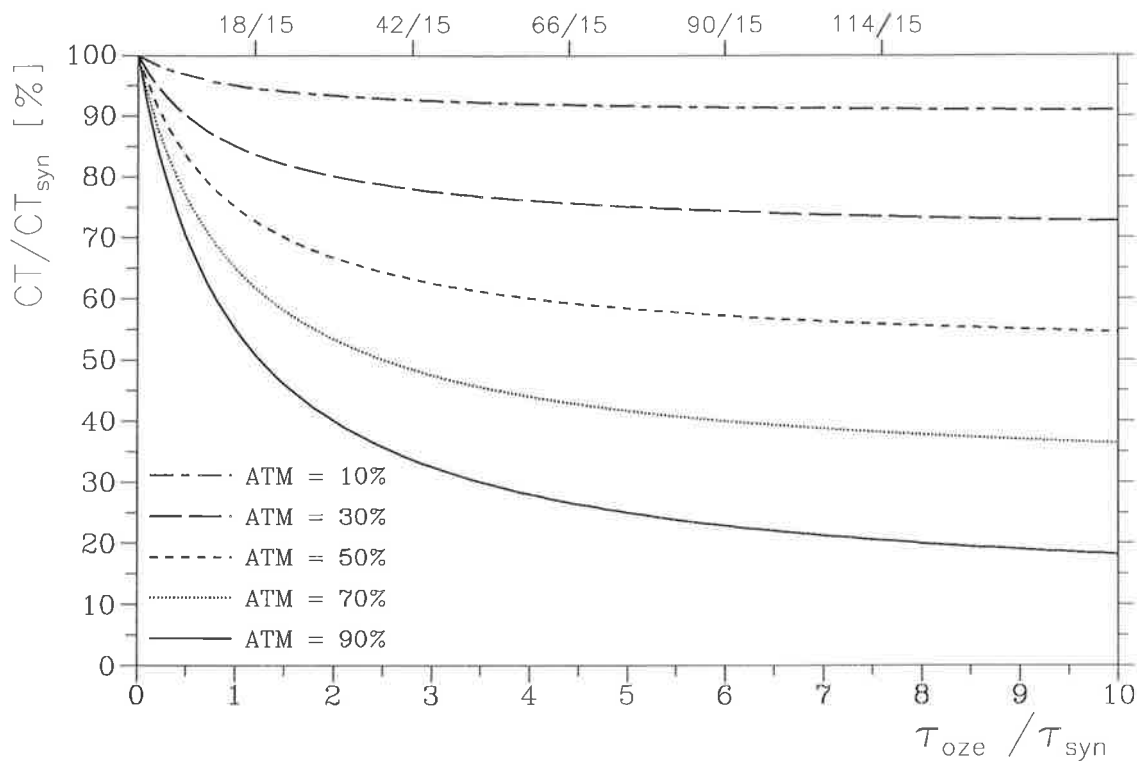


Abbildung 2.4: Die Rechenzeit des periodisch-synchron gekoppelten Modells CT in Prozent der entsprechenden Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells CT_{syn} . τ_{oze}/τ_{syn} bezeichnet das Verhältnis zwischen den Längen der reinen Ozeanphasen und der Phasen mit synchroner Kopplung. Es sind Beispiele für unterschiedliche Anteile der atmosphärischen Komponente an der Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells dargestellt. Die oben gesondert markierten Werte von τ_{oze}/τ_{syn} werden in den folgenden Abschnitten häufig benutzt.

3 Die Anwendung der Kopplungsverfahren auf ein einfaches Modell

3.1 Ein einfaches Energiebilanzmodell

Um die verschiedenen Kopplungsverfahren zu untersuchen, wird ein null-dimensionales Energiebilanzmodell verwendet. Die einfache Formulierung dieses gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Modells erleichtert es, eine große Anzahl von Versuchen durchzuführen und die Mechanismen der einzelnen Kopplungsverfahren zu verstehen. Nichts desto trotz besitzt das Modell einige Haupteigenschaften des realen Klimasystems. Das Modell ist nichtlinear und hat für die Atmosphäre und den Ozean stark unterschiedliche Zeitkonstanten. Das hier verwendete Modell basiert auf einer Version, die von Sausen (1988) ebenfalls zur Untersuchung von Kopplungsverfahren benutzt wurde.

Die Modellgleichungen beschreiben die Energiebilanz der Atmosphäre (Gleichung (3.1)), der ozeanischen Mischungsschicht (Gleichung (3.2)) und des tiefen Ozeans (Gleichung (3.3)) (Indizes A , $O1$, $O2$).

$$C_A \frac{dT_A}{dt} = R_A - \lambda_A T_A + k_1 (T_{O1} - T_A) \quad (3.1)$$

$$C_{O1} \frac{dT_{O1}}{dt} = R_O - \lambda_O T_{O1} - k_1 (T_{O1} - T_A) + k_2 (T_{O2} - T_{O1}) \quad (3.2)$$

$$C_{O2} \frac{dT_{O2}}{dt} = -k_2 (T_{O2} - T_{O1}) \quad (3.3)$$

Hierbei sind C_A , C_{O1} , C_{O2} die Wärmekapazitäten und T_A , T_{O1} , T_{O2} die Temperaturen der entsprechenden Subsysteme. Die Terme der langwelligen Ausstrahlung $\lambda_A T_A$ und $\lambda_O T_{O1}$ entstehen durch die Linearisierung der Stefan-Boltzmann Gleichung für einen Schwarzkörper. R_A und R_O bestehen aus der solaren Einstrahlung und dem konstanten Anteil der langwelligen Ausstrahlung für die Atmosphäre und den Ozean. Gekoppelt sind die Subsysteme durch die Wärmeflüsse zwischen ozeanischer Mischungsschicht und Atmosphäre $F = k_1(T_{O1} - T_A)$ und zwischen tiefem und oberem Ozean $k_2(T_{O2} - T_{O1})$.

Der atmosphärische Strahlungsparameter R_A setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

$$R_A = R_A^{(1)} + R_A^{(2)} \sin(\omega t) + R_A^{(3)} \xi(t) \quad (3.4)$$

Hierbei ist $R_A^{(1)}$ der zeitlich konstante Anteil, $R_A^{(2)} \sin(\omega t)$ repräsentiert den Jahresgang der solaren Einstrahlung (mit $\omega = 2\pi \text{ a}^{-1}$), und $R_A^{(3)} \xi(t)$ ist der stochastische Anteil des Antriebs. Der zuletzt genannte Anteil ist notwendig, um die Variabilität in der Atmosphäre, die sonst nicht durch das Modell erfaßt wird, zu simulieren. Der stochastische Antrieb setzt sich aus einer konstanten Amplitude $R_A^{(3)}$ und einem Term $\xi(t)$, der weißes Rauschen darstellt, zusammen. Bei der Formulierung von $\xi(t)$ wurde berücksichtigt, daß die durchgeführten Experimente reproduzierbar sein sollen. Andererseits sollten in Analogie zu gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen geringfügig unterschiedliche Anfangsbedingungen zu stark unterschiedlichen

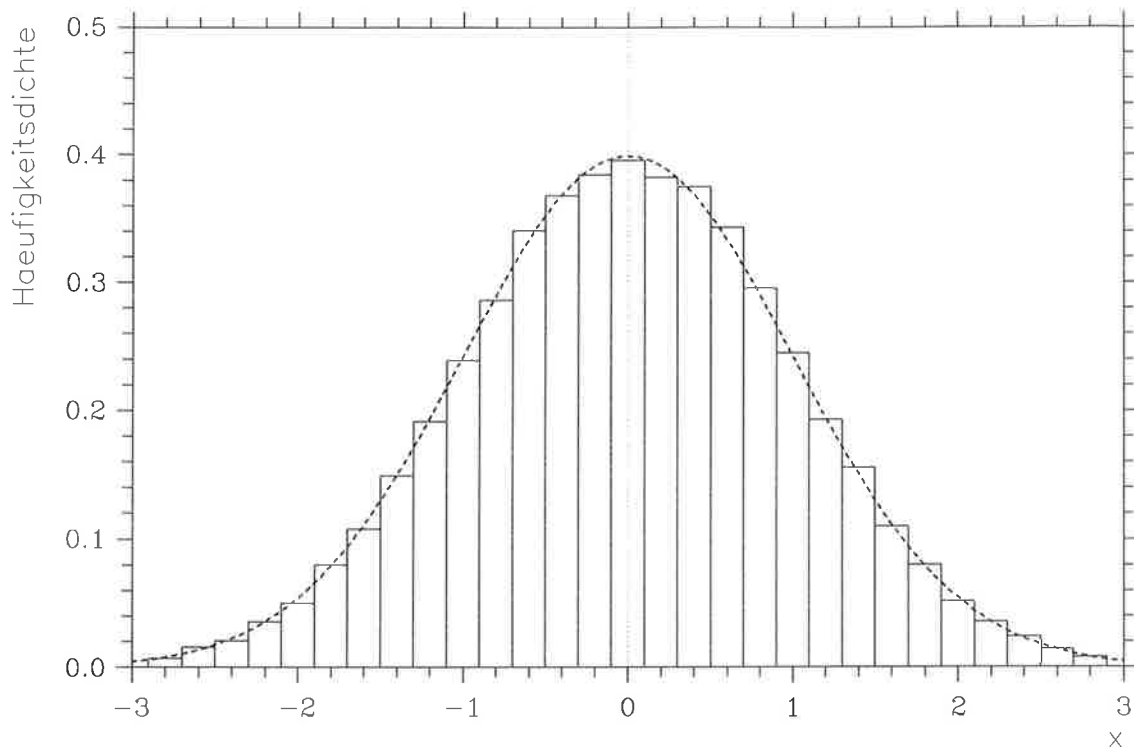


Abbildung 3.1: Häufigkeitsdichte der benutzten Zufallszahlen einer Simulation über 40 Jahre (28800 Werte). Die gestrichelte Kurve zeigt die Gauß'sche Normalverteilung und die Balken geben die entsprechenden Werte des Modells für Klassen mit einer Breite von 0.2 an.

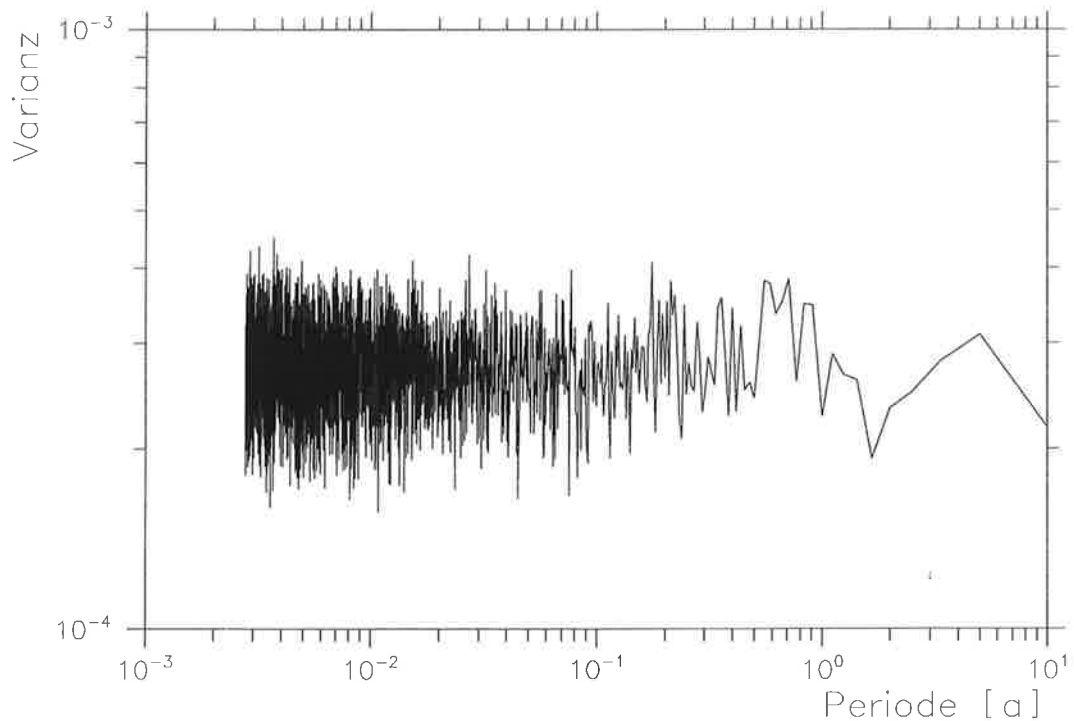


Abbildung 3.2: Spektrum der benutzten Zufallszahlen einer Simulation über 40 Jahre (28800 Werte).

zeitlichen Entwicklungen führen. Diese Anforderungen werden mit Hilfe einer Zeitreihe zufällig verteilter Zahlen erfüllt. Diese Zahlen werden mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators erzeugt. Sie sind normalverteilt (Gauß'sche Normalverteilung) mit einem Mittelwert von 0.0 und einer Standardabweichung von 1.0. Um unterschiedliche Anfangsbedingungen zu erzeugen, werden die Simulationen mit unterschiedlichen Werten der Zufallszahlen gestartet. Zu jedem atmosphärischen Zeitschritt wird eine Anzahl der berechneten Zufallszahlen, die durch die 3. Stelle nach dem Komma der atmosphärischen Temperatur T_A bestimmt wird, übersprungen. Diese Prozedur stellt sicher, daß sich die Folge der benutzten Zufallszahlen für verschiedene Modellläufe entweder durch die unterschiedliche Initialisierung oder durch Differenzen im Kopplungsschema unterscheidet.

Die Abbildung 3.1 zeigt die Häufigkeitsdichte der benutzten Zufallszahlen eines synchron gekoppelten Experiments über 40 Jahre (d.h. 28800 Werte), durchgeführt mit den Standardwerten der Modellkonstanten (Tabelle 3.1). Zusätzlich ist die theoretische Häufigkeitsdichte einer Gauß'schen Normalverteilung

$$h(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-M}{\sigma}\right)^2} \quad (3.5)$$

mit dem Mittelwert $M = 0.0$ und der Standardabweichung $\sigma = 1.0$ eingezeichnet. Es zeigt sich, daß die theoretische und die simulierte Verteilung sehr gut übereinstimmen. In Abbildung 3.2 ist das Spektrum der gleichen Zeitreihe für die Perioden von einem Tag bis zu 10 Jahren dargestellt. Keine Periode zeichnet sich durch eine besonders große oder kleine Amplitude aus, dem typischen Kennzeichen des weißen Rauschens. Dies gilt auch für die hier nicht dargestellten Perioden, die länger als 10 Jahre sind.

Die Nichtlinearität des Modells entsteht durch eine Formulierung der Eis-Albedo-Rückkopplung, wie sie in vielen Energiebilanzmodellen üblich ist (z.B. North et al., 1981). Hierbei wird R_O als stückweise linear definiert. Für ozeanische Mischungsschichttemperaturen T_{O1} kleiner als $T_O^{(1)}$ ist die Ozeanoberfläche vollständig eisbedeckt und $R_O = R_O^{(1)}$, während für Temperaturen T_{O1} größer als $T_O^{(2)}$ die Ozeanoberfläche eisfrei und $R_O = R_O^{(2)}$ ist (Abbildung 3.3). Zwischen den beiden Referenztemperaturen wird ein linearer Anstieg von R_O mit T_{O1} angenommen:

$$R_O(T_{O1}) = \begin{cases} R_O^{(1)} & \text{für } T_{O1} \leq T_O^{(1)} \\ R_O^{(1)} + \frac{T_{O1} - T_O^{(1)}}{T_O^{(2)} - T_O^{(1)}} (R_O^{(2)} - R_O^{(1)}) & \text{für } T_O^{(1)} < T_{O1} < T_O^{(2)} \\ R_O^{(2)} & \text{für } T_O^{(2)} \leq T_{O1} \end{cases} \quad (3.6)$$

Aus dieser Formulierung ergibt sich für die Modellversion mit zeitlich konstantem Antrieb ($R_A = R_A^{(1)}$), je nach Wahl der Modellkonstanten, entweder eine stabile stationäre Lösung oder aber zwei stabile und eine instabile Lösung (Sausen und Lunkeit, 1990). Die Wahl der Werte von $T_O^{(1)}$ und $T_O^{(2)}$ ist für die präsentierten Experimente ohne große Bedeutung. Es ist nur wichtig, daß die Änderung von R_O mit T_{O1} im Übergangsbereich zwischen $T_O^{(1)} < T_{O1} < T_O^{(2)}$ groß genug ist. Nur so verhält sich das Modell deutlich anders als die entsprechende lineare Version.

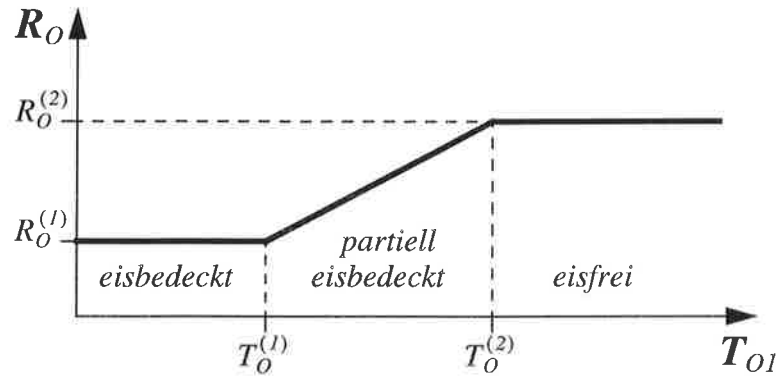


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Eis-Albedo-Rückkopplung.

Die für das Modell benutzten Parameter sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Die Zeitkonstanten der ungekoppelten Subsysteme können berechnet werden. Ungekoppelt sind die Subsysteme, wenn die Flüsse $k_1(T_{O1} - T_A)$ und $k_2(T_{O2} - T_{O1})$ in den Gleichungen (3.2) und (3.3) als konstant angenommen werden. Die Zeitkonstanten werden dann hauptsächlich durch die Wahl der Wärmekapazitäten und der Kopplungskonstanten bestimmt. So ergeben sich folgende Zeitkonstanten für die ungekoppelten Subsysteme:

- 10 Tage für die Atmosphäre
- 110 Tage für die ozeanische Mischungsschicht
- 160 Jahre für den tiefen Ozean

Mit 160 Jahren liegt der Wert für den tiefen Ozean unter der entsprechenden Zeitkonstanten des realen tiefen Ozeans, die in der Größenordnung von 1000 Jahren liegen. Die Konstante wurde hier so klein gewählt, um die Simulationszeit bis zum Erreichen eines Gleichgewichtszustandes zu verkürzen. Zum Testen der verschiedenen Kopplungsverfahren sind in erster Linie nur stark unterschiedliche Zeitkonstanten wichtig. Da die Zeitkonstante des langsamsten Subsystems die Zeitkonstante des gekoppelten Systems bestimmt, kann der Wert des tiefen Ozeans als charakteristisch für das gesamte gekoppelte System angesehen werden.

Tabelle 3.1 : Standardwerte der Konstanten des Energiebilanzmodells.

	Atmosphäre	Ozean
Wärmekapazität	$C_A = 10^7 \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-1}$	$C_{O1} = 10^8 \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-1}$ $C_{O2} = 10^9 \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-1}$
Solare Einstrahlung	$R_A^{(1)} = 130.0 \text{ Wm}^{-2}$ $R_A^{(2)} = 65.0 \text{ Wm}^{-2}$ $R_A^{(3)} = 65.0 \text{ Wm}^{-2}$	$R_O^{(1)} = 120.0 \text{ Wm}^{-2}$ $R_O^{(2)} = 125.0 \text{ Wm}^{-2}$
Referenztemperaturen		$T_O^{(1)} = 290.0 \text{ K}$ $T_O^{(2)} = 295.0 \text{ K}$
Emissivität	$\lambda_A = 0.5245 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	$\lambda_O = 0.3472 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
Kopplungskonstante	$k_1 = 10.0 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	$k_2 = 0.2 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
Zeitschritt	$\Delta t_A = 0.5 \text{ d}$	$\Delta t_O = 5.0 \text{ d}$

3.2 Synchrone Kopplung

3.2.1 Das Kopplungsverfahren

Brauchbare asynchrone und periodisch-synchrone Kopplungsverfahren zeichnen sich durch geringe Abweichungen der Modellergebnisse von den entsprechenden Werten des rein synchron gekoppelten Modells aus. In diesem Kapitel sollen deshalb die Eigenschaften des als Referenz dienenden synchron gekoppelten Modells beschrieben werden.

Das im folgenden verwendete synchrone Kopplungsverfahren wurde allgemein im Kapitel 2 beschrieben. Im hier benutzten Energiebilanzmodell werden die atmosphärische und die ozeanische Komponente jeweils über 5 Tage integriert ($\tau = 5$ Tage in Abbildung 2.2), ehe ein Informationsaustausch mit dem jeweils anderen Submodell stattfindet. Mit einem atmosphärischen Zeitschritt $\Delta t_A = 0.5$ Tage und einem ozeanischen Zeitschritt von $\Delta t_O = 5$ Tage entspricht dies zehn Zeitschritten für das atmosphärische Submodell und einem Zeitschritt für das ozeanische Submodell. Tests haben gezeigt, daß bei dem hier verwendeten Modell 5 Tage für einen Ozeanzeitschritt ausreichen. Die Unterschiede zu Läufen mit kürzeren Ozeanzeitschritten erwiesen sich als vernachlässigbar klein. Das atmosphärische Submodell wird mit der Temperatur der ozeanischen Mischungsschicht T_{OI} aus der vorangegangenen Integration des ozeanischen Submodells als Randbedingung über das Intervall $\tau = 5$ Tage integriert. Während dieser Integration wird zu jedem Zeitschritt der Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre $F = k_I(T_{OI} - T_A)$ berechnet. In der folgenden Integration des ozeanischen Submodells über das gleiche Zeitintervall τ wird das 5-Tage-Mittel von dem im atmosphärischen Submodell berechneten Wärmefluß \bar{F} als Ozeanantrieb benutzt. Die neu berechnete Mischungsschichttemperatur T_{OI} wird als Randbedingung für das atmosphärische Submodell über die nächste 5-Tage-Integration vorgegeben.

3.2.2 Klimaänderungsszenarien

Das transiente Verhalten des gekoppelten Modells wird mit Hilfe von zwei Klimaänderungsszenarien untersucht. Im ersten Fall wird die atmosphärische Emissivität zur Zeit $t = 0$ vom Standardwert λ_A auf $\lambda_{A(red)}$ reduziert (Abbildung 3.4 links). Im zweiten Fall erfolgt die Reduzierung der Emissivität von λ_A auf $\lambda_{A(red)}$ linear in den ersten 100 Jahren (Abbildung 3.4 rechts).

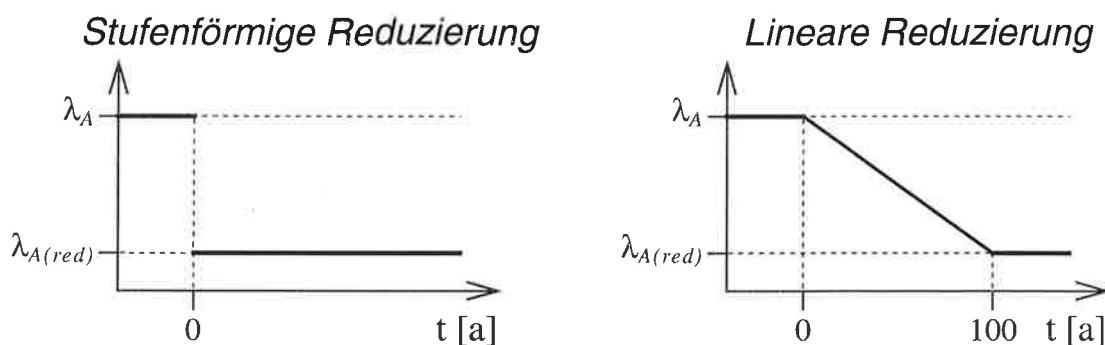


Abbildung 3.4: Die zeitliche Entwicklung der atmosphärischen Emissivität für zwei Klimaänderungsszenarien.

Nach der Reduzierung bleibt die Emissivität in beiden Fällen konstant bei dem Wert $\lambda_{A(red)} = 0.5145 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, der um 2% niedriger als der Standardwert λ_A aus Tabelle 3.1 ist. Der Strahlungsantrieb in der Atmosphäre ist in erster Näherung eine logarithmische Funktion der Treibhausgaskonzentration. So lassen sich die beiden Szenarien mit einer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität mit Klimaänderungsexperimenten, bei denen ein CO_2 -Anstieg angenommen wird, vergleichen. Der erste Fall mit einer stufenförmigen Reduzierung der Emissivität ist dann vergleichbar mit einem traditionellen CO_2 -Verdopplungsexperiment. Der zweite Fall entspricht einem Experiment mit exponentiellem CO_2 -Anstieg, wie z.B. dem IPCC Szenarium A (Houghton et al., 1990). Bei der stufenförmigen Änderung der Emissivität stellt die anfängliche starke Klimaänderung hohe Anforderungen an das Kopplungsverfahren, während der zweite Fall eher einer realistischen Klimaänderung entspricht.

3.2.3 Experimente mit zeitlich konstantem und periodischem Antrieb

Im folgenden soll der Einfluß der verschiedenen Formulierungen des Strahlungsparameters im atmosphärischen Submodell R_A auf die Ergebnisse des synchron gekoppelten Modells untersucht werden. Wie aus Gleichung (3.4) hervorgeht, besteht R_A aus einem zeitlich konstanten Anteil, einem periodischen Anteil, der den Jahresgang der solaren Einstrahlung repräsentiert, und einem stochastischen Anteil. In diesem Kapitel beschäftigen wir uns mit dem zeitlich konstanten Antrieb und dem Fall mit Jahresgang. In beiden Fällen wird der stochastische Antrieb nicht berücksichtigt, d.h. $R_A^{(3)} = 0.0 \text{ W/m}^2$ in Gleichung (3.4). In der Modellversion mit zeitlich konstantem Antrieb wird zusätzlich $R_A^{(2)} = 0.0 \text{ W/m}^2$ gesetzt. Die Modellvariante mit stochastischem Antrieb wird erst im folgenden Kapitel 3.2.4 untersucht.

Weist der Antriebsterm R_A einen Jahresgang auf, entstehen durch die Nichtlinearität des Modells höhere harmonische Moden als durch den sinusförmigen Antrieb vorgegeben. In Abbildung 3.5 wird als Beispiel eine Zeitreihe der ozeanischen Mischungsschichttemperatur T_{OI} über einen Zeitraum von zwei Jahren mit den Standardparametern des Modells (Tabelle 3.1) gezeigt. Etwa 9 Monate pro Jahr herrscht totale Eisbedeckung ($T_{OI} \leq T_{O}^{(1)}$ in Gleichung (3.6)). Für den Rest des Jahres ist die Ozeanoberfläche partiell mit Eis bedeckt ($T_{O}^{(1)} < T_{OI} < T_{O}^{(2)}$). Dieser Zustand führt zu einer zusätzlichen Wärmeaufnahme des Ozeans (höheres R_O), die ihrerseits zu einer Erwärmung des Ozeans führt. Diese positive Rückkopplung hält an, bis die durch den Jahresgang der solaren Einstrahlung hervorgerufene Abkühlung zu stark wird. Die Differenzen zwischen dem Jahresgang dieser Zeitreihe und der ersten harmonischen Funktion (Abbildung 3.5 unten) zeigen maximale Abweichungen von etwa 0.01 K. Diese Differenzen sind aber sehr klein gegenüber einer Amplitude des Jahresgangs von etwa 2.8 K. Versuche mit verschiedenen Amplituden des periodischen Jahresgangs $R_A^{(2)}$ zeigen, daß die Abweichungen zur ersten harmonischen Funktion mit zunehmender Amplitude $R_A^{(2)}$ ansteigen.

Die Gleichgewichtstemperaturen der Modellversion mit zeitlich konstantem Antrieb ($R_A = R_A^{(1)}$) lassen sich analytisch aus den Gleichungen (3.1) bis (3.3) bestimmen. Im Fall mit Jahresgang ist dies praktisch nur dann möglich, wenn die Nichtlinearität des Modells nicht zum Tragen kommt. Nur wenn keine der beiden Referenztemperaturen der Eis-Albedo-Rückkopplung überschritten werden, ist der ozeanische Strahlungsparameter R_O zeitlich konstant, und die Gleichgewichtstemperaturen lassen sich analytisch bestimmen. Dies trifft für die benutzte Am-

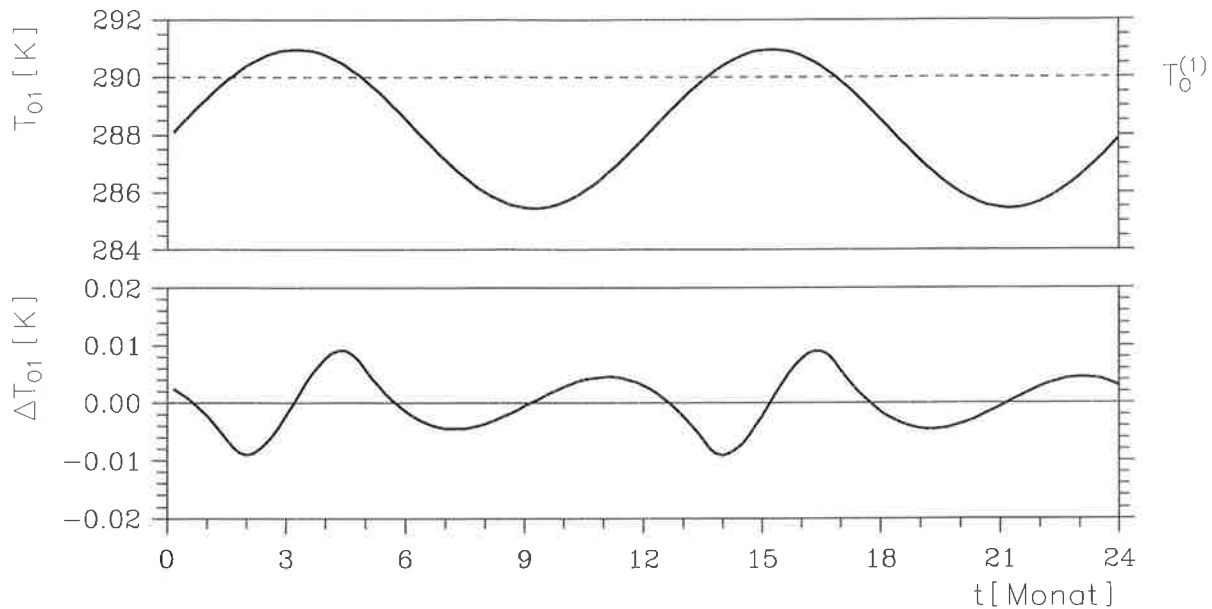


Abbildung 3.5: Jahresgang der ozeanischen Mischungsschichttemperatur und die Abweichung des Jahresgangs von der ersten harmonischen Funktion für die Standardversion des synchron gekoppelten Modells mit periodischem Antrieb. Zusätzlich ist die Referenztemperatur $T_O^{(1)}$ für den Übergang von totaler zu partieller Eisbedeckung eingezeichnet.

plitude des periodischen Antriebs $R_A^{(2)} = 65.0 \text{ W/m}^2$ nicht zu, wie Abbildung 3.5 zeigt. Aus diesem Grund wurden die Quasigleichgewichtszustände des Modells mit Jahresgang durch numerische Experimente bestimmt. Hierfür wurden jeweils Integrationen über 15000 Jahre durchgeführt. Bei einer Zeitkonstanten von 160 Jahren für die langsamste Komponente des gekoppelten Modells (tiefer Ozean, siehe Kapitel 3.1) ist die Simulationsdauer sicherlich hinreichend, um den Quasigleichgewichtszustand des gekoppelten Modells zu bestimmen.

Um die Zustände der Modellversion mit und ohne Jahresgang des externen Antriebs vergleichen zu können, werden in Tabelle 3.2 die Jahresmitteltemperaturen für den Gleichgewichtszustand dargestellt. In allen folgenden Beispielen sind die mittleren Temperaturen der ozeanischen Mischungsschicht und des tiefen Ozeans aufgrund der Modellformulierung (speziell die Gleichungen (3.2) und (3.3)) im Quasigleichgewicht identisch. Mit den in Tabelle 3.1 angegebenen Standardparametern des gekoppelten Modells zeigen die Integrationen mit periodischem Antrieb einen wärmeren Gleichgewichtszustand als die Modellläufe mit zeitlich konstantem Antrieb. Die Atmosphäre ist um 0.20 K und der Ozean um 0.21 K wärmer. Die Unterschiede in den Gleichgewichtstemperaturen lassen sich auf die Eis-Albedo-Rückkopplung (Gleichung (3.6)) zurückführen. In dem Modell mit zeitlich konstantem Antrieb herrscht ständig totale Eisbedeckung. Aus diesem Grund findet hier keine Eis-Albedo-Rückkopplung statt. Nur im Fall mit Jahresgang wechselt der Zustand der Eisbedeckung (siehe Abbildung 3.5), d.h. eine Eis-Albedo-Rückkopplung wirkt. Mit dem zeitweisen Übergang von totaler zu partieller Eisbedeckung durch die jahreszeitlich bedingte Erwärmung der ozeanischen Mischungsschicht wird eine positive Rückkopplung möglich. Dieser erhöhte Energieeintrag in die Mischungsschicht wirkt sich über die Wärmetransporte auch auf die beiden anderen Subsysteme

me aus. So sind die Jahresmitteltemperaturen in allen Subsystemen gegenüber der Modellversion mit zeitlich konstantem Antrieb höher.

In den in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Klimaänderungsszenarien wird die atmosphärische Emissivität vom Standardwert λ_A auf $\lambda_{A(red)}$ reduziert. Auch die zum reduzierten Wert $\lambda_{A(red)}$ gehörenden Quasigleichgewichtszustände unterscheiden sich in den beiden betrachteten Modellversionen. So sind die Jahresmitteltemperaturen der Modellversion mit Jahresgang hier 0.09 K für die Atmosphäre bzw. 0.10 K für den Ozean niedriger als mit zeitlich konstantem Antrieb (unterer Teil von Tabelle 3.2). Mit zeitlich konstantem Antrieb ist der Ozean ständig eisfrei. In der Modellversion mit periodischem Antrieb hingegen ist der Ozean während eines Jahres sowohl eisfrei als auch partiell mit Eis bedeckt. Bei der partiellen Eisbedeckung ist der Strahlungsterm des Ozeans R_O niedriger als im eisfreien Zustand. Die geringere Energieaufnahme des Ozean während der partiellen Eisbedeckung führt im Jahresmittel zu einer niedrigeren Gleichgewichtstemperatur als im Modell mit zeitlich konstantem Antrieb. Ein Vergleich der Quasigleichgewichtszustände für λ_A und $\lambda_{A(red)}$ zeigt, daß die Temperaturerhöhung aufgrund der Reduzierung der Emissivität mit der Modellversion mit Jahresgang um etwa 3% niedriger ist als im Modell mit zeitlich konstantem Antrieb.

Auch das transiente Verhalten aufgrund einer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität ist in beiden Modellversionen unterschiedlich. Sowohl für den Fall einer stufenförmigen Reduzierung als auch bei einer linearen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität wurden jeweils Simulationen über 1000 Jahre mit periodischem und zeitlich konstantem Antrieb durchgeführt. Die Simulationen starten von den jeweiligen Gleichgewichtszuständen für die atmosphärische Emissivität λ_A . Zur Darstellung der zeitlichen Entwicklung (Abbildung 3.6) wurde eine logarithmische Zeitachse gewählt, um die starke Erwärmung in der Anfangsphase der Simulationen und gleichzeitig das dann folgende langsamere Anstreben des neuen Gleichgewichtszustands zeigen zu können. Mit periodischem Antrieb zeigt sich anfänglich eine stärkere Erwärmung durch die Reduzierung der atmosphärischen Emissivität als mit zeitlich konstantem Antrieb. Nach der Übergangphase von der anfänglich starken Erwärmung zu einer langsameren

Tabelle 3.2 : Jahresmittel der Temperaturen [K] für die synchron gekoppelten Modellversionen im Quasigleichgewicht ohne stochastischen Antrieb (d.h. $R_A^{(3)} = 0.0 \text{ W/m}^2$). Zusätzlich sind die Temperaturdifferenzen zwischen beiden Klimazuständen aufgeführt.

Periodischer Antrieb $R_A^{(2)}$ [W/m ²]		Jahresmitteltemperaturen [K]		
		Standard-Emissivität λ_A	Red. Emissivität $\lambda_{A(red)}$	Differenz zwischen beiden Fällen
0.0	Atmosphäre	286.00	295.08	9.08
	Oz. Mischungsschicht	288.00	297.26	9.26
	Tiefer Ozean	288.00	297.26	9.26
65.0	Atmosphäre	286.20	294.99	8.79
	Oz. Mischungsschicht	288.21	297.16	8.95
	Tiefer Ozean	288.21	297.16	8.95

Tabelle 3.3 : Jahresmittel der Temperaturen [K] simuliert 1000 Jahre nach der stufenförmigen oder nach dem Beginn der linearen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität für die synchron gekoppelten Modellversionen ohne stochastischen Antrieb (d.h. $R_A^{(3)} = 0.0 \text{ W/m}^2$). Zusätzlich sind die Temperaturdifferenzen zwischen beiden Klimaänderungsexperimenten aufgelistet.

Periodischer Antrieb $R_A^{(2)}$ [W/m ²]		Jahresmitteltemperaturen [K]		
		Stufenförmige Reduzierung der Emissivität	Lineare Reduzierung der Emissivität	Differenz zwischen beiden Fällen
0.0	Atmosphäre	295.07	294.96	0.11
	Oz. Mischungsschicht	297.25	297.13	0.12
	Tiefer Ozean	297.19	297.06	0.13
65.0	Atmosphäre	294.96	294.96	0.00
	Oz. Mischungsschicht	297.14	297.13	0.01
	Tiefer Ozean	297.06	297.03	0.03

schwächeren Temperaturerhöhung kreuzen sich die Kurven beider Modellversionen, so daß jetzt die Experimente mit zeitlich konstantem Antrieb eine höhere Erwärmung zeigen. Dies gilt sowohl für die stufenförmige als auch für die lineare Reduzierung der Emissivität. Die entsprechenden Kurven kreuzen sich bei linearer Reduzierung später als bei der stufenförmigen Verringerung. Bei der stufenförmigen reduzierten Emissivität knickt die Temperaturkurve im Fall ohne Jahresgang beim Erreichen von $T_o^{(2)} = 295 \text{ K}$ ab. Hier findet der Übergang von einem prinzipiell instabilen zu einem stabilen Zustand statt. Mit Jahresgang ist der Knick nicht so stark ausgeprägt.

In Tabelle 3.3 sind die im 1000. Jahr erreichten Jahresmitteltemperaturen für die oben beschriebenen Experimente aufgelistet. Der tiefe Ozean ist dabei aufgrund seiner längeren Relaxationszeit im Verhältnis zu dem oberen Ozean und der Atmosphäre noch am weitesten von seinem neuen Gleichgewichtszustand entfernt (vgl. Tabelle 3.2). Mit zeitlich konstantem Antrieb des Modells werden nach 1000 Jahren von der Art der Emissivitätsänderung abhängige unterschiedliche Zustände erreicht. Bei einer stufenförmigen Reduzierung der Emissivität sind über 99.2% der erwarteten Erwärmung im langsamsten Subsystem (tiefer Ozean) erreicht. Für das entsprechende Experiment mit linearer Reduzierung liegt der Wert 1.4% niedriger (vgl. Tabelle 3.2). Mit periodischem Antrieb spielt es nach 1000 Jahren hingegen nur eine untergeordnete Rolle (Differenzen bis zu 0.03 K), welches Szenarium zu Beginn der Simulationen benutzt wurde. In beiden Szenarien sind nach 1000 Jahren im tiefen Ozean 98.9% (stufenförmig) bzw. 98.6% (linear) der erwarteten Erwärmung erreicht.

3.2.4 Experimente mit stochastischem Antrieb

In diesem Kapitel soll der Einfluß der Variabilität auf die Modellergebnisse untersucht werden. Da das verwendete Modell keine interne Variabilität produziert, wird zu dessen Erzeugung ein externer Antrieb verwendet. Dieser Antrieb wird durch den stochastischen Teil des atmosphärischen Strahlungsparameters R_A beschrieben (Gleichung (3.4)).

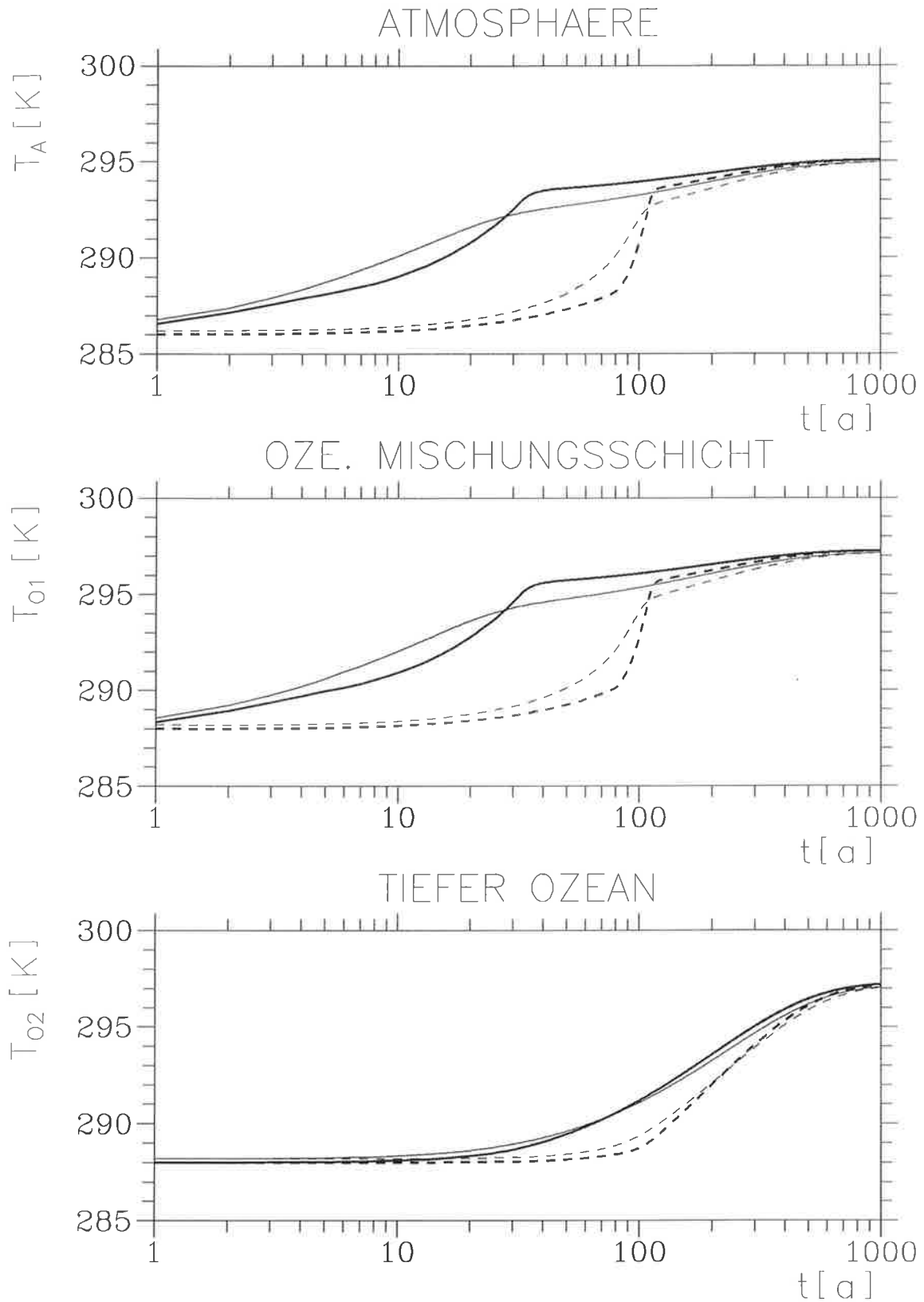


Abbildung 3.6: Zeitliche Entwicklung der Jahresmitteltemperaturen synchron gekoppelter Experimente mit (dünne Kurven) und ohne (dicke Kurven) Jahresgang des atmosphärischen Antriebs für die stufenförmige (durchgezogene Kurven) und die lineare Reduzierung (gestrichelte Kurven) der atmosphärischen Emissivität.

In Abbildung 3.7 sind die mittleren Jahrgänge der Temperaturen der drei Subsysteme T_A , T_{O1} und T_{O2} sowie des Wärmeflusses F einer Simulation über 200 Jahre dargestellt. Verwendet wurden die Standardparameter des Modells (Tabelle 3.1) mit einer Amplitude des stochastischen Antriebs von $R_A^{(3)} = 65.0 \text{ W/m}^2$. Zusätzlich sind die während der Simulation erreichten Minima und Maxima zu jedem Zeitpunkt des Jahreszyklus (dünne Kurven) und das Mittel über die volle Integrationsdauer (gestrichelte Linien) eingezeichnet. Der Phasenunterschied von etwa 2 Monaten zwischen den Jahrgängen der atmosphärischen Temperatur T_A und der Mischungsschichttemperatur T_{O1} beruht auf der längeren Zeitkonstante des oberen Ozeans. Der Wärmefluß F vom Ozean in die Atmosphäre, der durch die Differenz zwischen T_{O1} und T_A bestimmt wird, erreicht sein Maximum kurz vor dem Temperaturminimum der Atmosphäre. Während sich die Amplitude des mittleren Jahrgangs von der Atmosphäre (ca. 6.0 K) zur ozeanischen Mischungsschicht nahezu halbiert (ca. 2.8 K), zeigt der tiefe Ozean keinen sichtbaren Jahrgang. Dies kann auf seine große Trägheit und schwache Kopplung zur ozeanischen Mischungsschicht zurückgeführt werden.

Der mittlere Jahrgang der ozeanischen Mischungsschicht ist vergleichbar mit dem ohne stochastischen Antrieb (vgl. Abbildung 3.5). Durch die Einführung der Variabilität kann es aber von Jahr zu Jahr zu großen Unterschieden kommen. Angedeutet durch die einzelnen Extrema, die während der Integration im Jahreszyklus auftreten, kann die Dauer der Phasen mit partieller Eisbedeckung stark variieren. Im Mittel herrscht etwa 9 Monate totale und etwa 3 Monate par-

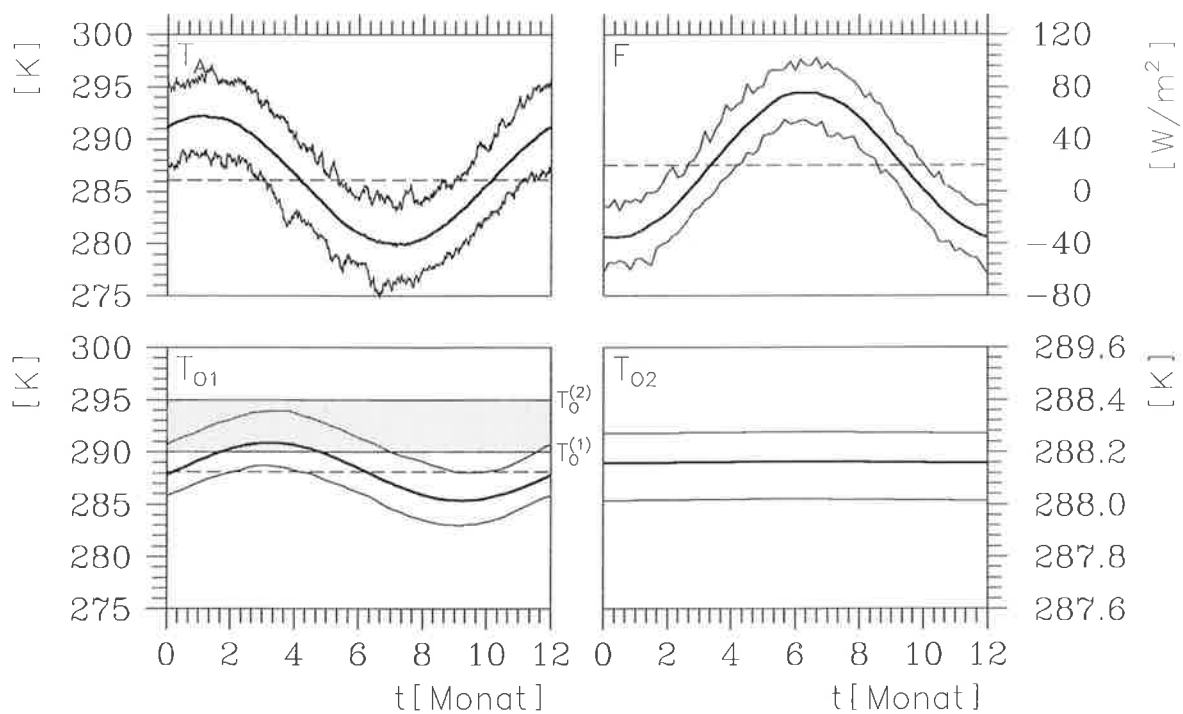


Abbildung 3.7: Mittlere Jahrgänge (dicke durchgezogene Kurven) und Jahresmittel (gestrichelte Linien) sowie Minima und Maxima zu jedem Zeitpunkt des Jahreszyklus (dünne durchgezogene Kurven) einer Integration über 200 Jahre mit der Standardversion des synchron gekoppelten Modells. Der Übergangsbereich zwischen total eisbedeckt und eisfrei ist schattiert. Für die Darstellung der Temperaturen wurden unterschiedliche Skallierungen verwendet.

tielle Eisbedeckung ($T_{OI} > T_{O^{(1)}}$), in denen die Eis-Albedo-Rückkopplung wirkt. Es sind aber auch Jahre möglich, in denen 12 Monate oder nur 6 Monate totale Eisbedeckung auftreten.

Welchen Einfluß die Stärke der Amplituden des stochastischen Antriebs auf die Modellergebnisse hat, zeigen synchron gekoppelte Simulationen mit unterschiedlichen Amplituden des stochastischen Antriebs $R_A^{(3)}$. Verglichen werden Experimente mit $R_A^{(3)} = 0.0, 32.5, 65.0, 130.0 \text{ W/m}^2$. Jede Simulation wurde mit den Standardparametern aus Tabelle 3.1 nach einer Einschwingphase von 5000 Jahren gestartet. Für den Untersuchungszeitraum von 10000 Jahren wurde jeweils die mittlere Jahresmitteltemperatur und deren Standardabweichung berechnet (Tabelle 3.4). Aufgrund der Modellformulierung (Gleichungen (3.1) bis (3.3)) haben die ozeanische Mischungsschicht (oberer Ozean) und der tiefe Ozean die gleiche mittlere Temperatur im Quasigleichgewicht. Die Werte für den Fall ohne stochastischen Antrieb ($R_A^{(3)} = 0.0 \text{ W/m}^2$) sind identisch mit den entsprechenden Werten aus Tabelle 3.2. Wie erwartet steigt die durch die Standardabweichung der Jahresmitteltemperaturen beschriebene Variabilität mit zunehmender Amplitude des stochastischen Antriebs. Durch die starke Kopplung zwischen Atmosphäre und ozeanischer Mischungsschicht sind die Werte für die beiden Modellkomponenten ähnlich groß. Dem gegenüber zeigt der tiefe Ozean mit seiner viel längeren Zeitkonstanten und der schwächeren Kopplung zur Mischungsschicht eine viel geringere Variabilität. So sind die Standardabweichungen der Temperatur des tiefen Ozeans in allen Experimenten mit stochastischem Antrieb über 75% niedriger als in den beiden anderen Modellkomponenten.

Auch die mittlere Temperatur erhöht sich mit steigender Amplitude des stochastischen Antriebs $R_A^{(3)}$. Dieser Antrieb erzeugt nicht nur interannuale Variabilität (vgl. Tabelle 3.4), sondern auch innerhalb des Jahreszyklus starke Schwankungen, wie das Beispiel in Abbildung 3.7 belegt. Dadurch erhöht sich die Chance während eines Jahreszyklusses in den Übergangsbereich von total

Tabelle 3.4 : Mittlere Jahresmitteltemperaturen und Standardabweichungen des synchron gekoppelten Modells im Quasigleichgewichtszustand für den Standardwert λ_A und den reduzierten Wert $\lambda_{A(red)}$ der atmosphärischen Emissivität mit verschiedenen Amplituden des stochastischen Antriebs $R_A^{(3)}$. Die Werte wurden jeweils aus Simulationen über 10000 Jahren gewonnen.

Atm. Emissivität	Stoch. Antrieb $R_A^{(3)}$ [Wm^{-2}]	Jahresmitteltemperaturen [K]			Standardabweichungen [K]		
		Atmosphäre	Ozean. Mischungsschicht	Tiefer Ozean	Atmosphäre	Ozean. Mischungsschicht	Tiefer Ozean
λ_A	0.0	286.2	288.2	288.2	0.0	0.0	0.0
	32.5	286.2	288.2	288.2	0.5	0.5	0.1
	65.0	286.3	288.3	288.3	1.0	1.0	0.2
	130.0	286.7	288.8	288.8	2.2	2.1	0.5
$\lambda_{A(red)}$	0.0	295.0	297.2	297.2	0.0	0.0	0.0
	32.5	294.9	297.1	297.1	0.5	0.5	0.1
	65.0	294.9	297.0	297.0	1.0	1.0	0.2
	130.0	294.7	296.8	296.8	2.0	2.0	0.3

eisbedeckt zu eisfrei zu gelangen (d.h. $T_{OI} > T_O^{(1)}$ in Gleichung (3.6)). Wie bei der Einführung des periodischen Antriebs (Kapitel 3.2.3) führt dies durch die positive Rückkopplung zu einer Erhöhung der mittleren Temperaturen.

Führt man die entsprechenden Experimente mit der reduzierten Emissivität $\lambda_{A(red)}$ durch, sinkt die mittlere Jahresmitteltemperatur mit zunehmender Amplitude des stochastischen Antriebs $R_A^{(3)}$ (unterer Teil der Tabelle 3.4). Die Temperatur der ozeanischen Mischungsschicht T_{OI} liegt im Mittel höher als die obere Referenztemperatur $T_O^{(2)}$. Damit herrscht in diesem Fall der eisfreie Zustand vor. Durch die erhöhte Variabilität vergrößert sich aber die Chance einer partiellen Eisbedeckung (d.h. $T_{OI} < T_O^{(2)}$). Dies führt zu einer positiven Rückkopplung, die sich in niedrigeren Gleichgewichtstemperaturen niederschlägt.

Die Einführung des stochastischen Antriebs wie auch des periodischen Antriebs (siehe Kapitel 3.2.3) führt zu einem wärmeren Quasigleichgewichtszustand bei Verwendung der Emissivität λ_A und zu einem kälteren Zustand bei der Verwendung von $\lambda_{A(red)}$ als bei zeitlich konstantem Antrieb. Die Folge ist eine geringere Erwärmung bei der Reduzierung der Emissivität von λ_A auf $\lambda_{A(red)}$, wie sie in den Klimaänderungsszenarien (Kapitel 3.2.2) vorgenommen wird. So beträgt zum Beispiel die Erwärmung in allen drei Subsystemen bei einer Amplitude des stochastischen Antriebs $R_A^{(3)} = 130.0 \text{ W/m}^2$ nur noch ca. 8 K gegenüber mehr als 9 K für den Fall mit zeitlich konstantem Antrieb (Tabelle 3.2).

Man kann nicht erwarten, daß die Unterschiede zwischen einem Test mit einem nicht-synchronen Kopplungsverfahren und einem synchron gekoppelten Modellauf kleiner sind als zwischen zwei verschiedenen Realisationen des synchron gekoppelten Modells. Es reicht also nicht aus, wie bei den Modellversionen mit zeitlich konstantem und periodischem Antrieb einzelne Simulationen miteinander zu vergleichen. Für einen Vergleich verschiedener Experimente werden deshalb für jedes Experiment 50 Realisationen mit jeweils unterschiedlicher Initialisierung des stochastischen Antriebs (siehe Kapitel 3.1) erzeugt. Verglichen werden die Ensemblemittel und die Streuung um diese Mittel. Zur Beschreibung der Streuung wird der Bereich gekennzeichnet, in dem 95% der Werte liegen. Die Grenzen dieses Bereichs legt die 1.96-fache Standardabweichung fest. Aufgrund der Nichtlinearität des Modells gilt die hierfür angenommene Gauß'sche Normalverteilung der Werte streng genommen nicht. Deshalb werden diese Bereiche nur als Hinweis auf die Streuung der einzelnen Realisationen eines Experiments benutzt.

Zwei synchron gekoppelte Klimaänderungsexperimente wurden mit einer stufenförmigen und einer linearen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität, wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, durchgeführt. Wie in allen folgenden Experimenten wurde die Amplitude des stochastischen Antriebs $R_A^{(3)}$ auf 65.0 W/m^2 festgelegt. Gestartet wurden die Experimente vom Quasigleichgewichtszustand für den Standardwert der atmosphärischen Emissivität λ_A .

In Abbildung 3.8 ist die Erwärmung im synchron gekoppelten Modell aufgrund der stufenförmigen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität zu Beginn der Simulation dargestellt. Neben den Ensemblemitteln der drei Subsysteme (durchgezogene Kurven) ist außerdem der Bereich, in dem 95% der Jahresmittel der einzelnen Simulationen liegen, gekennzeichnet. Da in jedem Experiment alle 50 Realisationen am gleichen Startpunkt beginnen, ist die Streuung der einzelnen Läufe in den ersten Modelljahren reduziert. Dieses Verhalten könnte vermieden

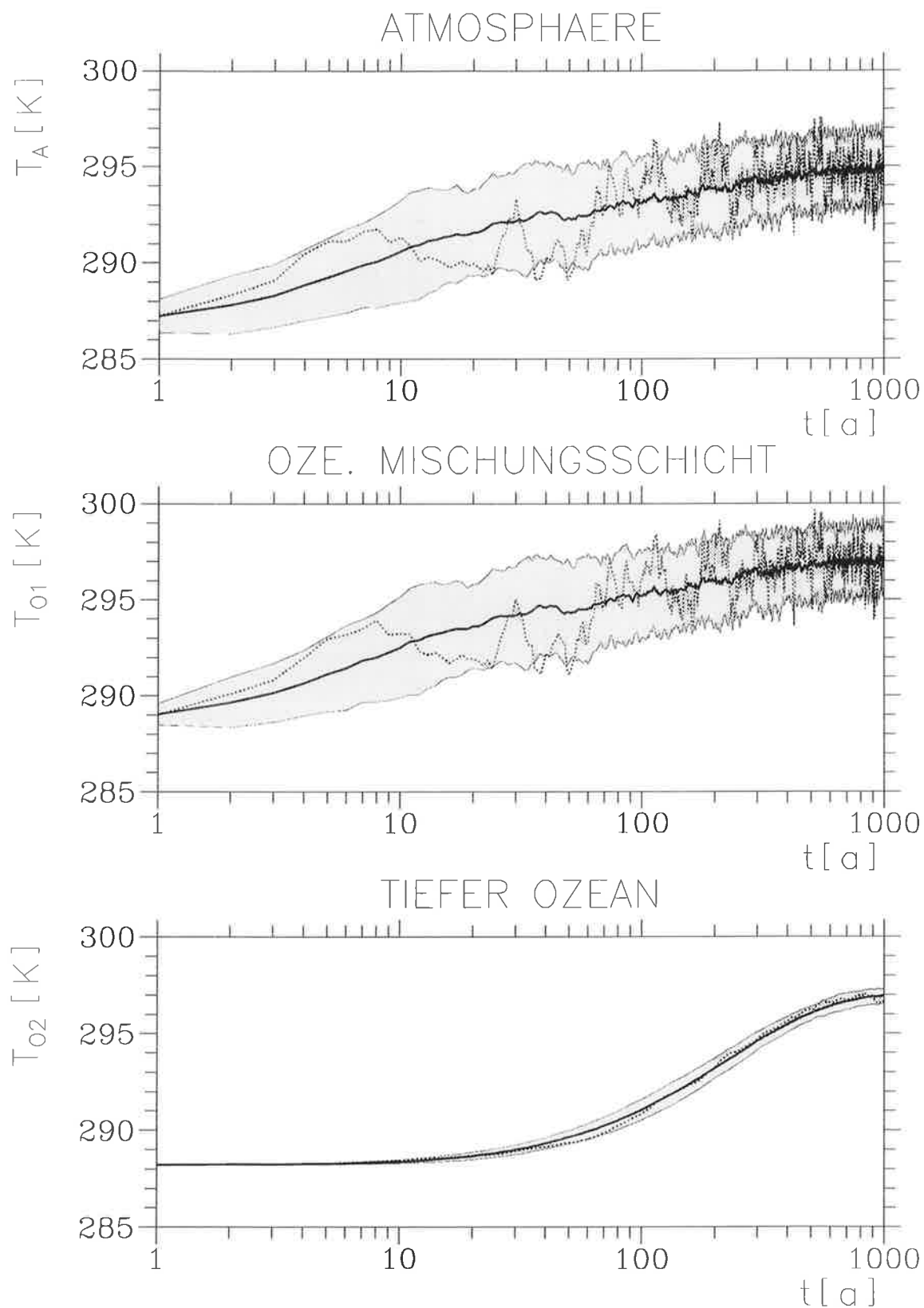


Abbildung 3.8: Jahresmitteltemperaturen eines synchron gekoppelten Experiments mit stufenförmiger Reduzierung der atmosphärischen Emissivität. Es sind die Ensemblemittel aus 50 Simulationen (durchgezogene Kurven) und eine einzelne Realisation (gepunktete Kurven) dargestellt. Der Bereich, in dem 95% der Jahresmittel unter der Annahme einer Normalverteilung liegen, ist schattiert.

werden, wenn jede Realisation von einem anderen Punkt der Trajektorie des Modells im Quasigleichgewichtszustand startet. Es wurde auf diese technisch aufwendigere Vorgehensweise verzichtet, da die qualitativen Aussagen über die verschiedenen Kopplungsverfahren nicht beeinflusst werden. Im Gegensatz zur ozeanischen Mischungsschicht und der Atmosphäre zeigt der tiefe Ozean eine spätere Erwärmung und eine sehr viel schwächere Variabilität zwischen den einzelnen Simulationen. Zusätzlich wurde eine zufällig ausgewählte einzelne Simulation eingezeichnet (gepunktete Kurven). Diese einzelne Realisierung zeigt deutlich die Überlagerung von starken Schwankungen mit dem Anpassungsprozeß des Modells an die reduzierte Emissivität.

Wie auch in den Experimenten mit zeitlich konstantem und periodischem Antrieb tritt in der Modellversion mit stochastischem Antrieb zu Beginn der Simulation eine nur schwache Erwärmung auf, wenn die Emissivität linear reduziert wird (Abbildung 3.9). Diese Temperaturänderungsrate des Ensemblemittels nimmt mit der Zeit zu. Nach etwa 100 Jahren steigt die Temperatur wieder langsamer an. Nach etwa 200 Jahren zeigen die Ensemblemittel der Klimaänderungsexperimente mit linearer und stufenförmiger Reduzierung der Emissivität (gepunktete Kurven in Abbildung 3.9) in der Atmosphäre und der ozeanischen Mischungsschicht ein gleiches Temperaturniveau. Diese Angleichung beider Szenarien wird im tiefen Ozean erst nach etwa 900 Jahren erreicht.

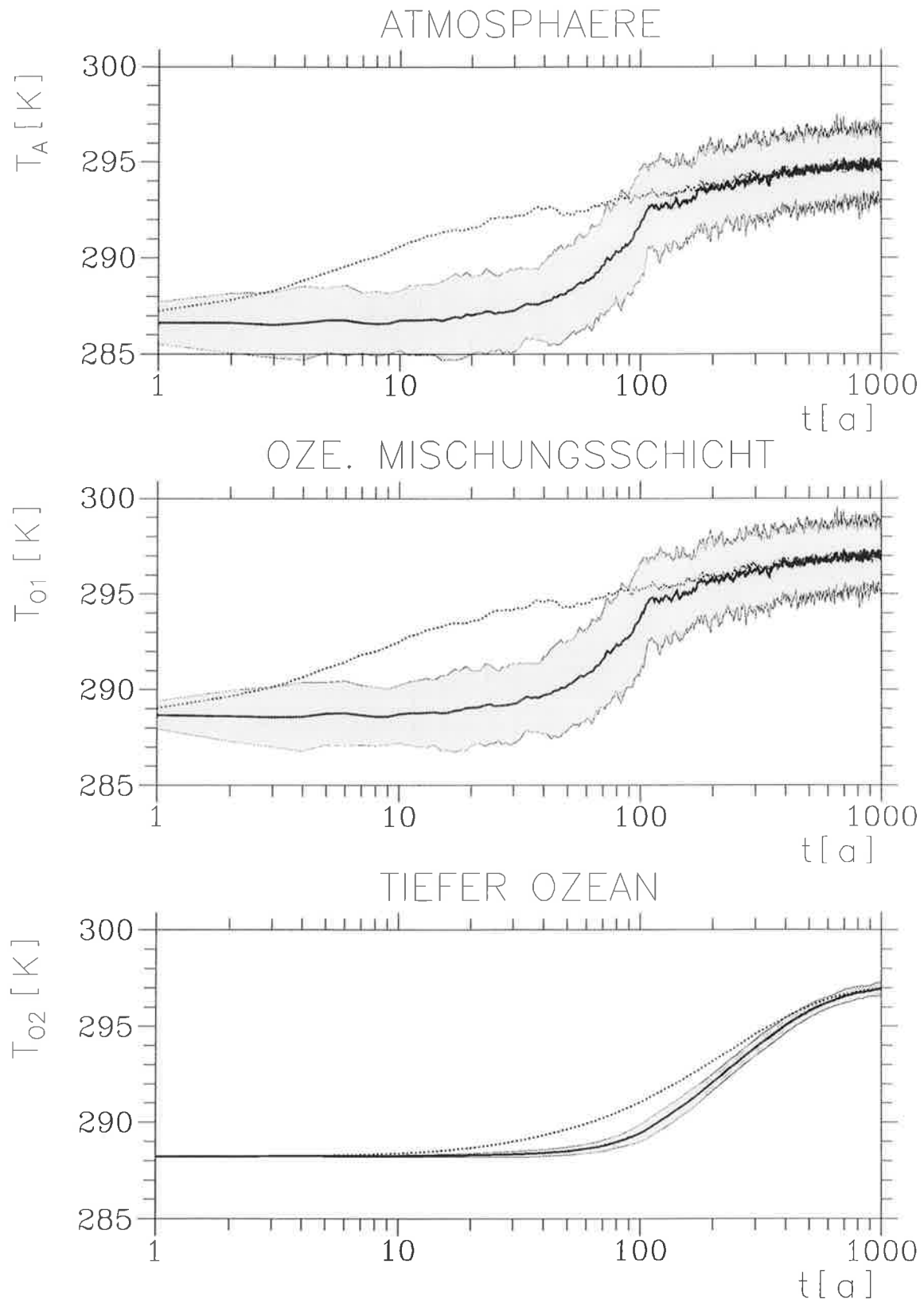


Abbildung 3.9: Ensemblemittel der Jahresmitteltemperaturen aus 50 Simulationen eines synchron gekoppelten Experiments mit linearer Reduzierung (durchgezogene Kurven) und mit stufenförmiger Reduzierung (gepunktete Kurven) der atmosphärischen Emissivität. Der Bereich, in dem 95% der Jahresmittel des Experiments mit linear reduzierter Emissivität liegen, ist schattiert.

3.3 Asynchron gekoppelte Experimente mit zeitlich konstantem Antrieb

3.3.1 Das Kopplungsverfahren

Asynchrone Kopplungsverfahren wurden seit den späten 60er Jahren für gekoppelte Atmosphäre-Ozean-Modelle verwendet. In einer Studie von Manabe und Bryan (1969) wurde ein Modell mit zeitlich konstanter solarer Einstrahlung benutzt, um das heutige Klima zu simulieren. Hierbei folgten auf eine 3-stündige Simulation der Atmosphäre jeweils 12.5 Tage Simulation des Ozeans. Spätere Versuche mit Berücksichtigung eines Jahresgangs der solaren Einstrahlung zeigten die Schwächen des asynchronen Kopplungsverfahrens auf (Manabe et al., 1979 und Washington et al., 1980). Deshalb wird hier nur die Version des Energiebilanzmodells mit zeitlich konstantem externen Antrieb (d.h. $R_A^{(2)} = R_A^{(3)} = 0.0 \text{ W/m}^2$ in Gleichung (3.4)) für die Tests der asynchronen Kopplung verwendet.

Das asynchrone Kopplungsverfahren von Manabe und Bryan (1969) wurde für das hier verwendete einfache Modell angepaßt. Eine allgemeine Beschreibung des Verfahrens befindet sich im Kapitel 2. Die ozeanische Mischungsschichttemperatur T_{OI} , berechnet in der vorangegangenen Integration des ozeanischen Submodells, dient als Randbedingung für die Integration des atmosphärischen Submodells mit der Länge τ_A (siehe Abbildung 2.1). Während der letzten 5 Tage dieser Integration werden die Wärmeflüsse zwischen Atmosphäre und Ozean F gemittelt. Diese gemittelten Wärmeflüsse dienen dem ozeanischen Submodell als Antrieb für die folgende Integration über den Zeitraum τ_O . Die im letzten Zeitschritt der ozeanischen Integration berechnete Mischungsschichttemperatur T_{OI} wird für die folgende Integrationsphase des atmosphärischen Submodells als Randbedingung benutzt.

3.3.2 Experimente mit stufenförmig reduzierter Emissivität

Bei dem asynchron gekoppelten Modell sinkt der Rechenzeitbedarf mit abnehmendem Verhältnis der Integrationslängen von Atmosphäre und Ozean $\tau_A : \tau_O$. Für die hier betrachteten Klimaänderungsexperimente wurde generell das Verhältnis $\tau_A : \tau_O = 1 : 6$ gewählt. Der Rechenzeitbedarf ist also bei allen Experimenten identisch. Das von Manabe und Bryan (1969) verwendete Verhältnis von 1 : 100 ist für die hier durchgeführten Läufe mit starken Klimaänderungssignalen zu klein. Zur Untersuchung des transienten Verhaltens des asynchron gekoppelten Modells wurde eine stufenförmige Reduzierung der atmosphärischen Emissivität zur Zeit $t = 0$ von λ_A auf $\lambda_{A(red)}$ angenommen (siehe Kapitel 3.2.2). Die Modellläufe starten jeweils von dem zu λ_A gehörenden Gleichgewichtszustand und werden im ersten Jahr der Simulation synchron gekoppelt (siehe Kapitel 3.2.3).

Als Beispiel sind in Abbildung 3.10 die ersten 42 simulierten Monate eines asynchron gekoppelten Experiments mit $\tau_A = 60$ Tage und $\tau_O = 360$ Tage gezeigt (dicke Kurven). Da das asynchron gekoppelte Experiment im ersten Simulationsjahr synchron gekoppelt wird, sind in der zeitlichen Entwicklung erst nach 12 Monaten Abweichungen zum entsprechenden synchron gekoppelten Experiment (dünne Kurven) möglich. Durch die Verringerung der atmosphärischen Emissivität zur Zeit $t = 0$ erwärmt sich das gekoppelte System. Da sich die Atmosphäre schnell-

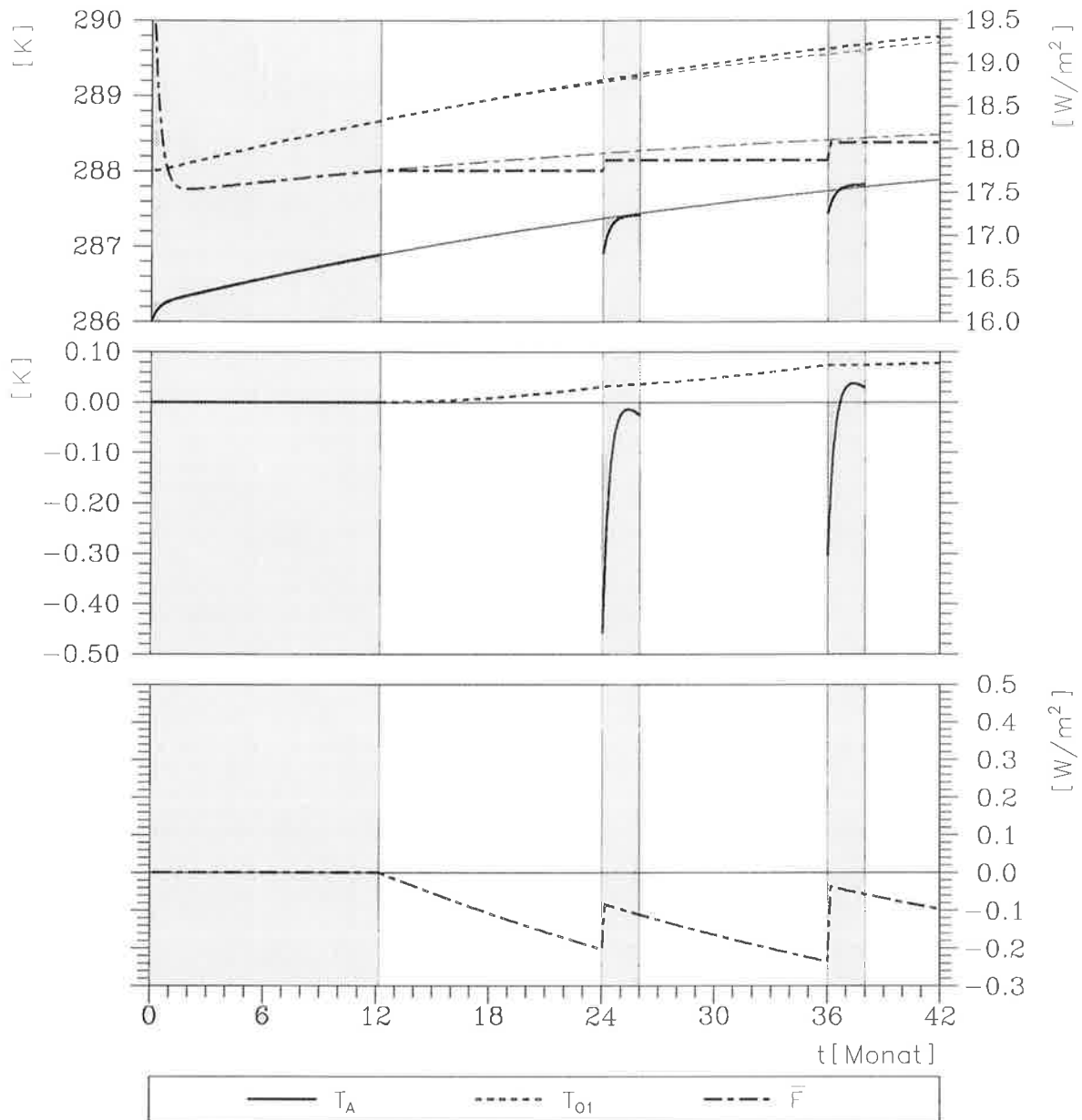


Abbildung 3.10: Zeitliche Entwicklung eines asynchron gekoppelten Experiments mit $\tau_A = 60$ Tage und $\tau_O = 360$ Tage (dicke Kurven) und des synchron gekoppelten Referenzexperiments (dünne Kurven) (oben). Die Differenzen zwischen beiden Experimenten sind für die Temperaturen in der Mitte und für die Wärmeflüsse unten dargestellt. Die Integrationsphasen des Atmosphärenmodells sind als schattierte Bereiche gekennzeichnet.

ler erwärmt als der Ozean, geht der Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre in den ersten zwei simulierten Monaten um etwa 2 W/m^2 zurück. Mit zunehmender Erwärmung der ozeanischen Mischungsschicht in den folgenden Monaten steigt der Wärmefluß wieder an.

Nach dem ersten Simulationsjahr wird das atmosphärische Modell über 5 Tage integriert. Der mittlere Wärmefluß \bar{F} aus diesen 5 Tagen dient dem ozeanischen Submodell als Antrieb über die Simulationszeit $\tau_O = 360$ Tage. Im synchronen Experiment steigt während dieser Zeit der Fluß \bar{F} weiter an, so daß dem Ozean im asynchron gekoppelten Lauf weniger Wärme entzogen

wird als im synchron gekoppelten Lauf. Als Folge hat sich die ozeanische Mischungsschicht am Ende der Ozeanintegration um etwa 0.03 K zu stark erwärmt.

Da das atmosphärische Submodell nach der Ozeanintegration vom Zustand der Atmosphäre vor der Ozeanphase startet, muß sich das atmosphärische Modell an den neuen Ozeanzustand (T_{OI} ist über 0.5 K angestiegen) anpassen. Die Erwärmung der Atmosphäre beträgt während der Integrationsphase von 60 Tagen etwa 0.4 K, so daß die Temperatur am Ende der Phase bis auf etwa 0.02 K den entsprechenden Wert des synchron gekoppelten Experiments erreicht hat.

Der Wärmefluß \bar{F} für die folgende Ozeanintegration bestimmt sich aus dem Mittel der atmosphärischen Temperatur der letzten 5 Tage des Intervalls τ_A und der ozeanischen Mischungsschichttemperatur T_{OI} des letzten Zeitschritts der vorangegangenen Integrationsphase des Ozeans. Für das gekoppelte Modell bedeutet dies, wenn T_{OI} zum Zeitpunkt t_O berechnet wurde, daß die mittlere atmosphärische Temperatur T_A im Intervall $(t_O + (\tau_A - 5 \text{ Tage}))$ bis $(t_O + \tau_A)$ bestimmt wird. Eine lange Integration des Atmosphärenmodells (d.h. τ_A lang) bedeutet eine lange zeitliche Distanz zum Zeitpunkt t_O , an dem die Randbedingung $T_{OI}(t_O)$ für das Atmosphärenmodell berechnet wurde. Die jetzt folgende Ozeanintegration startet von dem Zustand, den das Ozeanmodell vor der Integration des atmosphärischen Modells erreicht hat. Durch die Abweichungen der Temperaturen vom synchron gekoppelten Experiment und deren Berechnung zu verschiedenen Zeitpunkten der Simulation, startet die Ozeanintegration mit einem Wärmefluß F , der etwa 0.1 W/m² niedriger ist als der entsprechende Wert des synchron gekoppelten Laufs. Hier steigt \bar{F} in der Folgezeit kontinuierlich an, während im asynchron gekoppelten Experiment \bar{F} über den ganzen Integrationszeitraum τ_O konstant bleibt. Somit vergrößert sich in dieser Ozeanphase die Unterschätzung von \bar{F} mit zunehmender Integrationsdauer weiter. Die Folge ist eine um etwa 0.07 K zu hohe Mischungsschichttemperatur T_{OI} am Ende der Ozeanphase.

In Abbildung 3.11 ist ein entsprechendes asynchron gekoppeltes Experiment mit wesentlich kürzeren Integrationsphasen von Atmosphäre und Ozean dargestellt. Die Längen der Integrationen liegen mit $\tau_A = 5$ Tage und entsprechend $\tau_O = 30$ Tage weit unter den Zeitkonstanten der ungekoppelten Atmosphäre und ozeanischen Mischungsschicht mit 10 und 110 Tagen (siehe Kapitel 3.1). Die auf die erste reine Ozeanintegration folgende Integration des atmosphärischen Submodells über 5 Tage ist zu kurz. Der starke Temperaturanstieg, der durch die Anpassung an die neue ozeanische Temperatur T_{OI} hervorgerufen wird, ist nach 5 Tagen noch nicht abgeklungen. So bleibt auch das 5-Tage Mittel der atmosphärischen Temperatur T_A , das zur Berechnung von \bar{F} verwendet wird, zu niedrig. Die Folge ist ein im Vergleich zum synchron gekoppelten Experiment um 0.3 W/m² zu hoher Wärmefluß \bar{F} vom Ozean in die Atmosphäre. Daraus folgt eine Unterschätzung der ozeanischen Mischungsschichttemperatur T_{OI} in der folgenden Ozeanintegration. An den starken Temperaturänderungsraten der Atmosphäre wird deutlich, daß auch im weiteren Verlauf der Simulation die Länge der atmosphärischen Integrationen nicht ausreicht, um sich den durch das ozeanische Submodell gegebenen Bedingungen anzupassen. So sind nach den ersten 42 Monaten Simulationszeit die Atmosphäre und die ozeanischen Mischungsschicht um mehr als 0.2 K zu kalt.

Während im ersten Beispiel mit $\tau_A = 60$ Tage der Ozeanantrieb \bar{F} unterschätzt wird und die Temperaturen T_A und T_{OI} überschätzt werden, ist es im zweiten Beispiel mit den kurzen Inte-

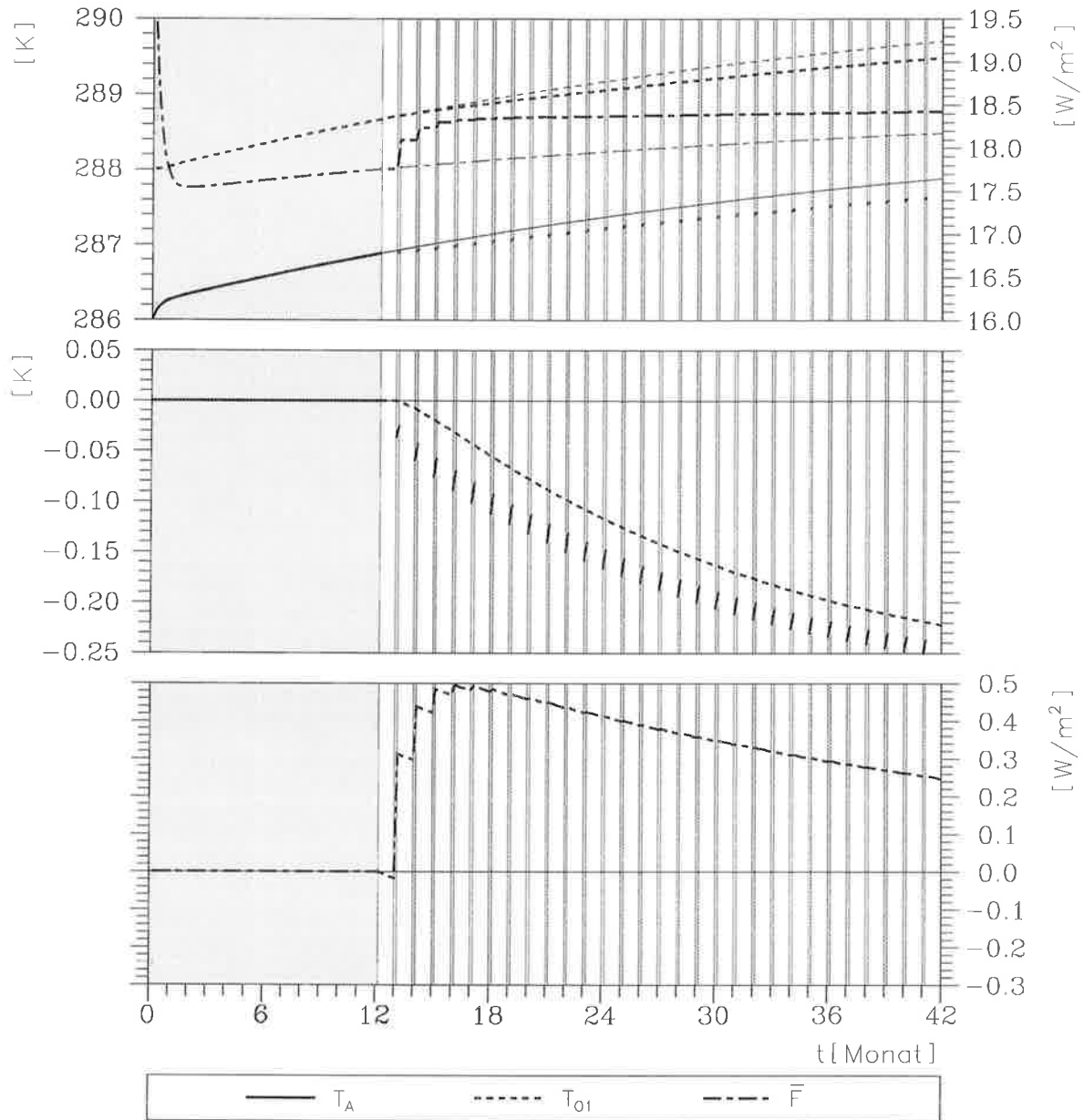


Abbildung 3.11: Zeitliche Entwicklung eines asynchron gekoppelten Experiments mit $\tau_A = 5$ Tage und $\tau_O = 30$ Tage (dicke Kurven) und des synchron gekoppelten Referenzexperiments (dünne Kurven) (oben). Die Differenzen zwischen beiden Experimenten sind für die Temperaturen in der Mitte und für die Wärmeflüsse unten dargestellt. Die Integrationsphasen des Atmosphärenmodells sind als schattierte Bereiche gekennzeichnet.

grationsphasen von Atmosphäre und Ozean umgekehrt. So läßt sich vermuten, daß die Integrationslängen bei denen die geringsten Abweichungen auftreten zwischen den Längen der beiden Beispiele liegen. Diese Vermutung bestätigt ein Test mit $\tau_A = 30$ Tage und $\tau_O = 180$ Tage. In diesem Beispiel sind nur sehr geringe Abweichungen zum synchron gekoppelten Referenzexperiment zu sehen (Abbildung 3.12). Nach anfänglichen Abweichungen nähern sich die dargestellten Variablen mit abnehmendem Klimaänderungssignal schnell den entsprechenden Werten des synchron gekoppelten Experiments. Für die ozeanische Mischungsschicht liegen

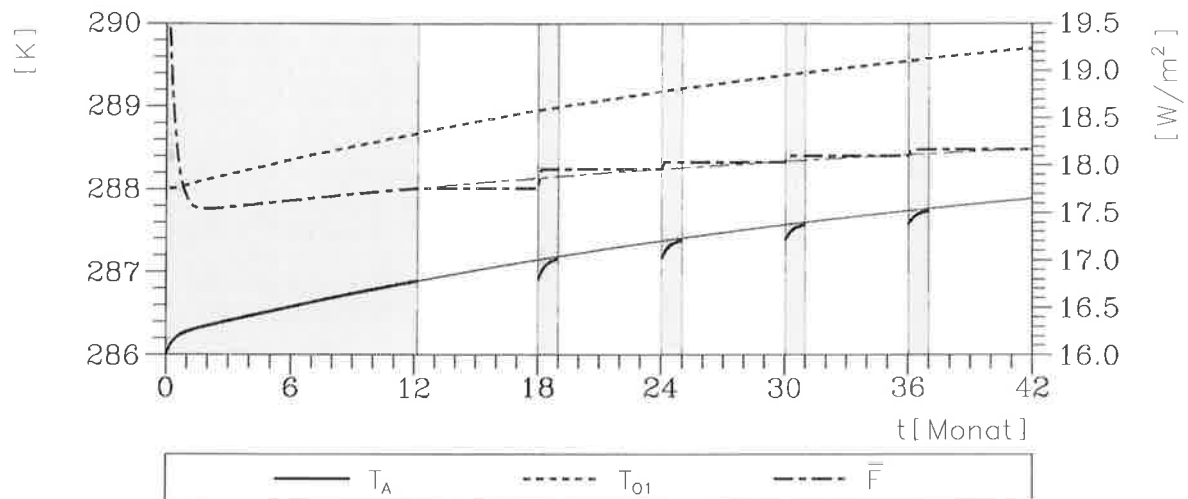


Abbildung 3.12: Zeitliche Entwicklung eines asynchron gekoppelten Experiments mit $\tau_A = 30$ Tage und $\tau_O = 180$ Tage (dicke Kurven) und des synchron gekoppelten Referenzexperiments (dünne Kurven). Die Integrationsphasen des Atmosphärenmodells sind als schattierte Bereiche gekennzeichnet.

die Abweichungen für den gezeigten Zeitraum von 42 Monaten bei weniger als 0.01 K.

Sechs asynchron gekoppelte Simulationen über 1000 Jahre wurden mit $\tau_A = 5, 10, 20, 30, 45, 60$ Tagen durchgeführt, um das Verhalten bei Klimaänderung auf Zeitskalen von einigen Jahren und mehr zu untersuchen. Da die zeitliche Entwicklung der Jahresmittel von Atmosphäre und ozeanischer Mischungsschicht sehr ähnlich ist, werden in Abbildung nur die Abweichungen der beiden Ozeankomponenten zum synchron gekoppelten Experiment gezeigt (dicke durchgezogene Kurven in Abbildung 3.6). Die Ergebnisse der sechs asynchron gekoppelten Experimente weichen von denen des synchron gekoppelten Referenzexperiments zum Teil deutlich ab. Trotzdem streben alle Experimente dem gleichen neuen Gleichgewichtszustand wie das Referenzexperiment zu. Die Abweichungen sind im tiefen Ozean geringer und reduzieren sich langsamer als in der ozeanischen Mischungsschicht. Wie für die Anfangsphase der Experimente gezeigt (Abbildungen 3.10 bis 3.12), findet man auch hier sowohl eine Über- ($\tau_A = 45, 60$ Tage) als auch eine Unterschätzung ($\tau_A = 5, 10, 20, 30$ Tage) der Jahresmitteltemperaturen des synchron gekoppelten Experiments. Von allen sechs Tests zeigt auch hier das asynchron gekoppelte Experiment mit $\tau_A = 30$ Tage und $\tau_O = 180$ Tage die geringsten Abweichungen. Die maximalen Abweichungen mit weniger als 0.1 K in den beiden Ozeankomponenten des Modells haben etwa die Größe von 1% der erwarteten Erwärmung bis zum neuen Gleichgewichtszustand von 9.26 K (siehe Tabelle 3.2)

Eine Extrapolation der Wärmeflüsse und/oder eine Extrapolation der atmosphärischen Temperatur während der Ozeanintegrationen mit Hilfe von linearen oder quadratischen Funktionen haben nur einen geringen Einfluß (hier nicht dargestellt). Die mit einem Extrapolationsverfahren teilweise erreichten Verbesserungen der Ergebnisse sind weit geringer, als durch eine geschickte Wahl der Längen der Integrationsphasen von Atmosphäre und Ozean erreicht werden kann. Entscheidend für eine geringe Abweichung der asynchron gekoppelten Experimente von dem entsprechenden synchron gekoppelten Experiment, sind zwei einschränkende Faktoren:

- 1.) Die Längen der Integrationsphasen von Atmosphäre und Ozean dürfen nicht wesentlich kürzer sein als die zugehörigen Zeitkonstanten der Atmosphäre und der ozeanischen Mischungsschicht. Damit bleibt den Subsystemen Zeit, sich auf die vom jeweiligen anderen Subsystem gelieferten Randbedingungen einzustellen.
- 2.) Die Länge der Integrationsphasen sollte nicht wesentlich länger sein als die zugehörigen Zeitkonstanten der Atmosphäre und der ozeanischen Mischungsschicht. Nur ein möglichst häufiger Informationsaustausch zwischen den beiden Subsystemen vermeidet große Abweichungen vom synchron gekoppelten Experiment.

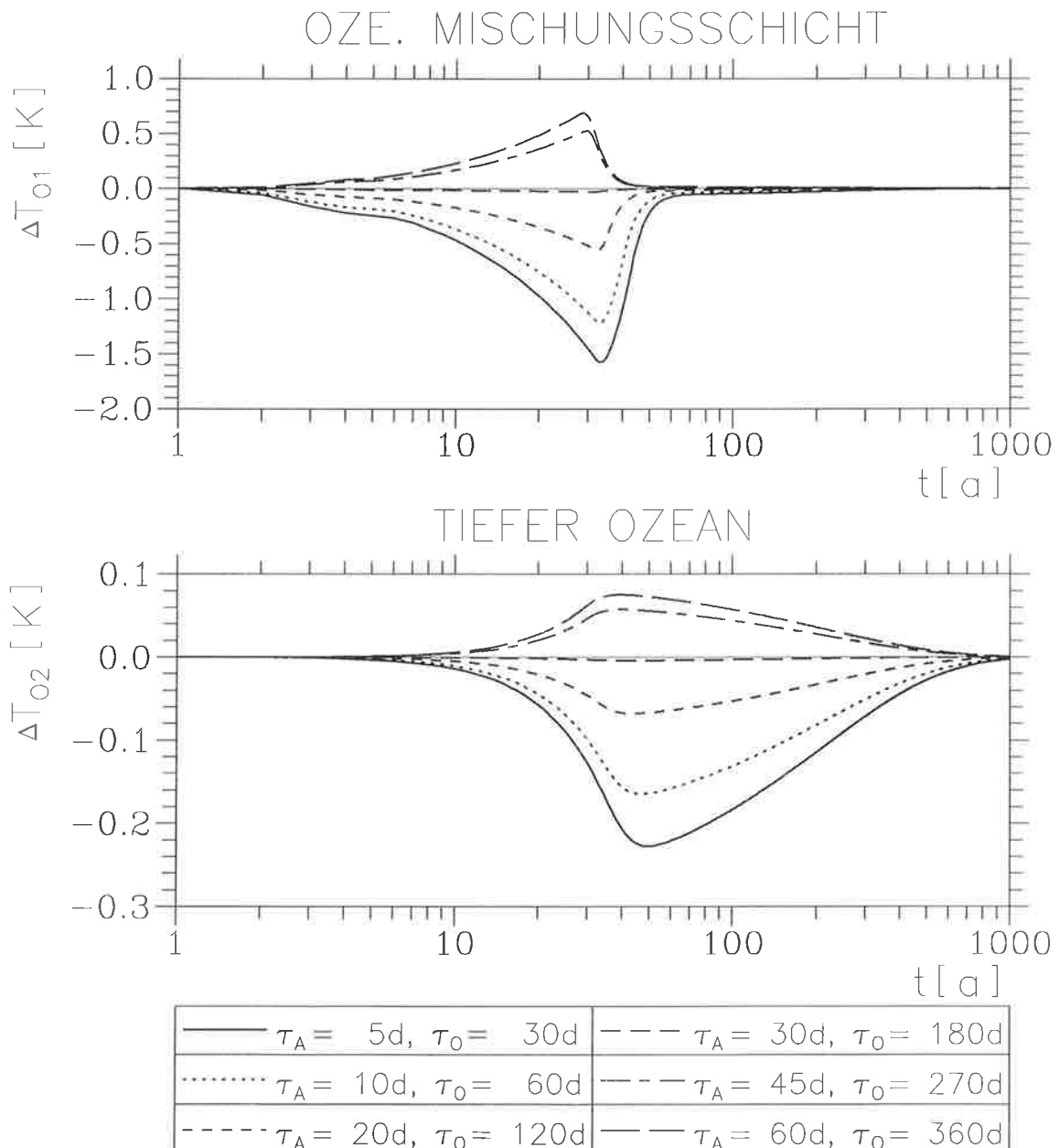


Abbildung 3.13: Differenzen der Jahresmitteltemperaturen zwischen dem synchron gekoppelten Referenzexperiment und asynchron gekoppelten Experimenten mit unterschiedlichen Längen der Integrationsphasen τ_A und τ_O . Bei allen Experimenten wurde die atmosphärische Emissivität stufenförmig zur Zeit $t = 0$ reduziert.

3.4 Periodisch-synchron gekoppelte Experimente mit periodischem Antrieb

3.4.1 Das Kopplungsverfahren

Zeigen die für die Kopplung zwischen Ozean und Atmosphäre relevanten Modellparameter einen Jahresgang, läßt sich das im vorhergehenden Kapitel 3.3 beschriebene asynchrone Verfahren nicht mehr verwenden. Es gibt aber Weiterentwicklungen dieses Verfahrens, die auch für Modelle mit Jahresgang verwendet wurden (Manabe et al., 1979; Washington et al., 1980). Wegen der dabei trotzdem noch auftretenden Probleme wurde versucht, ein anderes Kopplungsverfahren für Modelle mit Jahresgang zu entwickeln. Dieses Verfahren geht auf eine Idee von Gates (Schlesinger, 1979) zurück und wird als "periodisch-synchrone Kopplung" bezeichnet.

Eine allgemeine Beschreibung des periodisch-synchronen Verfahrens findet sich im Kapitel 2. Es setzt sich zusammen aus Phasen synchroner Kopplung (d.h. quasi-simultaner Integration von Atmosphäre- und Ozeanmodellen) und Phasen, in denen ausschließlich das ozeanische Modell integriert wird. Während der synchronen Kopplung über das Intervall τ_{syn} wird wie bei dem rein synchron gekoppelten Modell verfahren (siehe Kapitel 3.2.1). In den Integrationsphasen τ_{oze} , in denen nur das ozeanische Modell integriert wird, wird der als Antrieb benötigte Wärmefluß \bar{F} mit Hilfe einer Datenbank bestimmt. Die Datenbank wird während der vorangegangenen Phasen synchroner Kopplung mit den Werten des Wärmeflusses \bar{F} belegt. Die Wärmeflüsse werden im atmosphärischen Submodell berechnet und dienen dem ozeanischen Submodell als Antrieb.

Zielsetzung der hier vorgestellten Studie ist es, Kopplungsverfahren zu entwickeln, die die Auflösung von Phänomenen mit einer typischen Zeitskala von Dekaden und länger ermöglichen. Die Zeitskalen, die vom Modell korrekt wiedergegeben werden können, sind von den Längen der synchron gekoppelten Phasen τ_{syn} und der reinen Ozeanphasen τ_{oze} abhängig. Ein anderer wichtiger Punkt ist das Verhältnis der Längen dieser Phasen $\tau_{syn} : \tau_{oze}$. Je kleiner das Verhältnis ist, desto geringer ist der Rechenzeitbedarf des gekoppelten Modells.

Umfassen die synchron gekoppelten Phasen mindestens einen vollen Jahreszyklus des Modells, erhält die Datenbank einen Datensatz mit einem homogenen Jahresgang des Ozeantriebs. Dadurch braucht der Jahresgang des Antriebs für die Ozeanphasen nicht aus verschiedenen synchron gekoppelten Phasen, die unter Umständen unterschiedliche Klimazustände repräsentieren, zusammengesetzt werden. Haben sich die Randbedingungen für die Atmosphäre (d.h. für das einfache Modell T_{OI}) während der Ozeanintegration über das Intervall τ_{oze} stark verändert, tritt am Anfang der folgenden synchron gekoppelten Phase eine schockartige Reaktion auf, da sich der atmosphärische Zustand während der reinen Ozeanintegration nicht ändert. Diese Reaktion ist durch anormal hohe oder niedrige Werte der Wärmeflüsse, die nicht im synchron gekoppelten Referenzexperiment auftreten, gekennzeichnet. Wenn diese Werte in die Datenbank eingehen würden, würde dies zu einer fehlerhaften Darstellung des Antriebs für die folgende reine Ozeanintegration führen. Will man während einer synchronen Phase einen vollen Jahreszyklus des Ozeantriebs abspeichern, ist es daher nicht sinnvoll die Simulationsdauer mit synchroner Kopplung auf $\tau_{syn} = 12$ Monate zu beschränken. Tests haben gezeigt, daß eine vorgeschaltete Anpassungszeit von 3 Monaten zu Beginn jeder synchronen Phase diese

Probleme weitgehend beseitigt. Mit einer Zeitkonstanten von 10 Tagen (siehe Kapitel 3.1) hat sich das atmosphärische Submodell hinreichend auf den neuen Ozeanzustand eingestellt, so daß in den folgenden 12 Monaten synchroner Kopplung die Datenbank gefüllt werden kann.

So werden in den folgenden Experimenten die ersten 24 Monate synchron gekoppelt, wobei alle berechneten Werte des Ozeantriebs in der Datenbank abgespeichert werden. Die darauf folgenden synchron gekoppelten Phasen sind 15 Monate lang. Nur in den jeweils letzten 12 Monaten wird der Ozeantrieb in der Datenbank abgelegt.

3.4.2 Experimente mit stufenförmiger Reduzierung der atmosphärischen Emissivität

In diesem Kapitel werden Tests des periodisch-synchron gekoppelten Modells mit einer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität vom Standardwert λ_A auf $\lambda_{A(red)}$ zur Zeit $t = 0$ gezeigt (siehe Kapitel 3.2.2). Gestartet wurden die Experimente vom Quasigleichgewichtszustand des synchron gekoppelten Modells mit dem Standardwert λ_A .

Abbildung 3.14 zeigt die zeitliche Entwicklung der ersten 30 Jahre eines periodisch-synchron gekoppelten Experiments mit einer Länge der reinen Ozeanphasen τ_{oze} von 66 Monaten. Von den dargestellten Größen Wärmefluß F , atmosphärische Temperatur T_A und ozeanische Mischungsschichttemperatur T_{OI} wurde jeweils die aus einer Fourierentwicklung bestimmte erste harmonische Funktion des synchron gekoppelten Referenzexperimentes abgezogen. Diese Funktion enthält den Hauptteil des Jahresgangs. Die verbleibenden Oszillationen entstehen durch die Nichtlinearität des Modells (siehe Kapitel 3.2.3). Die Subtraktion der ersten harmonischen Funktion dient zur Verdeutlichung der Unterschiede zum ebenfalls dargestellten synchron gekoppelten Experiment (dünne Kurven). Im periodisch-synchron gekoppelten

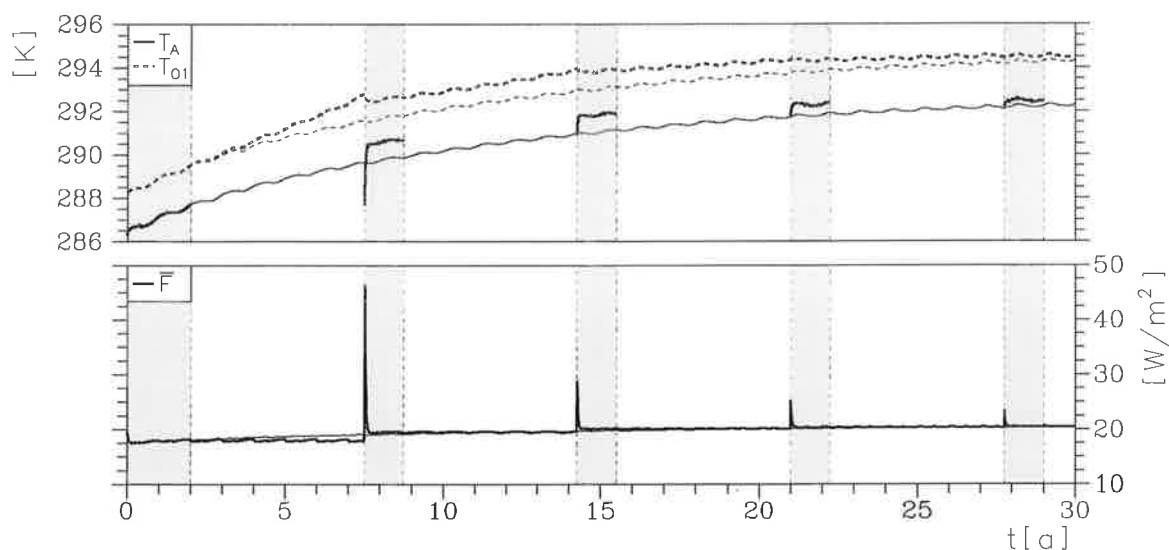


Abbildung 3.14: Zeitliche Entwicklung eines periodisch-synchron gekoppelten Experiments mit konstanten Längen der Ozeanphasen von 66 Monaten (dicke Kurven) und des synchron gekoppelten Experiments (dünne Kurven). Die Emissivität wurde stufenförmig reduziert. Die schattierten Bereiche kennzeichnen die Phasen mit synchroner Kopplung.

Experiment wurde jeweils der Jahreszyklus des im letzten Jahr mit synchroner Kopplung berechneten Wärmeflusses \bar{F} als Antrieb für die darauf folgende reine Ozeanintegration benutzt.

Durch die Reduzierung der atmosphärischen Emissivität bei $t = 0$ steigen die Temperaturen der Atmosphäre T_A und der ozeanischen Mischungsschicht T_{OI} während der ersten synchronen Phase an. Dieser Anstieg setzt sich für T_{OI} in der reinen Ozeanintegration fort. Der Wärmefluß im synchron gekoppelten Modell steigt während dieser Phase an. Wie oben beschrieben, bleibt das Jahresmittel des Wärmeflusses im periodisch-synchronen Fall hingegen konstant. Durch den unterschätzten Wärmefluß wird die ozeanische Mischungsschicht zu warm. Der Zustand des atmosphärischen Submodells hat sich im Laufe der Ozeanintegration über 66 Monate nicht verändert. So muß sich das atmosphärische Modell zu Beginn der folgenden synchronen Phase an eine um etwa 3 K höhere Temperatur T_{OI} anpassen. Das Modell reagiert mit einem abrupten Anstieg des Wärmeflusses vom Ozean in die Atmosphäre. Als Folge erwärmt sich die Atmosphäre, während sich die ozeanische Mischungsschicht abkühlt. Die durch die Schockreaktion abrupt ansteigenden Wärmeflüsse werden nicht in der Datenbank abgespeichert, da nur die letzten 12 Monate der synchronen Phasen abgespeichert werden (siehe Kapitel 3.4.1). Beide Modellkomponenten sind am Ende der synchronen Phase etwa 0.5 K zu warm. Während der weiteren Integration nehmen die Abweichungen zum synchron gekoppelten Experiment ab. Auch der Schock des atmosphärischen Modells aufgrund der geänderten Ozeanbedingungen zu Beginn der synchronen Phasen nimmt ab, da T_{OI} im Verlauf der Simulation nur noch geringere Änderungen aufweist.

Die fehlerhafte zeitliche Entwicklung des oben beschriebenen periodisch-synchron gekoppelten Experiments spiegelt sich auch in den Zeitreihen der Jahresmitteltemperaturen wider. In Abbildung 3.15 sind die Abweichungen (dicke durchgezogene Kurven) zum entsprechenden synchron gekoppelten Experiment (dünne durchgezogene Kurven in Abbildung 3.6) gezeigt. Da Atmosphäre und ozeanische Mischungsschicht eine sehr ähnliche zeitliche Entwicklung der Jahresmitteltemperatur haben, wurde auf die Darstellung der atmosphärischen Komponente verzichtet. Während der ersten Dekaden zeigt T_{OI} die größten Abweichungen. Der Temperaturfehler sinkt während der nächsten Dekaden schnell auf Werte, die kleiner als 0.1 K sind. Der verbleibende Fehler nimmt dann in den folgenden Jahrhunderten sehr viel langsamer ab. Die Abweichungen im tiefen Ozean sind etwa eine Größenordnung kleiner. Die maximale Abweichung wird später erreicht und die Fehler klingen langsamer ab als in der Mischungsschicht.

Eine deutliche Verbesserung des transienten Verhaltens kann durch eine Extrapolation der Wärmeflüsse während der reinen Ozeanphasen erreicht werden. Das Extrapolationsschema basiert auf einer linearen oder quadratischen Funktion, die aus den Monatsmitteln der Wärmeflüsse des letzten Monats der gerade abgeschlossenen synchronen Phase und dem entsprechenden Monat im Jahresgang der vorhergehenden synchronen Phasen berechnet wird. Bei einer linearen Extrapolation wird nur eine vorhergehende synchrone Phase benötigt und bei einer quadratischen Extrapolation zwei. Um einen Jahresgang des Ozeantriebs zu bekommen, der dem Zustand des Modells am Ende einer synchronen Phase entspricht, wird der lineare Trend, der während dieser synchronen Phase auftritt, für jeden Zeitpunkt im Jahreszyklus korrigiert. Die trendkorrigierten Jahresgänge des Wärmeflusses vom Ozean in die Atmosphäre werden dann während der reinen Ozeanphasen linear oder quadratisch extrapoliert.

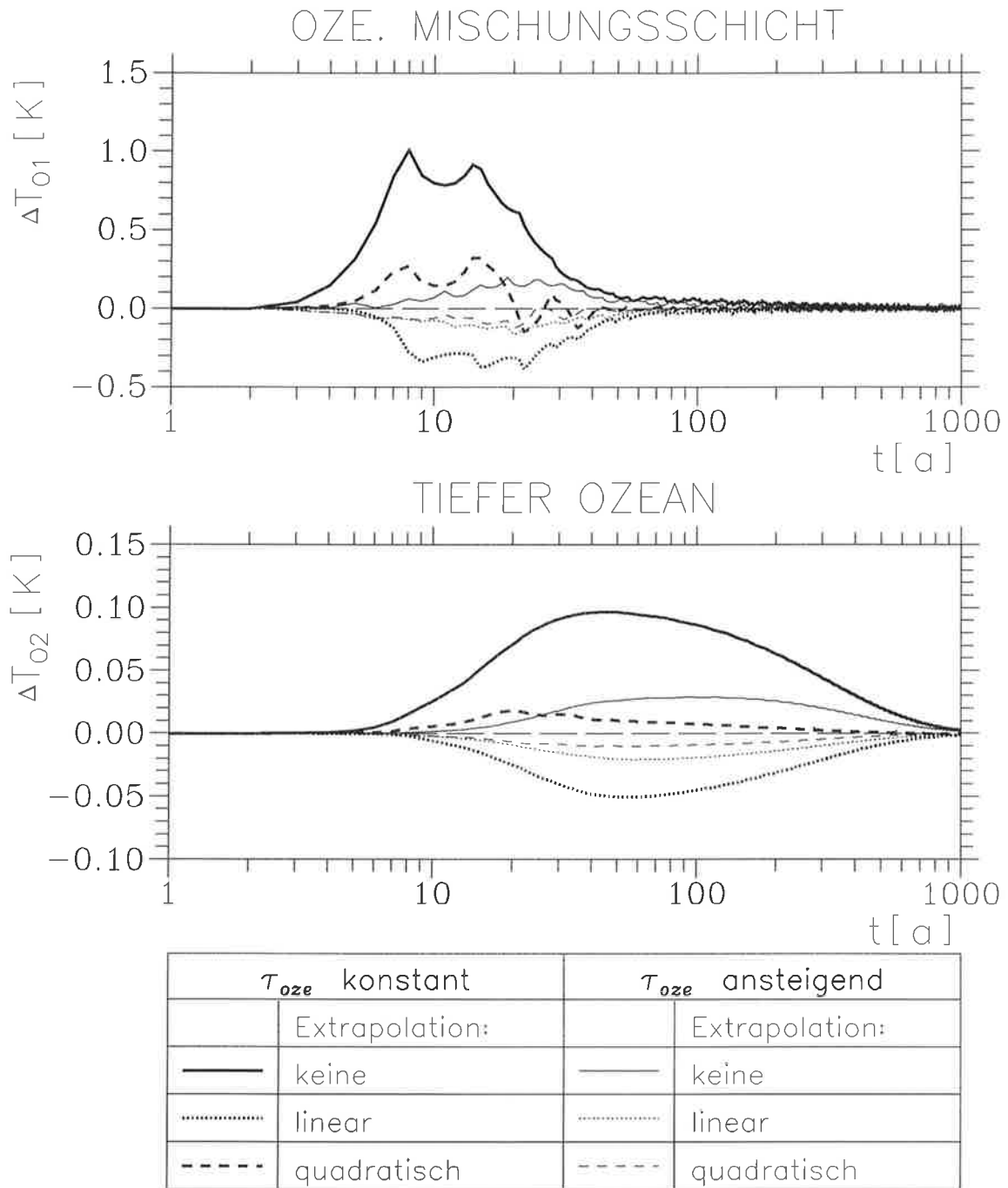


Abbildung 3.15: Abweichungen der ozeanischen Jahresmitteltemperaturen periodisch-synchron gekoppelter Experimente von dem synchron gekoppelten Referenzexperiment. Bei allen Simulationen wurde die atmosphärische Emissivität stufenförmig reduziert.

In dem Modellauf mit linearer Extrapolation (dicke gepunktete Kurven in Abbildung 3.15) ist die Erwärmung in der Anfangsphase zu gering. Wenn eine quadratische Extrapolation benutzt wird, zeigen die Zeitreihen der Jahresmitteltemperaturen hingegen eine leichte Überschätzung der Temperaturen (dicke gestrichelten Kurven in Abbildung 3.15). Trotz dieser Abweichungen wird durch die Verwendung eines Extrapolationsverfahrens, insbesondere einer quadratischen Extrapolation, das transiente Verhalten erheblich verbessert. Der maximale Fehler der peri-

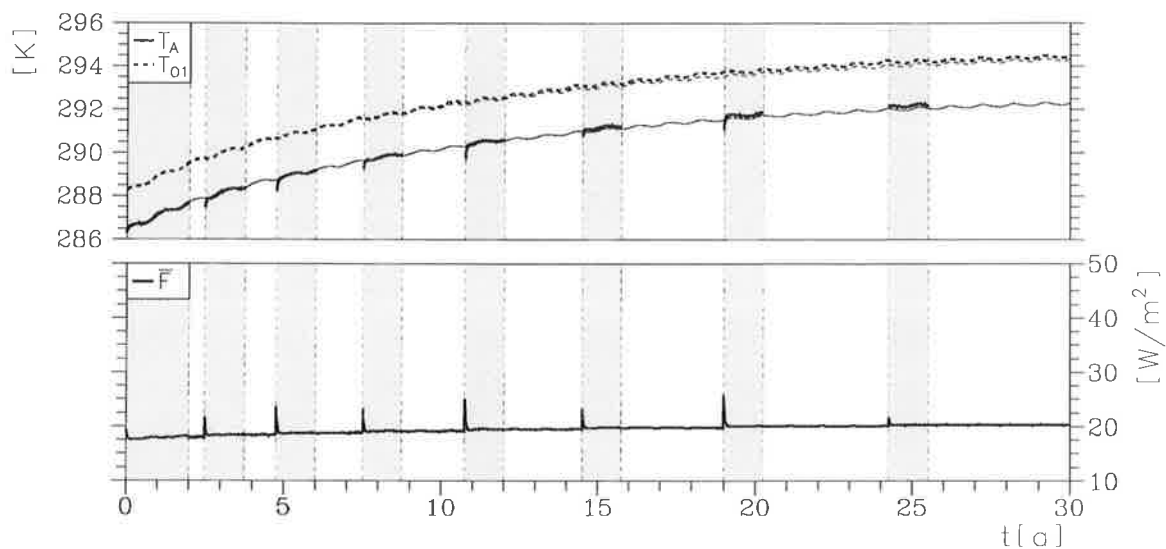


Abbildung 3.16: Zeitliche Entwicklung eines periodisch-synchron gekoppelten Experiments mit ansteigenden Längen der Ozeanphasen bis 66 Monaten (dicke Kurven) und des synchron gekoppelten Experiments (dünne Kurven). Die Emissivität wurde stufenförmig reduziert. Die schattierten Bereiche kennzeichnen die Phasen mit synchroner Kopplung.

odisch-synchron gekoppelten Experimente mit Extrapolation wird gegenüber dem Experiment ohne Extrapolation in den beiden Ozeankomponenten des Modells mindestens halbiert.

Eine weitere Verbesserung des transienten Verhaltens kann erreicht werden, wenn ansteigende Längen der Ozeanphasen τ_{oze} verwendet werden. Dieses Verfahren wurde von Harvey und Schneider (1986) erfolgreich für den Fall einer stufenförmigen Änderung des externen Antriebs angewendet. Für den Zeitraum mit einem erwarteten starken Klimaänderungssignal werden die Phasen mit reiner Ozeanintegration τ_{oze} kürzer gewählt. Da in diesem Beispiel mit einer stufenförmigen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität die stärksten Änderungen am Anfang der Simulation zu erwarten sind, wurde für τ_{oze} nacheinander 6, 12, 18, 24, 30, 39, 48, 57 Monate und für die Folgezeit 66 Monate gewählt (siehe Abbildung 3.24). Durch die kürzeren reinen Ozeanintegrationen wird das Modell in den ersten 30 Jahren häufiger im synchronen Modus gerechnet. Für Simulationen über mehrere hundert Jahre steigt die benötigte Rechenzeit also nur geringfügig an. Durch die kürzeren reinen Ozeanphasen zu Anfang der Simulation verringert sich der Schock des atmosphärischen Submodells zu Beginn der synchronen Phasen. Trotz ansteigender Integrationslänge τ_{oze} vergrößert sich der Schock in der Folgezeit nicht. Dieses Verhalten ist in Abbildung 3.16 für den Fall ohne Extrapolation dargestellt. Nach etwa 10 simulierten Jahren ist eine leichte Überschätzung von T_A und T_{O1} zu beobachten. Der Vergleich mit dem Versuch mit konstantem τ_{oze} (Abbildung 3.14) zeigt, daß die Abweichungen zum synchronen Experiment (dünne Kurven) in der Anfangsphase wesentlich reduziert werden.

Auch für die Jahresmitteltemperaturen verbessert sich bei den Experimenten das transiente Verhalten, wenn ansteigende statt konstante Längen von τ_{oze} verwendet werden (dünne Kurven in Abbildung 3.15). Für die Experimente ohne Extrapolation geht die maximale Abweichung von 0.5 K auf 0.2 K in der Mischungsschicht und von 0.1 K auf 0.03 K im tiefen Ozean zurück. In

Analogie zu den Versuchen mit konstantem τ_{oze} führt die Extrapolation zu verbesserten Ergebnissen. Sowohl mit linearer als auch mit quadratischer Extrapolation wird die Erwärmung im Jahresmittel unterschätzt. Im Vergleich zu den Simulationen mit konstantem τ_{oze} sind die maximalen Fehler aber wesentlich reduziert.

3.4.3 Experimente mit linearer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität

In diesem Kapitel sollen periodisch-synchron gekoppelte Experimente mit einer linearen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität von λ_A zur Zeit $t = 0$ auf $\lambda_{A(red)}$ zur Zeit $t = 100$ Jahre untersucht werden. Die Emissivitätsänderung ist mit einem transienten CO_2 -Anstieg vergleichbar (siehe Kapitel 3.2.2). Das Szenarium läßt eine langsamere Klimaänderung gegenüber den Experimenten mit der stufenförmigen Reduzierung erwarten.

Um die Ergebnisse der periodisch-synchron gekoppelten Experimente mit linearer und stufenförmiger Reduzierung der Emissivität vergleichen zu können, soll hier der Fall mit konstanten Längen der Ozeanphasen $\tau_{oze} = 66$ Monate ohne lineare oder quadratische Extrapolation der Wärme Flüsse untersucht werden. Es zeigt sich in den ersten 30 Jahren der Simulation sowohl im synchron als auch in dem hier betrachteten periodisch-synchron gekoppelten Experiment eine schwächere Erwärmung bei Verwendung des Szenariums mit linearer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität (Abbildung 3.17) als mit stufenförmiger Reduzierung (Abbildung 3.14). Während die ozeanische Mischungsschichttemperatur T_{OI} in den ersten 30 Jahren im letzteren Fall um etwa 6 K ansteigt, wird die Mischungsschicht bei einer linearen Reduzierung der Emissivität nur um etwa 1 K wärmer. Somit sind die Änderungen der Randbedingung für die atmosphärische Komponente, als welche T_{OI} dient, während der reinen Ozeanphasen

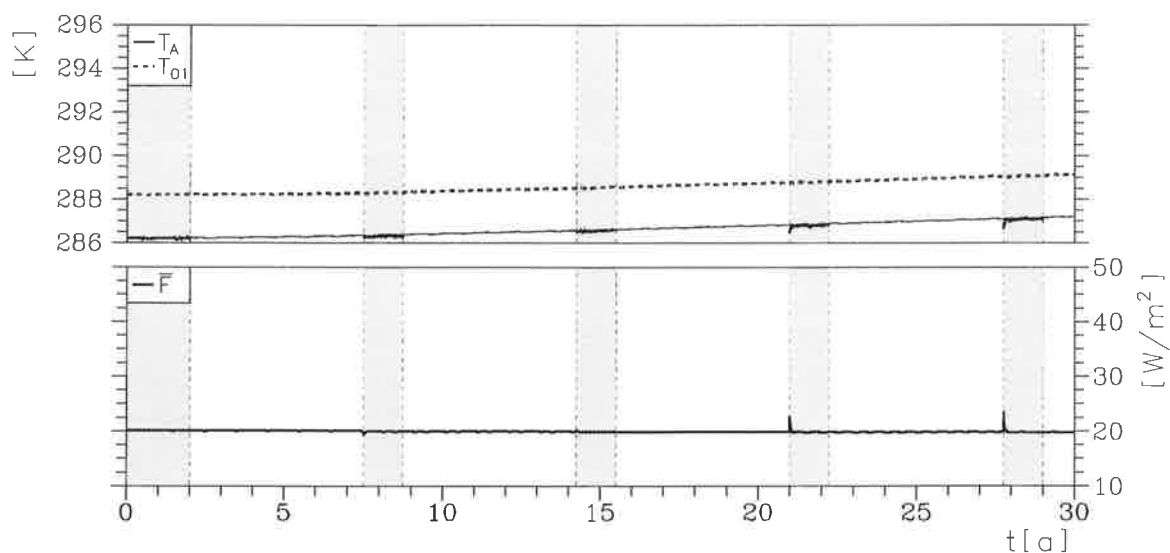


Abbildung 3.17: Zeitliche Entwicklung eines periodisch-synchron gekoppelten Experiments mit konstanten Längen der Ozeanphasen von 66 Monaten (dicke Kurven) und des synchron gekoppelten Experiments (dünne Kurven). Die Emissivität wurde linear reduziert. Die schattierten Bereiche kennzeichnen die Phasen mit synchroner Kopplung.

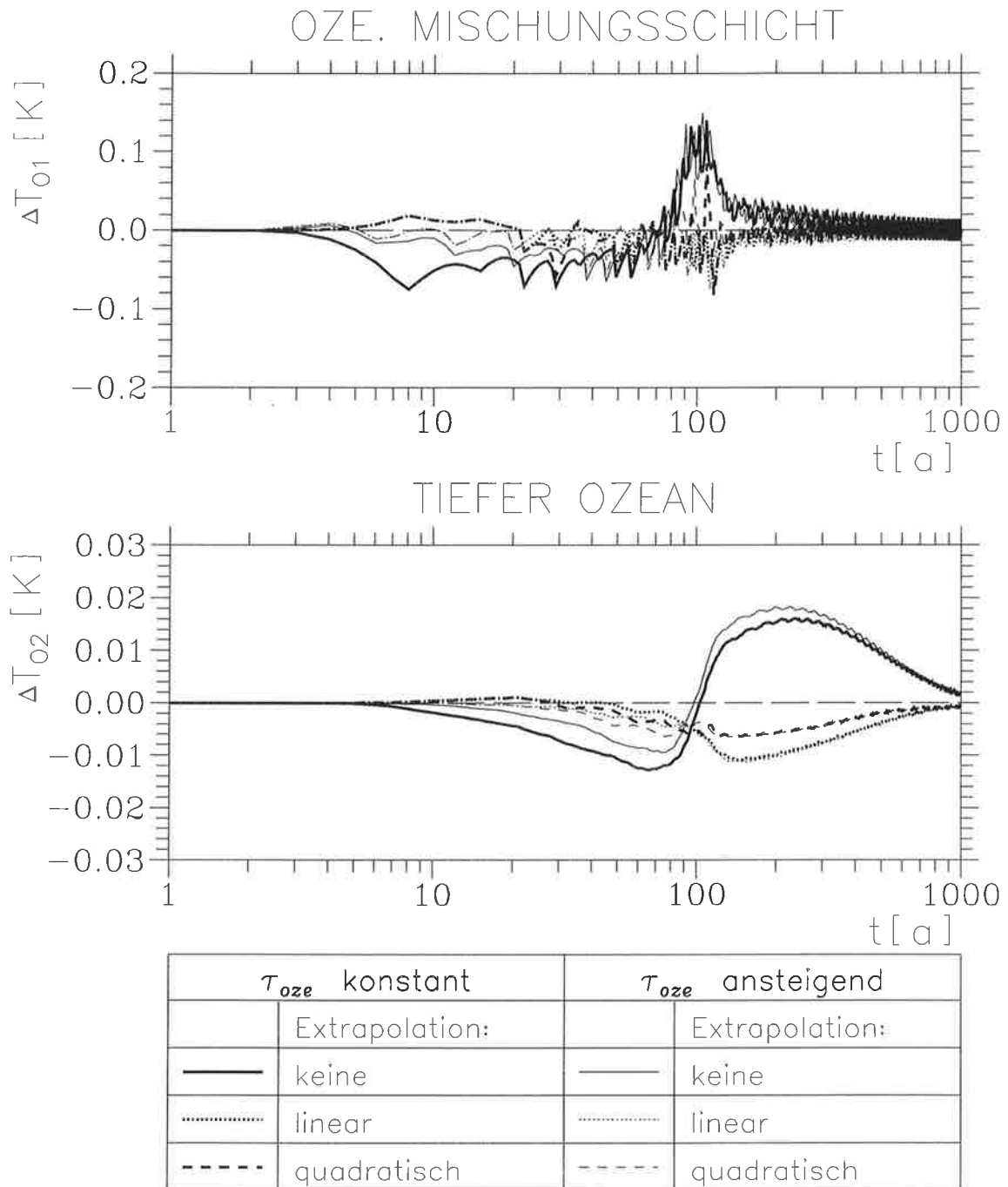


Abbildung 3.18: Differenzen der ozeanischen Jahresmitteltemperaturen zwischen periodisch-synchron gekoppelten Experimenten und dem synchron gekoppelten Referenzexperiment. Bei allen Simulationen wurde die atmosphärische Emissivität linear reduziert.

schwächer. Als Folge wird auch der am Anfang der synchron gekoppelten Phasen auftretende Schock des atmosphärische Submodells aufgrund der geänderten Randbedingungen kleiner.

Ein Vergleich der Jahresmitteltemperaturen für die Experimente mit stufenförmiger und linearer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität (Abbildung 3.15 und Abbildung 3.18) zeigt, daß das transiente Verhalten bei einer linearen Reduzierung besonders in den ersten 200 Jahren

wesentlich besser wiedergegeben wird (die Fehler sind etwa eine Größenordnung kleiner). Nicht nur die langsame Klimaänderung der ersten Dekaden, sondern auch die relativ starken Temperaturänderungen während des Übergangs vom eisbedeckten zum eisfreien Zustand ($T_{O}^{(1)} < T_{O1} < T_{O}^{(2)}$) werden mit nur geringen Abweichungen zum synchron gekoppelten Experiment erfaßt. Zu beachten ist, daß Abbildung 3.15 und Abbildung 3.18 unterschiedliche Maßstäbe der Temperaturachsen haben. Im Gegensatz zu den Experimenten mit stufenförmiger Reduzierung der Emissivität bringt die Einführung der ansteigenden Längen der reinen Ozeanintegrationen τ_{oze} bei den hier betrachteten Fällen mit einer maximalen Länge von 66 Monaten keine eindeutigen Verbesserungen (dünne Kurven). Die Anwendung einer linearen oder quadratischen Extrapolation der Wärmeflüsse während der reinen Ozeanintegrationen (siehe Kapitel 3.4.2) verbessert auch hier die Qualität der Modellergebnisse.

3.4.4 Die Länge der reinen Ozeanintegrationen

In den bisher vorgestellten periodisch-synchron gekoppelten Experimenten wurde eine Länge der reinen Ozeanintegrationen τ_{oze} von 66 Monaten gewählt. Dieser Wert wurde entweder von Beginn an oder nach anfänglich kürzeren reinen Ozeanphasen verwendet. Der Rechenzeitbedarf für das gekoppelte Modell sinkt, je kleiner das Verhältnis der Längen von synchron gekoppelten Phasen zu reinen Ozeanphasen $\tau_{syn} : \tau_{oze}$ gewählt wird (d.h. je länger das atmosphärische Submodell abgeschaltet wird). Das Ziel der periodisch-synchronen Kopplung ist es, möglichst viel Rechenzeit des gekoppelten Modells einzusparen. Da auch weiterhin $\tau_{syn} = 15$ Monate sein soll, gilt es, die Qualität der Ergebnisse des periodisch-synchron gekoppelten Modells in Abhängigkeit τ_{oze} zu untersuchen. Das Qualitätsmaß

$$q = \left(\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (P_i - S_i)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.7)$$

beschreibt die mittlere Abweichung zweier Zeitreihen und wird auch als “root mean square error” bezeichnet. Im hier betrachteten Fall wird die mittlere Abweichung der Werte eines periodisch-synchron gekoppelten Experiments P_i zu den entsprechenden Werten des synchron gekoppelten Experiments S_i bestimmt. Dieser mittlere Fehler wird über ein vorgegebenes Zeitintervall mit jeweils m Werten für beide Zeitreihen ermittelt. Für die folgende Untersuchung werden zur Bestimmung der mittleren Fehler die Jahresmitteltemperaturen der ozeanischen Mischungsschicht benutzt.

Es wurden Versuchsreihen von periodisch-synchron gekoppelten Klimaänderungsexperimenten durchgeführt. Jede Reihe besteht aus Experimenten, die sich nur durch die Länge der Ozeanphasen τ_{oze} unterscheiden. τ_{oze} wurde von 3 bis 240 Monaten gewählt, wobei die Länge von Simulation zu Simulation um einen Monat zunimmt. Wie in den vorangegangenen Kapiteln wird das periodisch-synchron gekoppelte Modell die ersten 24 Monate synchron gekoppelt. Alle folgenden Phasen mit synchroner Kopplung sind jeweils 15 Monate lang.

Das transiente Verhalten des periodisch-synchron gekoppelten Modells ist eine wichtige Eigenschaft für dessen Verwendbarkeit in Klimaänderungsexperimenten. Die in den vorangegangenen Kapiteln 3.4.2 und 3.4.3 gezeigten periodisch-synchron gekoppelten Experimente zeigen

die größten Temperaturfehler in der Mischungsschicht während der ersten 200 Jahre der Simulationen. In diesem Zeitraum ist auch die stärkste Erwärmungsrate durch die Reduzierung der Emissivität zu beobachten. Aus diesem Grund wird der mittlere Fehler q für die ersten 200 simulierten Jahre, die in den beiden vorgegebenen Klimaänderungsszenarien besonders hohe Ansprüche an das Kopplungsverfahren stellen, untersucht.

Die mittleren Fehler für Experimente, bei denen während der reinen Ozeanphasen der Jahreszyklus des Wärmefflusses aus der letzten synchronen Phase unverändert benutzt wurde, sind in Abbildung 3.19 (a) dargestellt. Unabhängig ob die atmosphärische Emissivität stufenförmig zur Zeit $t = 0$ (kurz gestrichelte Kurve) oder linear in den ersten 100 Jahren reduziert wird (gepunktete Kurve), wächst der Fehler mit einer steigenden Rate für längere Ozeanphasen τ_{oze} an. Die Fehler bei der linearen Reduzierung sind aber geringer. Bei $\tau_{oze} = 150$ Monate (d.h. $\tau_{syn} : \tau_{oze} = 1 : 10$) liegt der mittlere Fehler bei 0.14 K. Dieser Wert wird in den Experimenten mit stufenförmig reduzierter Emissivität bereits bei $\tau_{oze} = 45$ Monate (d.h. $\tau_{syn} : \tau_{oze} = 1 : 3$) erreicht.

Bei beiden Versuchsreihen wurde τ_{oze} während der einzelnen Simulationen konstant gehalten. Wie in Kapitel 3.4.2 für $\tau_{oze} = 66$ Monate und stufenförmig reduzierter Emissivität gezeigt, verbessert sich das transiente Verhalten mit Einführung ansteigender Längen der Ozeanintegrationsphasen. Für eine maximale Länge der Ozeanphasen von 114 Monaten nimmt τ_{oze} zu Beginn der Simulation nacheinander die Werte 6, 12, 18, 24, 30, 39, 48, 57, 66, 78, 90, 102, 114 Monate und für den Rest der Simulation 114 Monate an. Liegt bei den Versuchen der Wert der maximalen Länge höher, wird die obige Folge von τ_{oze} benutzt. Nach $\tau_{oze} = 114$ Monaten wird dann der entsprechende maximale Wert benutzt. Für maximale Längen von τ_{oze} , die kürzer als 114 Monate sind, wird die Folge entsprechend verkürzt. Einige Beispiele der Abfolgen der Kopplungsphasen sind in Abbildung 3.24 dargestellt. In dieser Darstellung sieht man z.B., daß die maximale Länge von 114 Monaten erst nach etwa 65 simulierten Jahren erreicht wird.

Die mittleren Fehler für die Versuchsreihe mit stufenförmig reduzierter Emissivität (durchgezogene Kurve in Abbildung 3.19 (a)) liegen nun von Beginn an unter den entsprechenden Werten der beiden Serien mit konstantem τ_{oze} . Der mittlere Fehler bei $\tau_{oze} = 240$ Monate liegt bei 0.01 K, was 0.25% bzw. 0.67% des Fehlers des entsprechenden Experiments mit konstantem τ_{oze} und stufenförmig bzw. linear reduzierter atmosphärischer Emissivität entspricht. Für die Experimente mit linearer Reduzierung der Emissivität stellt sich erst bei sehr langen Ozeanphasen (ab etwa 210 Monate) eine Verbesserung ein, wenn ansteigende statt konstante Längen der Ozeanphasen verwendet werden (lang gestrichelte Kurven). Der Vergleich der Serien mit ansteigendem τ_{oze} zeigt, daß die mittleren Fehler mit linearer Reduzierung der Emissivität größer sind als mit stufenförmiger Reduzierung. Ursache hierfür ist das spätere Auftreten starker Erwärmungsraten bei den Experimenten mit linearer Reduzierung der Emissivität (siehe zum Beispiel Abbildung 3.6). So führen die nur anfänglich sehr kurzen Ozeanphasen bei den Experimenten mit linearer Reduzierung der Emissivität nur zu geringeren Verbesserungen.

Die letzten 200 Jahre der Simulationen (d.h. die Jahre 801-1000) sind durch eine schwache Klimaänderung charakterisiert. Der mittlere Fehler dieses Intervalls stellt ein Maß für die Qualität der asymptotischen Anpassung an den neuen Quasigleichgewichtszustand dar. Die vier für das Intervall 1-200 Jahre untersuchten Versuchsreihen zeigen hier fast identische Ergebnisse (Abbildung 3.19 (b)). Das Modell spürt in dieser Phase die in den ersten 200 Jahren aufgetretenen

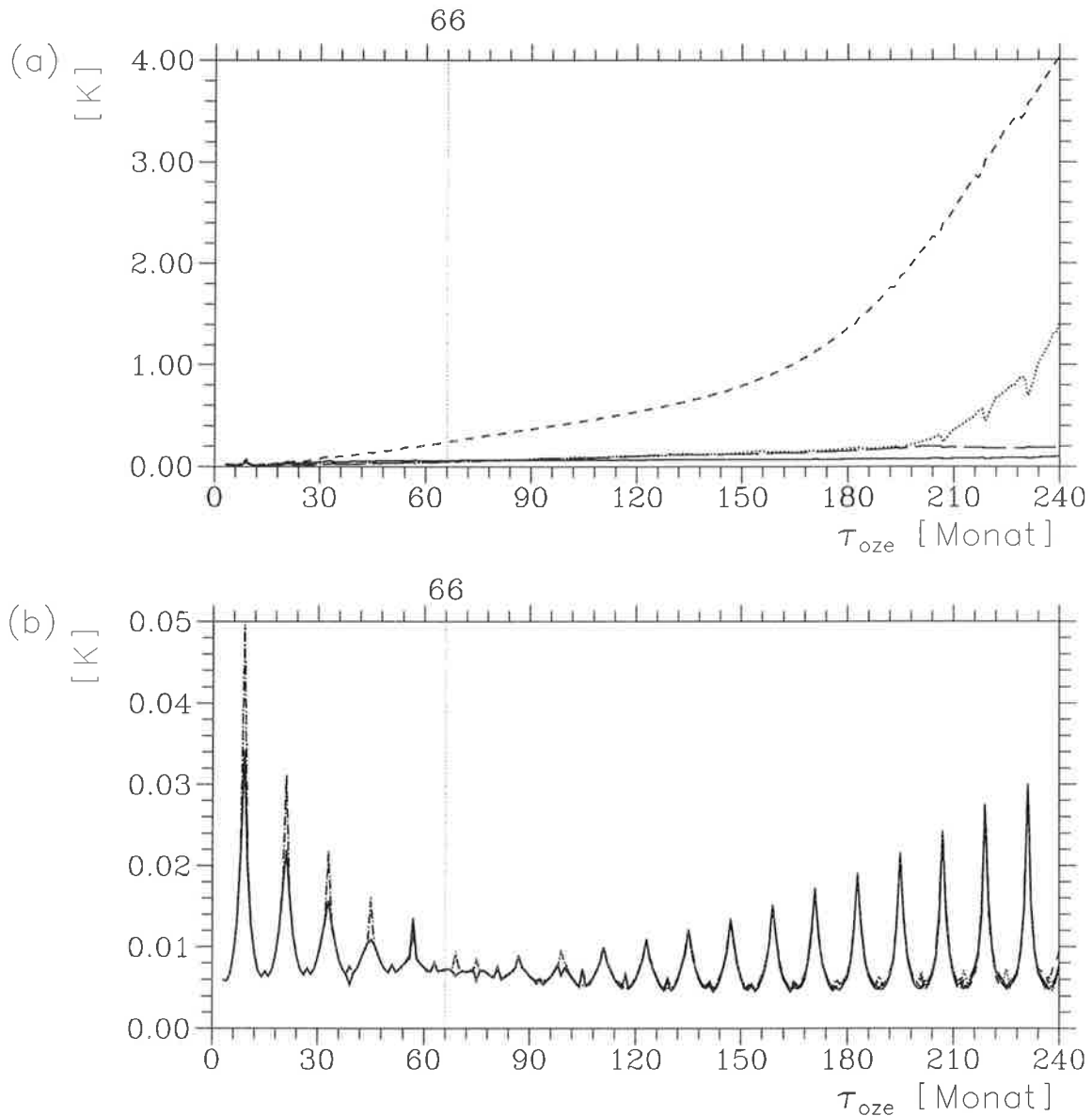


Abbildung 3.19: Mittlere Fehler der simulierten Jahre 1-200 (a) und 801-1000 (b) für die Jahresmittel der ozeanische Mischungsschichttemperaturen. Dargestellt sind die Experimentreihen mit konstantem τ_{oze} für eine lineare (gepunktete Kurven) und eine stufenförmige Reduzierung der atmosphärischen Emissivität (kurz gestrichelte Kurven) sowie die Reihen mit ansteigendem τ_{oze} für eine lineare (lang gestrichelt) und stufenförmige Reduzierung der Emissivität (durchgezogene Kurven). Alle Experimente wurden ohne Extrapolation durchgeführt.

Unterschiede nicht mehr. So können selbst periodisch-synchron gekoppelte Experimente mit einem mittleren Fehler von bis zu 4 K in den ersten 200 Jahren die Verhältnisse in den Jahren 801-1000 gut reproduzieren. Abgesehen von sehr kurzen Ozeanphasen sind die Werte der Fehler wesentlich kleiner als in der Anfangsphase der Experimente. Die mittleren Fehler zeigen ausgeprägte periodisch auftretende Maxima und Minima. Alle 12 Monate beginnend mit $\tau_{oze} = 9$ Monate (d.h. $\tau_{syn} + \tau_{oze} = 24$ Monate) sind maximale Fehler zu beobachten. Die Maxima treten also dann auf, wenn die synchron gekoppelten Phasen jedesmal am gleichen Zeitpunkt des Jah-

reszyklus beginnen (d.h. $\tau_{syn} + \tau_{oze} = n \cdot 12$ Monate mit $n = 2, 3, 4, 5$). Die Werte dieser Maxima zeigen abnehmende Amplituden bis zu Längen der Ozeanphasen von etwa 60 Monaten. Zwischen 60 und 90 Monaten zeigen sich keine ausgeprägten Maxima. Für längere Ozeanphasen steigt die Amplitude der Maxima mit zunehmender Länge von τ_{oze} an. Diese Reihe der Maxima ist gegenüber den Maxima bis etwa $\tau_{oze} = 60$ Monate um 6 Monate verschoben, d.h. die Maximalwerte treten bei $\tau_{syn} + \tau_{oze} = n \cdot 12 + 6$ Monate für $n = 8, 9, 10, \dots$ auf. Die Minima andererseits zeigen unabhängig von der Länge der Ozeanphasen mit nur geringen Abweichungen die gleiche Größe mit etwa 0.006 K.

Die Ergebnisse der Experimente zeigen, daß sehr rechenzeitsparende Simulationen, die nur geringe Abweichungen vom synchron gekoppelten Referenzexperiment aufweisen, mit dem hier verwendeten Modell möglich sind. Es sollte ein Verfahren mit ansteigendem τ_{oze} zu Beginn der Simulation benutzt werden. Außerdem sollte die Summe aus $\tau_{syn} + \tau_{oze}$ nicht nahe einem Vielfachen von 6 Monaten liegen. So ergeben sich zum Beispiel bei einer stufenförmigen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität und ansteigenden Integrationslängen mit dem längsten Wert $\tau_{oze} = 237$ Monate (d.h. $\tau_{syn} : \tau_{oze} = 1 : 15.8$) mittlere Fehler von 0.095 K für die ersten 200 Jahre und 0.005 K für die Jahre 801-1000. Die Fehler sind im Vergleich zu der aus der Reduzierung der Emissivität erwarteten Erwärmung von 8.95 K (siehe Kapitel 3.2.3), als gering einzustufen.

Die Experimente der vorangegangenen Kapitel 3.4.2 und 3.4.3 mit $\tau_{oze} = 66$ Monate haben gezeigt, daß die Extrapolation der Wärmeflüsse während der reinen Ozeanintegrationen mit Hilfe linearer oder quadratischer Funktionen die Ergebnisse des periodisch-synchron gekoppelten Modells verbessert. Auch für diesen Fall soll untersucht werden, inwieweit dieses Resultat auf andere Längen von τ_{oze} übertragen werden kann. Die Ergebnisse sind für alle durchgeführten Versuchsreihen mit linearer oder stufenförmiger Reduzierung der atmosphärischen Emissivität mit ansteigenden oder konstanten Ozeanphasenlängen qualitativ gleich. Hier wird deshalb nur der Fall mit konstantem τ_{oze} und stufenförmig reduzierter Emissivität untersucht (Abbildung 3.20). Die mittleren Fehler der ersten 200 Jahre sind bei den Experimenten mit linearer oder quadratischer Extrapolation für kurze τ_{oze} (d.h. kleiner 30 Monate) ähnlich groß wie in den Simulationen ohne Extrapolationsverfahren. Für längere τ_{oze} tritt teilweise eine deutliche Reduzierung der Fehler (z.B. 80% für $\tau_{oze} = 42$ Monate und quadratischer Extrapolation) und damit eine deutliche Verbesserung des transienten Verhaltens bei Verwendung des linearen oder des quadratischen Extrapolationsverfahrens ein. Ab einer bestimmten Länge der Ozeanphasen (bei etwa 96 Monaten in dem hier gezeigten Beispiel) beginnen die Abweichungen zum synchron gekoppelten Experiment drastisch zuzunehmen, und die mittleren Fehler übersteigen die Werte der Experimente ohne Extrapolationsverfahren.

Für die Jahre 801-1000 zeigen sich für $\tau_{oze} < 60$ Monate nur geringe Abweichungen in der Größe der Fehler zwischen den Simulationen mit und ohne Extrapolationsverfahren. Auch hier wie in den Versuchsreihen ohne Extrapolationsverfahren treten periodisch maximale Fehler auf. Diese Reihe maximaler Fehler zeigt ansteigende Werte für zunehmendes τ_{oze} und ist gegenüber der Reihe maximaler mittlerer Fehler der Versuchsreihe ohne Extrapolation um 6 Monate verschoben. D.h. hier werden die größten Fehler erreicht, wenn die Phasen mit synchroner Kopplung jedes zweite Mal am gleichen Zeitpunkt im Jahreszyklus beginnen. Auch in den Jahren

801-1000 nimmt der Fehler für große τ_{oze} drastisch zu (nicht gezeigt).

Die in den beiden vorangegangenen Kapiteln 3.4.2 und 3.4.3 benutzte Länge $\tau_{oze} = 66$ Monate liegt somit in einem Bereich, in dem die mittleren Fehler des Intervalls 801-1000 Jahre ein Minimum haben und die Verwendung eines linearen oder quadratischen Extrapolationsverfahrens das transiente Verhalten in den ersten 200 Jahren deutlich verbessert. Die hier gefundenen Ergebnisse lassen sich auch auf die atmosphärische Komponente des gekoppelten Modells übertragen. Der tiefe Ozean zeigt ein qualitativ ähnliches Verhalten. Hier wären allerdings andere Untersuchungsintervalle günstiger, da die Fehler später anwachsen und länger andauern als in den anderen beiden Modellkomponenten (siehe Beispiele in den Kapiteln 3.4.2 und 3.4.3).

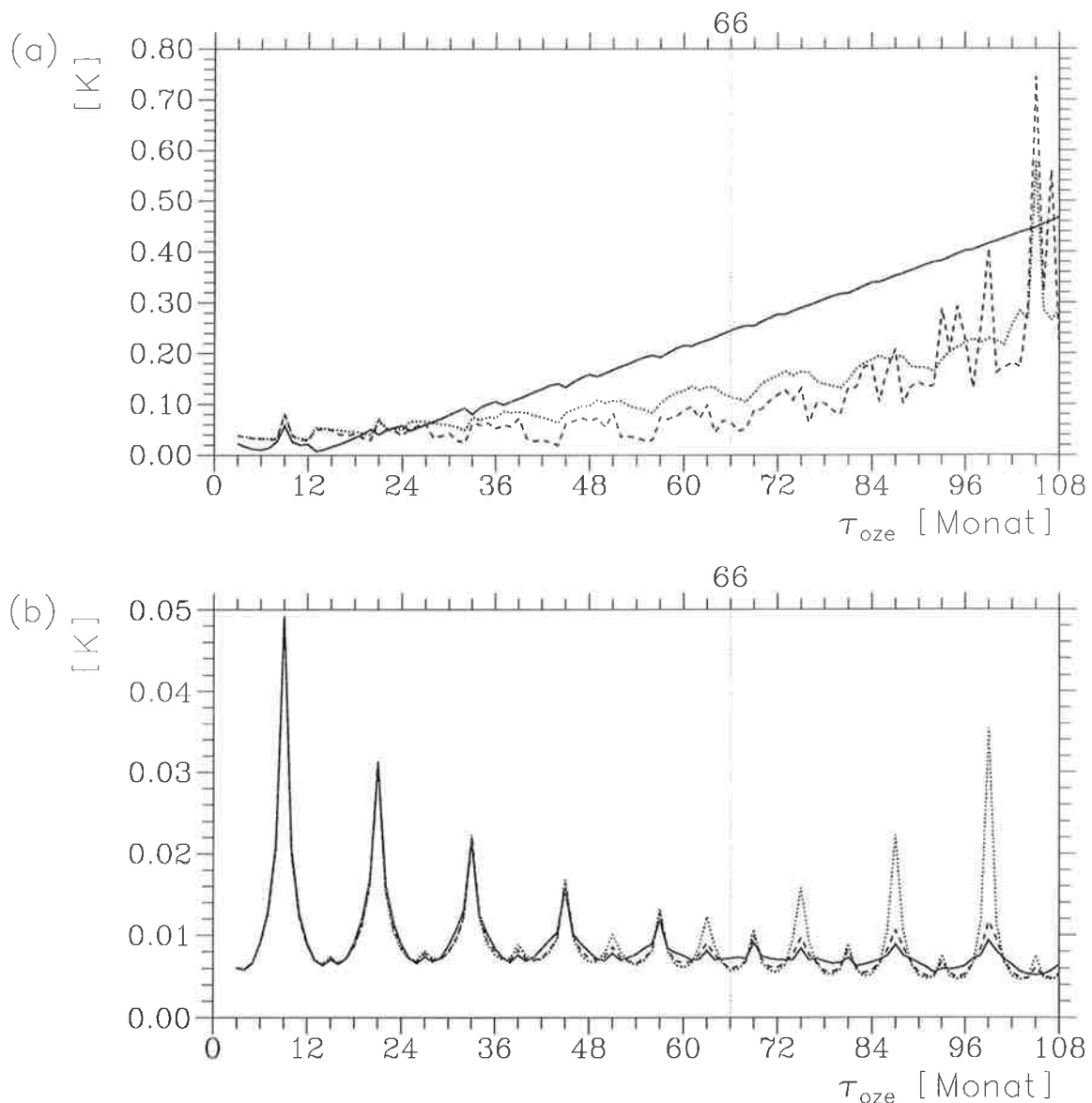


Abbildung 3.20: Mittlere Fehler der simulierten Jahre 1-200 (a) und 801-1000 (b) für die Jahresmittel der ozeanischen Mischungsschichttemperatur. Die Kurven zeigen die Experimente ohne (durchgezogene Kurven), mit linearer (gepunktete Kurven) und mit quadratischer Extrapolation (gestrichelte Kurven). Die Experimente wurden mit konstantem τ_{oze} und stufenförmig reduzierter Emissivität durchgeführt.

3.5 Periodisch-synchron gekoppelte Experimente mit stochastischem Antrieb

3.5.1 Das Kopplungsverfahren

Um in dem einfachen Modell Variabilität zu erzeugen, wird dem Strahlungsterm der Atmosphäre R_A ein stochastischer Anteil zugefügt (siehe Gleichung (3.4)). In der periodisch-synchron gekoppelten Modellversion mit stochastischem Antrieb wird der Antrieb für die reinen Ozeanphasen anders bestimmt als in der Modellversion ohne stochastischem Antrieb (siehe Kapitel 3.4). Das dort beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Wärmeflüsse versagt, wenn der Wärmefluß eine hohe zeitliche Variabilität aufweist (Abbildung 3.7). Wegen dieser Schwankungen können Extremereignisse die Bestimmung der Flüsse während der reinen Ozeanintegrationen beeinflussen. So kann es zum Beispiel vorkommen, daß die atmosphärische Temperatur in dem Zeitraum, in dem der Antrieb für die folgende Ozeanphasen bestimmt wird, relativ niedrig ist. Der daraus resultierende Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre ist dann relativ hoch. Dieser Wärmefluß kann bei der Benutzung für eine reine Ozeanintegration über einen längeren Zeitraum zu einer beträchtlichen Abkühlung der ozeanischen Mischungsschicht führen. Daraus resultieren nicht nur Abweichungen vom synchron gekoppelten Lauf, sondern es kann im Extremfall auch zu numerischen Instabilitäten kommen, wenn die Abweichungen zu groß sind. Dieses Phänomen wird bei der Verwendung eines linearen oder quadratischen Extrapolationsverfahrens für den Ozeanantrieb (siehe Kapitel 3.4.2) noch verstärkt.

Dieses Problem kann umgangen werden, wenn die Werte einer größeren Anzahl von synchronen Phasen in der Berechnung der Wärmeflüsse für die reinen Ozeanphasen berücksichtigt werden. So läßt sich ein langzeitlicher Trend leichter bestimmen, und Änderungen auf kurzen Zeitskalen verlieren an Bedeutung. Die große Anzahl von Daten, die in der Datenbank zur Verfügung gehalten werden muß, kann sich als nachteilig erweisen. Dies spielt bei dem hier verwendeten einfachen Modell nur eine untergeordnete Rolle. Bei gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen mit Kopplung von Massen-, Impuls- und Wärmeflüssen, die zu jedem Zeitpunkt als zweidimensionale Felder gegeben sind, kann dies zu einem erheblichen Speicherbedarf führen.

Aufbauend auf einen Ansatz von Sausen (1988), soll hier ein anderer Lösungsweg eingeschlagen werden. Hierbei werden die Wärmeflüsse für die reinen Ozeanphasen mit Hilfe von gewichteten Werten mehrerer synchroner Phasen bestimmt. In den letzten 12 Monaten jeder synchronen Phase werden die als Antrieb für den Ozean benutzten Wärmeflüsse f_{syn} in einer Datenbank gespeichert (siehe Abbildung 2.3). Aus den Werten f_{syn} dieses Jahreszyklus wird das Jahresmittel \mathcal{F}_{syn} berechnet. So steht zu Beginn der reinen Ozeanintegrationen der Jahresgang des Ozeanantriebs aus dem gerade abgeschlossenen Jahr in der Datenbank zur Verfügung. Der zugehörige Jahresmittelwert des Wärmeflusses für die reinen Ozeanphasen \mathcal{F}_{oze} wird aus dem Wert der letzten reinen Ozeanintegration $\mathcal{F}_{oze(alt)}$ und dem Jahresmittel aus den letzten 12 Monaten der aktuellen synchronen Phase \mathcal{F}_{syn} berechnet:

$$\mathcal{F}_{oze} = \frac{g \mathcal{F}_{oze(alt)} + \mathcal{F}_{syn}}{g + 1} \quad (3.8)$$

mit dem Gewicht $g \geq 0$. Um den Jahreszyklus des Antriebs für die reinen Ozeanphasen f_{oze} zu bestimmen, wird von jedem Wert des Jahreszyklus der synchronen Phase f_{syn} der Jahresmittelwert \mathcal{F}_{syn} abgezogen und der Neuberechnete Wert \mathcal{F}_{oze} addiert:

$$f_{oze} = f_{syn} - \mathcal{F}_{syn} + \mathcal{F}_{oze} . \quad (3.9)$$

Dieser Jahreszyklus wird während der Ozeanphasen wiederholt bis die nächste synchron gekoppelte Phase beginnt.

Die Separation der Jahresmittel des Ozeanantriebs erlaubt es, die Variabilität innerhalb eines Jahres zu erhalten. Diese kurzperiodischen Fluktuationen innerhalb eines Jahres können die langperiodischen Schwankungen des gekoppelten Systems beeinflussen (siehe z.B. Hasselmann, 1988) und sollten deshalb berücksichtigt werden. Gleichzeitig werden durch die Gewichtung die einzelnen Jahresmittelwerte gedämpft, damit der Trend auf längeren Zeitskalen besser erfaßt werden kann.

Die Rekursionsformel für die Gewichtung der Jahresmittel des Ozeanantriebs (Gleichung (3.8)) läßt sich auch als Reihenentwicklung darstellen. Sind $\mathcal{F}_{oze}^{(n)}$ und $\mathcal{F}_{syn}^{(n)}$ die Jahresmittel der Wärme-flüsse während der n-ten reinen Ozeanphase bzw. der n-ten synchronen Phase, dann gilt:

$$\mathcal{F}_{oze}^{(1)} = \mathcal{F}_{syn}^{(1)} \quad (3.10)$$

$$\mathcal{F}_{oze}^{(n)} = \left(\frac{g}{g+1} \right)^{n-1} \mathcal{F}_{syn}^{(1)} + \frac{1}{g+1} \sum_{i=0}^{n-2} \left(\frac{g}{g+1} \right)^i \mathcal{F}_{syn}^{(n-i)} \quad \text{für } n \geq 2 . \quad (3.11)$$

Mit Hilfe der Gewichtungsfaktoren

$$G_i = \frac{1}{g+1} \left(\frac{g}{g+1} \right)^i \quad \text{für } i = 0, 1, 2, \dots \quad (3.12)$$

wird aus Gleichung (3.11) für $n \geq 2$

$$\mathcal{F}_{oze}^{(n)} = g G_{n-2} \mathcal{F}_{syn}^{(1)} + \sum_{i=0}^{n-2} G_i \mathcal{F}_{syn}^{(n-i)} . \quad (3.13)$$

Für den Spezialfall ohne Gewichtung (d.h. $g = 0$) gilt:

$$\mathcal{F}_{oze}^{(n)} = \mathcal{F}_{syn}^{(n)} . \quad (3.14)$$

Dieser Fall entspricht somit dem im Kapitel 3.4 für die Modellversionen mit periodischem Antrieb gezeigten Fall ohne lineares oder quadratisches Extrapolationsverfahren der Wärme-flüsse während der reinen Ozeanphasen.

Für Gewichte $g > 0$ nehmen die Gewichtungsfaktoren G_i mit zunehmendem Index i ab. Die Abnahme von G_i erfolgt also mit zunehmender Distanz zu der gerade beendeten synchronen Phase. Die Abbildung 3.21 zeigt die zu den einzelnen Jahresmitteln $\mathcal{F}_{syn}^{(n-i)}$ gehörenden Gewichtungsfaktoren G_i für verschiedene Gewichte g . Unabhängig von der Größe des Gewichts hat das Jahresmittel der aktuellen synchronen Phase $\mathcal{F}_{syn}^{(n)}$ den größten Gewichtungsfaktor (G_0) im Vergleich zu den anderen Werten für das gleiche Gewicht. Die Größe dieses Faktors in Relation zu den anderen Gewichtungsfaktoren hängt stark vom Gewicht g ab. Mit ansteigendem Gewicht nimmt die

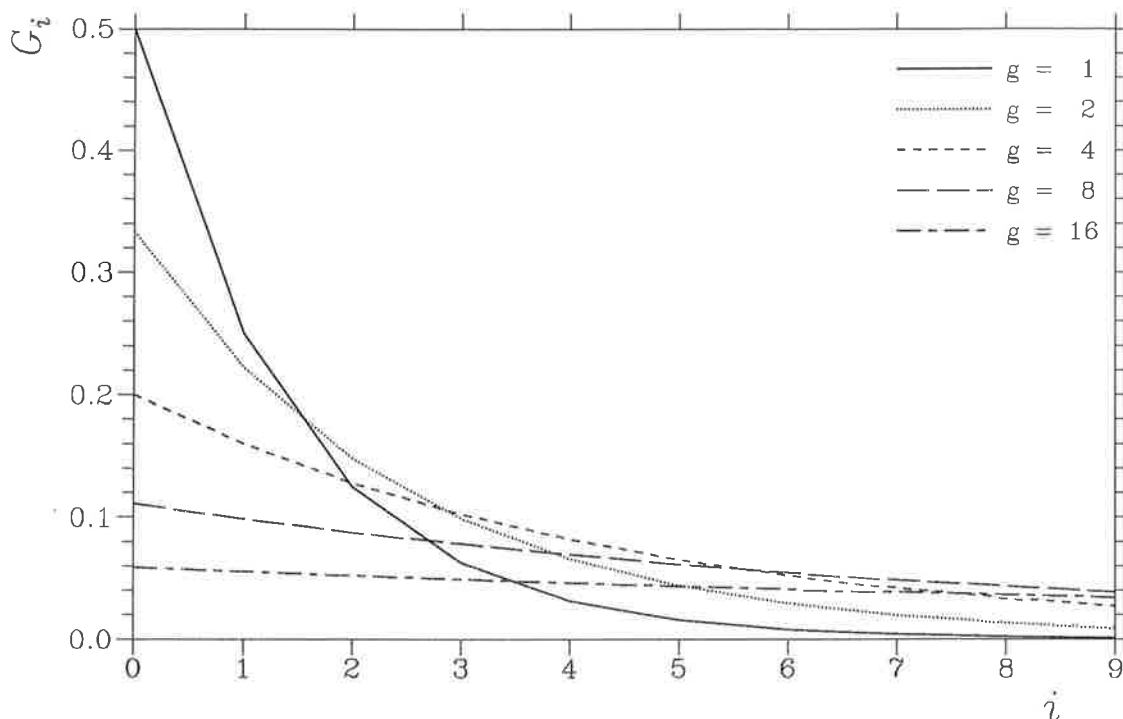


Abbildung 3.21: Gewichtungsfaktoren für die einzelnen Jahresmittel des Ozeantriebs, die während der synchron gekoppelten Phasen berechnet werden.

Bedeutung des Jahresmittels der aktuellen synchronen Phase $\mathcal{F}_{syn}^{(n)}$ ab, und die Werte früherer synchroner Phasen werden für die Bestimmung des Jahresmittels $\mathcal{F}_{oze}^{(n)}$ für die folgende reine Ozeanphase wichtiger. Der Einfluß einzelner Jahresmittel $\mathcal{F}_{syn}^{(n-i)}$ auf $\mathcal{F}_{oze}^{(n)}$ sinkt also mit steigendem Gewicht.

Im gekoppelten Modell wird die Gleichung (3.8) zur Bestimmung der Jahresmittel des Ozeantriebs benutzt. So brauchen in der Datenbank nur die Jahresmittel $\mathcal{F}_{oze}^{(n)}$, $\mathcal{F}_{syn}^{(n)}$ und der Jahreszyklus f_{syn} abgespeichert werden. Bevor die periodisch-synchron gekoppelten Experimente starten, wird die Datenbank aus einem synchron gekoppelten Vorlauf gefüllt. Für die folgenden Experimente ist dies eine synchron gekoppelte Integration im Quasigleichgewichtszustand mit den Standardparametern aus Tabelle 3.1.

3.5.2 Experimente unter Quasigleichgewichtsbedingungen

Um das in Kapitel 3.5.1 vorgestellte periodisch-synchrone Kopplungsverfahren auf seine Brauchbarkeit hin zu überprüfen, wurden Simulationen mit den Standardparametern des einfachen Modells aus Tabelle 3.1 durchgeführt. Anhand dieser Tests werden die Eigenschaften des Verfahrens unter Quasigleichgewichtsbedingungen untersucht. Die Länge der synchron gekoppelten Phasen wurde auf 15 Monate festgelegt (siehe auch Kapitel 3.4.1). Fünf Längen der Ozeanphasen τ_{oze} mit den Werten 18, 42, 66, 90, 114 Monate werden benutzt. Für jeden dieser Werte von τ_{oze} wurden Simulationen über 15000 Jahre mit den Gewichten $g = 0, 1, 2, \dots, 16$ durchgeführt. Gestartet wurden alle Tests vom Quasigleichgewichtszustand des synchron gekoppelten Modells. Bei der Auswertung wurden die ersten 5000 Jahre nicht betrachtet, um zu

verhindern, daß eine prinzipiell mögliche Klimadrift die Ergebnisse verfälscht. Betrachtet man die längste Zeitkonstante der drei Modellboxen (160 Jahre für den tiefen Ozean, siehe Kapitel 3.1), sind 5000 Jahre ausreichend. Die Ergebnisse werden mit den entsprechenden Werten des synchron gekoppelten Referenzexperiments verglichen (Kapitel 3.2.4).

In den Fällen ohne Gewichtung (d.h. $g = 0$) ergeben sich zum Teil deutliche Abweichungen in den Jahresmitteltemperaturen im Quasigleichgewichtszustand (Abbildung 3.22 (a)). So vergrößert sich die Abweichung zum synchron gekoppelten Referenzlauf mit steigender Länge von τ_{oze} bis für $\tau_{oze} = 114$ Monate etwa 0.9 K erreicht werden. Mit Gewichtung der Jahresmittel der Wärme Flüsse ($g > 0$) werden die Abweichungen kleiner. Für $g > 3$ läßt sich keine Abhängigkeit der Abweichungen von τ_{oze} oder g feststellen. Da es eine starke Kopplung zwischen ozeanischer Mischungsschicht und Atmosphäre gibt, sehen die Ergebnisse für die atmosphärische Temperatur sehr ähnlich aus. Auch die Temperatur des tiefen Ozeans zeigt die gleichen Charakteristika, da die Modellformulierung für den Gleichgewichtszustand gleiche mittlere Temperaturen in beiden Ozeanteilen verlangt. Die hier gezeigten Differenzen der Gleichgewichtstemperaturen, speziell der Experimente mit $g > 0$, liegen im Bereich der Schwankungen des synchron gekoppelten Referenzexperiments. Dies zeigt ein Vergleich mit den Standardabweichungen der Jahresmitteltemperaturen des Referenzexperiments von 1 K für die Atmosphäre und die ozeanische Mischungsschicht und von 0.2 K für den tiefen Ozean (Tabelle 3.4).

Wie schon für die synchron gekoppelten Experimente mit verschiedenen Amplituden des stochastischen Antriebs gezeigt, hängt der Quasigleichgewichtszustand des Modells von der Stärke der Variabilität ab (Kapitel 3.2.4). Die Ursache liegt in der durch die Eis-Albedo-Rückkopplung eingeführten Nichtlinearität des Modells. So führt die Erhöhung der Variabilität für die Experimente mit dem Standardwert der atmosphärischen Emissivität durch die positive Rückkopplung zu einem wärmeren Gleichgewichtszustand. Eine falsch wiedergegebene Modellvariabilität führt deshalb zu einem falschen Quasigleichgewichtszustand. Als Maß für die Variabilität wird die Standardabweichung σ der Jahresmitteltemperaturen verwendet. In den Abbildungen 3.22 (b) und (c) sind die relativen Abweichungen der oben beschriebenen periodisch-synchron gekoppelten Experimente zum entsprechenden Wert des synchron gekoppelten Experiments σ_{con} für die ozeanische Mischungsschicht und den tiefen Ozean dargestellt.

Deutliches Kennzeichen aller hier dargestellten periodisch-synchron gekoppelten Experimente ist eine höhere Variabilität als im Referenzexperiment. Dies gilt besonders für den tiefen Ozean. So treten also in den periodisch-synchron gekoppelten Experimenten Zustände auf, die im Referenzexperiment nicht erreicht werden. Ein Hauptgrund für die stärkeren Schwankungen ist die fehlende Rückkopplung zwischen der Mischungsschichttemperatur und dem Wärme fluß vom Ozean in die Atmosphäre während der reinen Ozeanphasen. Mit abnehmender Länge der reinen Ozeanphasen τ_{oze} nähern sich die Standardabweichungen den Referenzwerten. In der ozeanischen Mischungsschicht sinken die Standardabweichungen mit zunehmendem Gewicht g (Abbildung 3.22 (b)). So zeigen in Übereinstimmung mit den Fehlern der mittleren Temperaturen für das Quasigleichgewicht (Abbildung 3.22 (a)) die Experimente ohne Gewichtung die schlechtesten Ergebnisse. Für den tiefen Ozean ist keine Abhängigkeit der Werte von der Größe des Gewichts g zu beobachten (Abbildung 3.22 (c)). Aus den starken Schwankungen der ein-

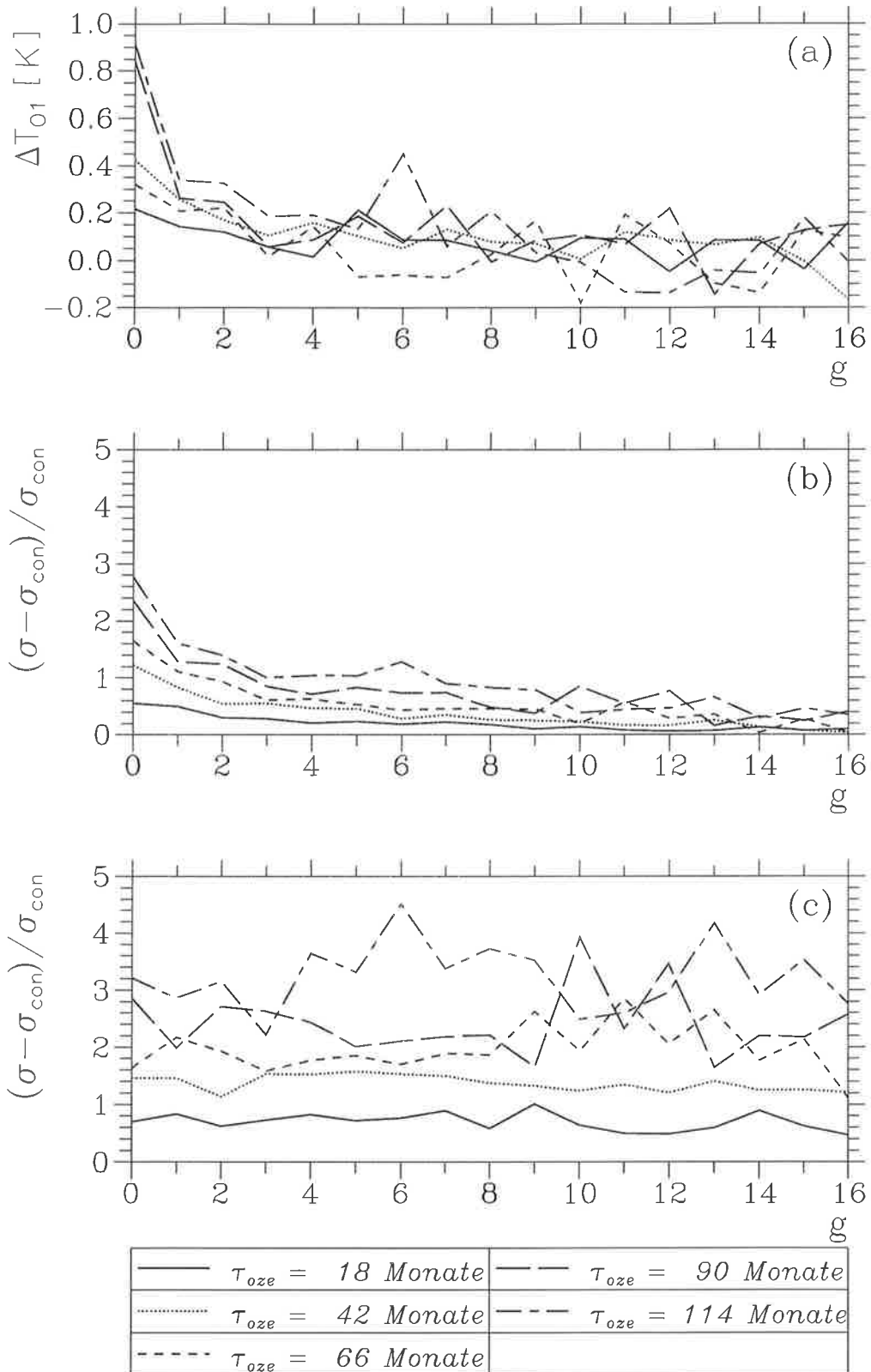


Abbildung 3.22: Differenzen der Quasigleichgewichtstemperaturen für die ozeanische Mischungsschicht zwischen periodisch-synchron gekoppelten Simulationen über 10000 Jahre und dem synchron gekoppelten Referenzexperiment (a). Die zugehörigen Standardabweichungen σ der Jahresmitteltemperaturen für die ozeanische Mischungsschicht (b) und den tiefen Ozean (c) sind als relative Abweichungen zum Wert des synchron gekoppelten Referenzexperiments σ_{con} dargestellt.

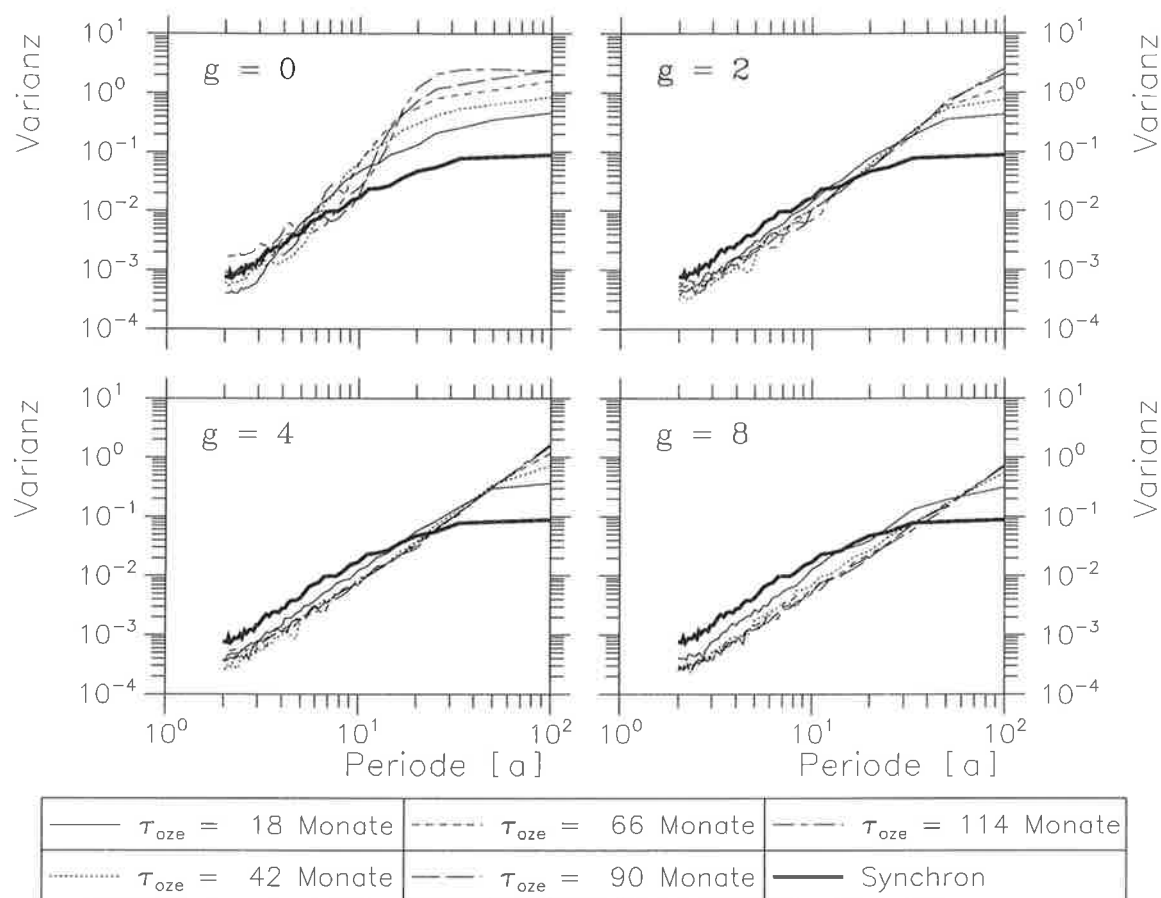


Abbildung 3.23: Spektren für die Jahresmittel der ozeanischen Mischungsschichttemperatur periodisch-synchron gekoppelter Experimente und des synchron gekoppelten Referenzexperiments im Quasi-gleichgewichtszustand für die Standardparameter des Modells.

zelen Kurven könnte man jedoch schließen, daß 10000 Jahre zu kurz für diese Untersuchungen sind. Die Berechnung der in Abbildung 3.22 dargestellten Größen für entsprechende Zeitreihen über 20000 Jahre liefern aber die gleichen Aussagen. Auch die starken Schwankungen in den Kurven für den tiefen Ozean bleiben erhalten.

Neben der Stärke ändert sich auch die Charakteristik der Variabilität, wenn das Modell periodisch-synchron statt synchron gekoppelt wird. Als Beispiel sind in Abbildung 3.23 die Spektren der Jahresmittel der ozeanischen Mischungsschichttemperatur für Experimente mit den Gewichten $g = 0, 2, 4, 8$ und den oben benutzten fünf verschiedenen Längen der Ozeanphasen dargestellt. Alle periodisch-synchron gekoppelten Experimente zeigen eine zum Teil deutliche Erhöhung der langperiodischen Schwankungen gegenüber dem Spektrum des synchron gekoppelten Referenzlaufs (teilweise mehr als eine Größenordnung für Perioden von 100 Jahren). Bei kurzen Perioden (kleiner als 10 Jahre) werden die Werte mit zunehmendem Gewicht stärker unterschätzt. Nur für die Experimente ohne Gewichtung zeigen die Spektren in diesen Perioden ähnliche Werte wie das Referenzexperiment. Eine Abhängigkeit von der Länge der Ozeanphasen läßt sich nur für kleine Gewichte und den längeren Perioden erkennen. Hier steigt die Überschätzung mit zunehmender Länge der Ozeanphasen. Das hier vorgestellte periodisch-

synchrone Kopplungsverfahren sorgt also für eine Dämpfung der kurzperiodischen (kleiner als 10 Jahre) und zu einer Erhöhung der langperiodischen Schwankungen mit einer Zeitskala von Dekaden bis zu einem Jahrhundert. Auch für längere Perioden als 100 Jahre setzt sich die Überschätzung fort (hier nicht dargestellt).

3.5.3 Experimente mit stufenförmiger Reduzierung der atmosphärischen Emissivität

Nachdem im vorangegangenen Kapitel 3.5.2 der Quasigleichgewichtszustand des periodisch-synchron gekoppelten Modells betrachtet wurde, soll in diesem und im folgenden Abschnitt dessen transientes Verhalten untersucht werden. Das periodisch-synchrone Kopplungsverfahren wird in diesem Kapitel in Experimenten mit einer stufenförmigen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität zur Zeit $t = 0$ getestet (siehe Kapitel 3.2.2). Die Simulationen wurden mit ansteigenden Längen der reinen Ozeanphasen τ_{oze} durchgeführt. Dieses Verfahren hat sich sowohl für die Modellversion ohne stochastischem Antrieb (siehe Kapitel 3.4.2 und Kapitel 3.4.4) als auch mit stochastischem Antrieb bewährt. Die ersten zwei Jahre wurden jeweils im synchronen Modus gerechnet. Alle weiteren Phasen mit synchroner Kopplung sind 15 Monate lang, wobei nur die Daten der letzten 12 Monate in der Datenbank abgelegt werden. In Abbildung 3.24 sind die fünf in diesem Abschnitt verwendeten Abfolgen der Phasen mit synchroner Kopplung und den reinen Ozeanphasen dargestellt. Betrachtet werden bei den einzelnen Experimenten jeweils die Ensemblemittel aus 50 Simulationen, die sich durch unterschiedliche Startwerte des stochastischen Antriebs unterscheiden (siehe Kapitel 3.1).

In Abbildung 3.25 sind die Abweichungen der Ensemblemittel von periodisch-synchron gekoppelten Experimenten mit den Gewichten $g = 0, 2, 4, 8$ vom synchron gekoppelten Referenzexperiment (Abbildung 3.8) dargestellt. Die Längen der Ozeanphasen τ_{oze} steigen bis auf 66 Monate an (siehe Abbildung 3.24). Der Bereich, in dem 95% der Jahresmittel des Referenzexperiments liegen (unter Annahme einer Normalverteilung der Werte), ist schattiert. Nach der ersten synchron gekoppelten Phase von 24 Monaten werden in allen vier Experimenten die Ensemblemittel der ozeanischen Mischungsschichttemperatur im Mittel leicht unterschätzt. Der Antrieb für die reinen Ozeanphasen wird aus den Wärmeflüssen der gerade abgeschlossenen synchron gekoppelten Phase und für die Experimente mit $g > 0$ auch aus vorhergehenden synchron gekoppelten Phasen bestimmt. In der Anfangsphase der Experimente, die durch eine starke Klimaänderung geprägt ist, führt diese Vorgehensweise zu einer verspäteten Reaktion des periodisch-synchron gekoppelten Modells.

Nach der Phase mit der leicht verspäteten Erwärmung der periodisch-synchron gekoppelten Experimente ist die weitere zeitliche Entwicklung von der Wahl des Gewichts g abhängig. Werden die Flüsse der gerade abgeschlossenen synchron gekoppelten Phase als Ozeanantrieb benutzt (d.h. $g = 0$), führt dies zu einer Unterschätzung der Temperaturen besonders im tiefen Ozean. Mit zunehmendem Gewicht wird aus der Unterschätzung eine Überschätzung der Temperaturen. So werden die Temperaturen im Fall mit $g = 8$ um etwa 2 K überschätzt. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung des synchron gekoppelten Experiments (Abbildung 3.8), sieht man, daß diese zu hohen Temperaturen auf eine Überreaktion zurückzuführen sind. Dieses Überschießen der Temperaturen findet in einer Phase statt, die durch den Übergang von einer starken

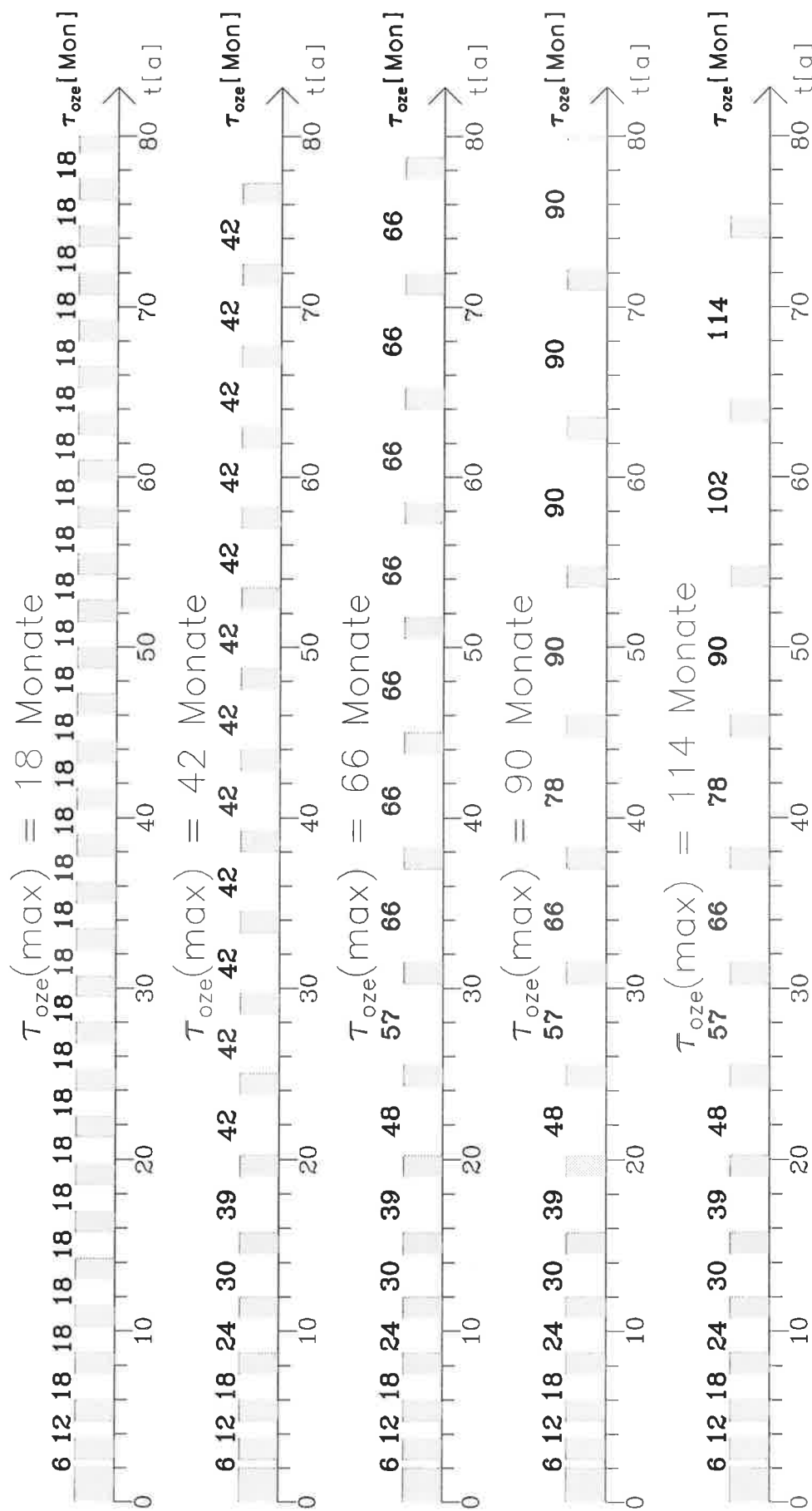


Abbildung 3.24: Abfolgen der Längen der synchron gekoppelten Phasen (schattiert) und der reinen Ozeanphasen τ_{oze} für die ersten 80 simulierten Jahre.

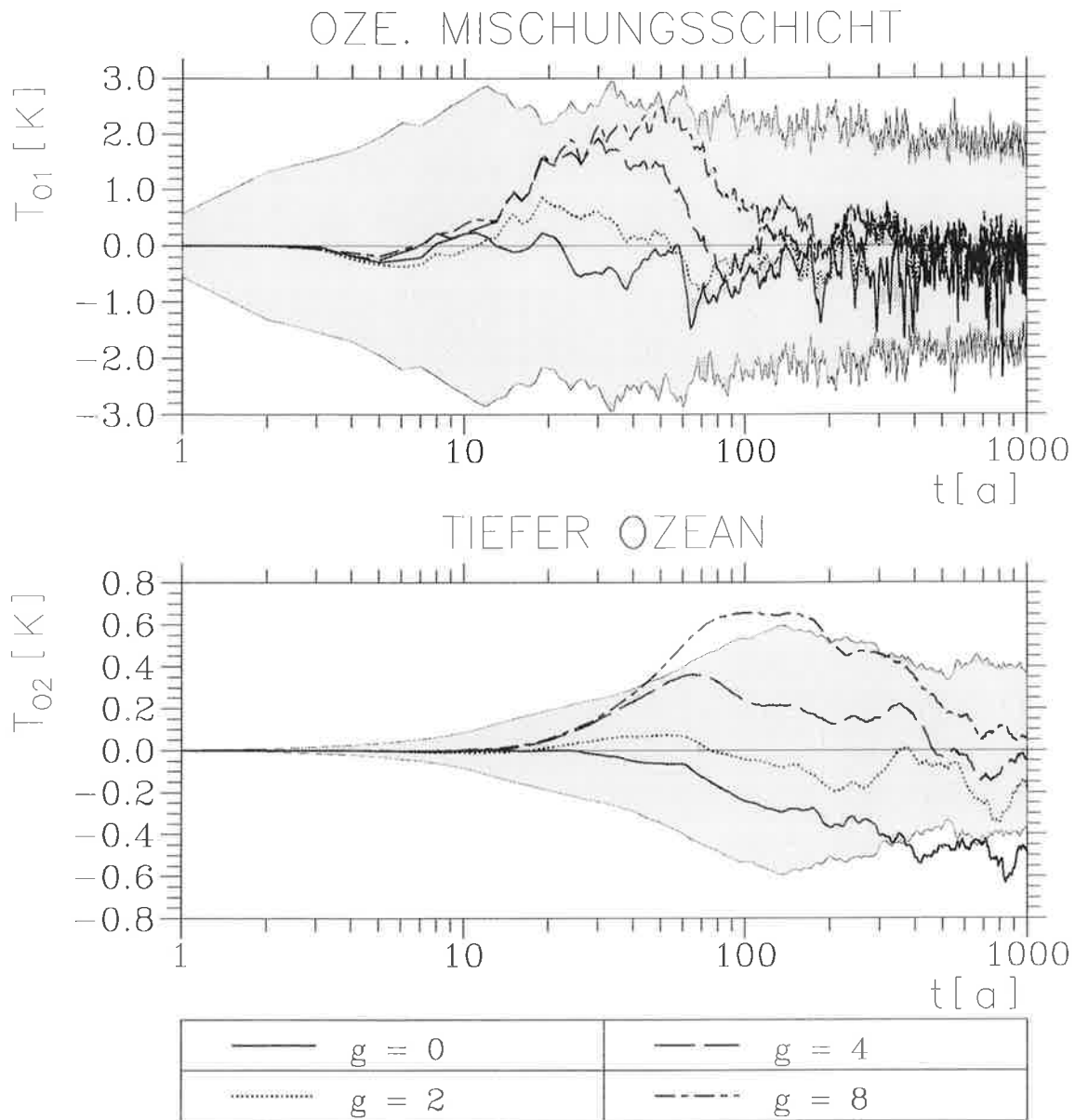


Abbildung 3.25: Abweichungen der Ensemblemittel periodisch-synchron gekoppelter Experimente mit stufenförmig reduzierter atmosphärischer Emissivität und ansteigenden Längen der Ozeanphasen bis 66 Monate von dem entsprechenden synchron gekoppelten Referenzexperiment. Die schattierten Gebiete kennzeichnen den Bereich, in dem 95% der Jahresmittel des Referenzexperiments liegen.

schnellen Erwärmung zu einer schwächeren langsameren Erwärmung des Modells gekennzeichnet ist. Aufgrund der im Verfahren enthaltenen leichten Zeitverzögerung, die mit steigendem Gewicht zunimmt, erfolgt die Änderung der Erwärmungsrate verzögert. Ein Vergleich zwischen den Temperaturen der Mischungsschicht und des tiefen Ozeans zeigt, daß das Verhalten in beiden Subsystemen sehr ähnlich ist. Die auftretenden Fehler sind, verglichen mit der Variabilität des Referenzexperiments, im tiefen Ozean größer, obwohl die Absolutwerte (maximal 0.6 K) wesentlich geringer sind als in der Mischungsschicht.

Die in Abbildung 3.25 gezeigte zeitliche Entwicklungen der Temperatur des tiefen Ozeans deu-

ten an, daß der angestrebte neue Quasigleichgewichtszustand der periodisch-synchron gekoppelten Experimente nicht zwangsläufig der gleiche ist wie im synchron gekoppelten Experiment. Um den neuen Quasigleichgewichtszustand der Experimente für den reduzierten Wert der atmosphärischen Emissivität $\lambda_{A(red)}$ festzustellen, wurden wie im Kapitel 3.5.2 Simulationen über 15000 Jahre durchgeführt. Während es im Quasigleichgewicht für den Standardwert λ_A eher zu einer Überschätzung der Temperaturen kommt (Abbildung 3.22 (a)), werden die Temperaturen der periodisch-synchron gekoppelten Experimente für $\lambda_{A(red)}$ eher unterschätzt. Da es in den periodisch-synchron gekoppelten Experimenten zu einer größeren Streuung der Werte kommt (siehe Abbildung 3.22), wird auch ein größerer Bereich, in dem die Eis-Albedo-Rückkopplung wirkt, erreicht. Für $\lambda_{A(red)}$ herrscht im Quasigleichgewicht ein eisfreier Zustand vor, so daß eine partielle Eisbedeckung zu einer positiven Rückkopplung führt (siehe Kapitel 3.2.4). Eine längere Phase mit partieller Eisbedeckung oder ein höherer Grad der Eisbedeckung führen dann zu einer niedrigeren Quasigleichgewichtstemperatur. Die Abweichungen liegen aber auch hier, wie in den Experimenten mit dem Standardwert der atmosphärischen Emissivität λ_A , im Bereich der Variabilität des synchron gekoppelten Experiments.

Um das transiente Verhalten der periodisch-synchron gekoppelten Experimente genauer zu untersuchen, wurden Versuchsreihen mit Gewichten g von 0 bis 16 mit einem Inkrement von 1 für die fünf in Abbildung 3.24 dargestellten Abfolgen der Kopplungsphasen durchgeführt. Die Beispiele aus Abbildung 3.25 haben gezeigt, daß besonders große Abweichungen in den ersten 200 Jahren auftreten. Als Qualitätsmaß q wird der mittlere Fehler der Ensemblemittel aus 50 Simulationen zwischen den periodisch-synchron gekoppelten Referenzexperimenten und dem synchron gekoppelten Experiment für die Jahre 1-200 berechnet (siehe Kapitel 3.4.4).

Für Experimente mit gleichem Gewicht zeigen die Ergebnisse für die ozeanische Mischungsschicht wachsende Abweichungen mit zunehmender Länge der Ozeanphasen τ_{oze} (Abbildung 3.26). Somit bedeutet eine Abnahme des Rechenzeitbedarfs des gekoppelten Modells (d.h. zunehmende maximale Länge von τ_{oze}) auch ein Absinken der Qualität der Modellergebnisse in den ersten 200 Jahren. Betrachtet man die Versuchsreihe mit einer gleichen Abfolge der Phasenlängen und unterschiedlichen Gewichten, zeigt sich ein Minimum der Fehler für $g = 1$ oder 2 abhängig von der maximalen Länge der Ozeanphasen τ_{oze} . Dieses Minimum ist mit dem Übergang von einer Unterschätzung (für kleinere g) zu einer Überschätzung der Mischungsschichttemperatur (für größere g) verbunden (siehe Beispiel in Abbildung 3.25). Die Werte, die im Minimum erreicht werden, liegen weit unter der Standardabweichung von 1.0 K, die im synchron gekoppelten Referenzexperiment im Quasigleichgewicht auftritt (siehe Tabelle 3.4).

Die Versuche, in denen nur der Antrieb aus der letzten synchron gekoppelten Phase für die reinen Ozeanphasen benutzt wird (d.h. $g = 0$), zeigen im hier untersuchten transienten Verhalten wie unter Quasigleichgewichtsbedingungen (Kapitel 3.5.2) unbefriedigende Ergebnisse. Mit zunehmendem Gewicht ($g > 2$) verschlechtert sich das transiente Verhalten, denn die im Verfahren enthaltene Zeitverzögerung wird zu groß (siehe auch Versuch mit $g = 8$ in Abbildung 3.25). Das transiente Verhalten im tiefen Ozean ist qualitativ sehr ähnlich. Es wurde deshalb auf eine Darstellung verzichtet.

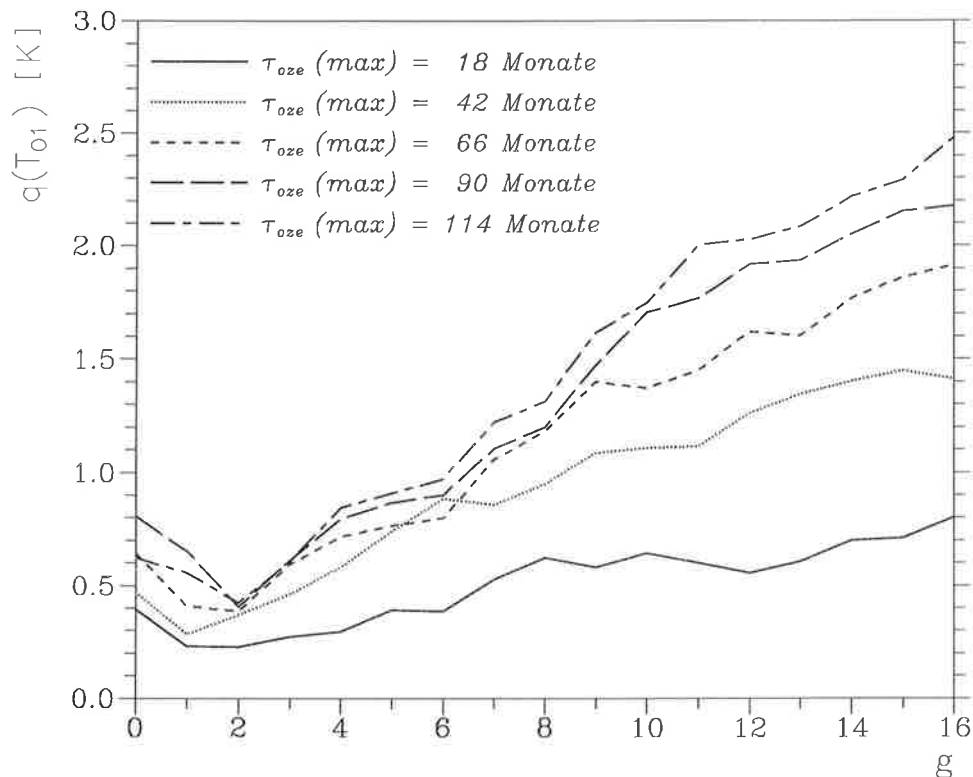


Abbildung 3.26: Mittlere Fehler der Ensemblemittel der ozeanischen Mischungsschichttemperatur für die ersten 200 simulierten Jahre. Die Experimente wurden mit einer stufenförmigen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität und ansteigenden reinen Ozeanphasen durchgeführt.

3.5.4 Experimente mit linearer Reduzierung der atmosphärischen Emissivität

Anders als bei der stufenförmigen Reduzierung der atmosphärischen Emissivität ist bei einer linearen Reduzierung (siehe Kapitel 3.2.2) anfänglich ein schwaches sich im Verlauf der Simulation verstärkendes Klimaänderungssignal zu erwarten. Auch für den letzteren Fall soll wie im vorangegangenen Kapitel 3.5.3 für die stufenförmige Reduzierung der Emissivität das transiente Verhalten des periodisch-synchron gekoppelten Modells untersucht werden. Da in beiden Szenarien der Wert nach der Reduzierung $\lambda_{A(red)}$ gleich ist und das einfache Modell keine multiplen Gleichgewichtszustände aufweist, sind die neuen Quasigleichgewichtszustände bei beiden Szenarien gleich (siehe Anmerkungen in Kapitel 3.5.3).

Abbildung 3.27 zeigt die Differenzen der Jahresmitteltemperaturen der Experimente mit einer konstanten Länge der Ozeanphasen τ_{oze} von 66 Monaten und verschiedenen Gewichten g zum synchron gekoppelten Experiment (Abbildung 3.9). Auch hier wie in den Experimenten mit stufenförmig reduzierter Emissivität (Abbildung 3.25) steigen die Fehler in den ersten 200 Jahren mit wachsendem Gewicht an. Die maximalen Abweichungen der Ensemblemittel sind in beiden Szenarien etwa gleich groß. Durch die langsamere Änderung der atmosphärischen Emissivität zeigen die Experimente mit linearer Reduzierung aber keine Unterschätzung der Temperaturen nach der ersten synchronen Phase von 24 Monaten.

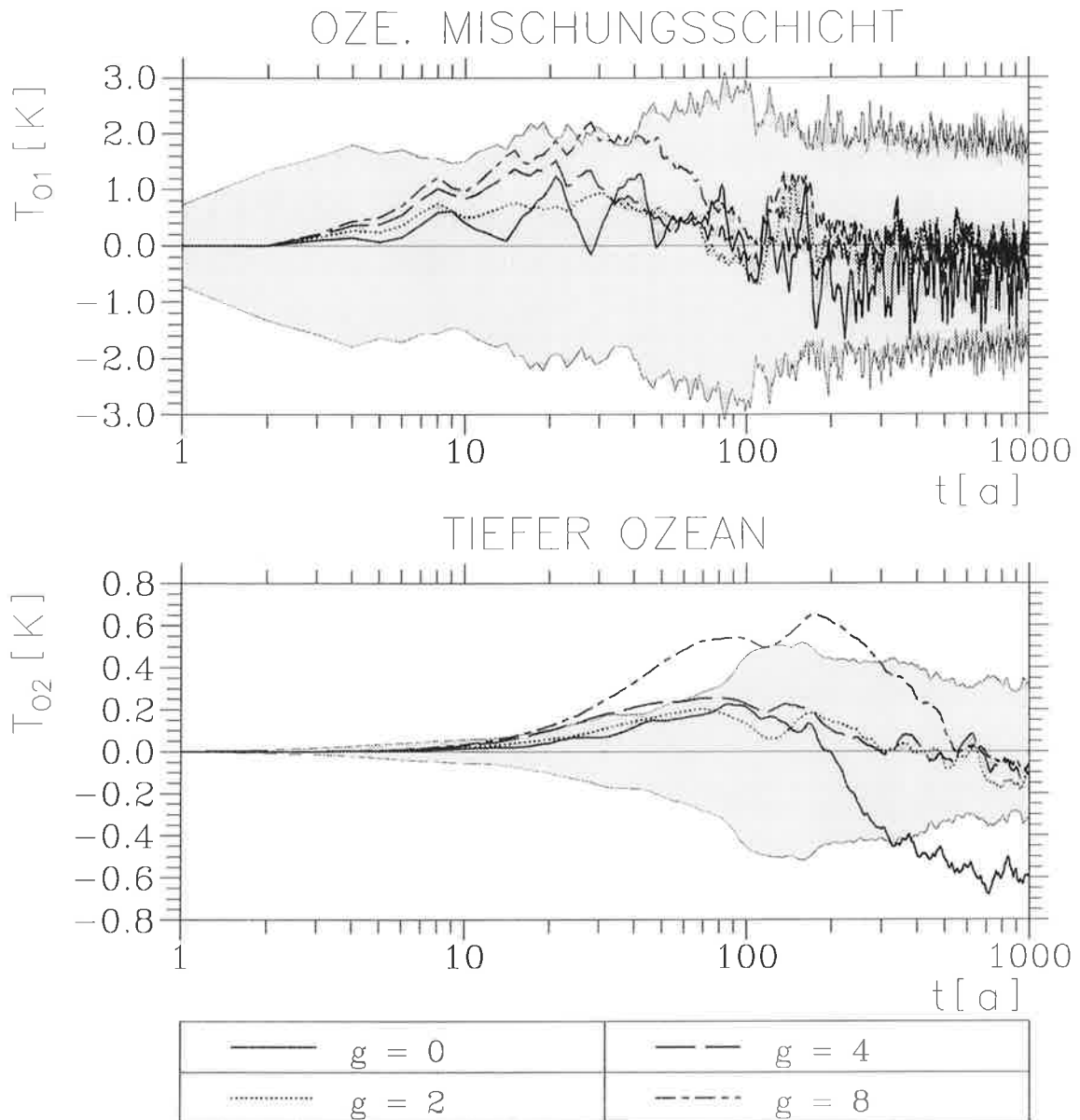


Abbildung 3.27: Abweichungen der Ensemblemittel periodisch-synchron gekoppelter Experimente mit linear reduzierter atmosphärischer Emissivität und konstanten Längen der Ozeanphasen von 66 Monaten von dem entsprechenden synchron gekoppelten Referenzexperiment. Die schattierten Gebiete kennzeichnen den Bereich, in dem 95% der Jahresmittel des Referenzexperiments liegen.

Während bei den Experimenten mit der Modellversion ohne stochastischem Antrieb und linearer Reduzierung der Emissivität (Kapitel 3.4.3) die Einführung von ansteigenden Längen der Ozeanphasen bis $\tau_{oze} = 66$ Monate keine Verbesserungen bringen, ist es in der Modellversion mit stochastischem Antrieb anders. In Abbildung 3.28 sind hierzu als Beispiel Experimente mit ansteigenden Längen der Ozeanphasen bis 66 Monate gezeigt (siehe Abbildung 3.24). Der Vergleich mit den entsprechenden Experimenten mit konstanter Länge der Ozeanphasen (Abbildung 3.27) zeigt, daß in der Anfangsphase besonders bei den Experimenten mit den Gewichten $g = 4$ und 8 Verbesserungen eintreten. Da bei hohen Gewichten auch viele synchron gekoppelte Phasen zu dem Antrieb während der reinen Ozeanphasen einen bedeutenden Beitrag liefern

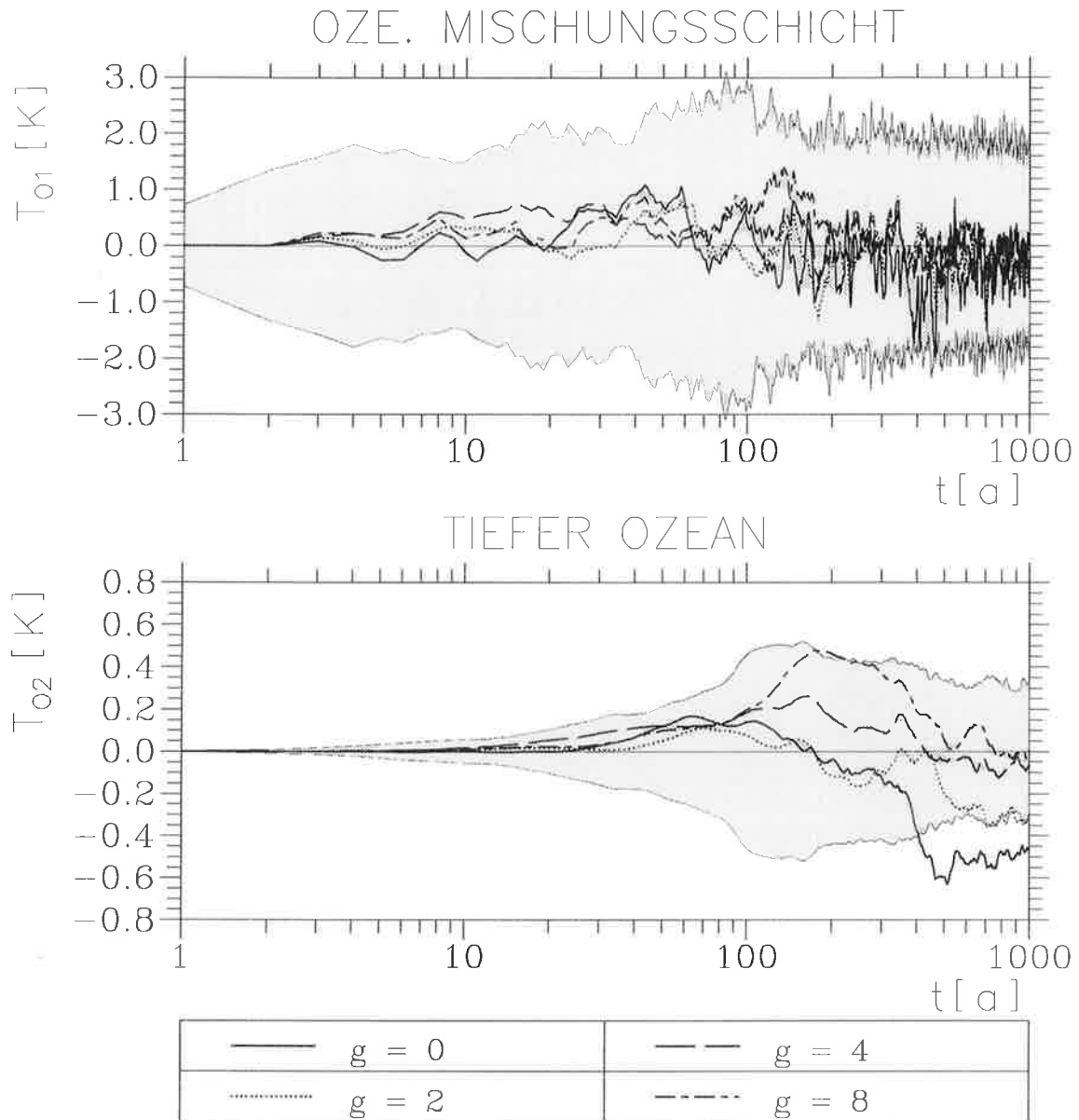


Abbildung 3.28: Abweichungen der Ensemblemittel periodisch-synchron gekoppelter Experimente mit linear reduzierter atmosphärischer Emissivität und ansteigenden Längen der Ozeanphasen bis 66 Monate von dem entsprechenden synchron gekoppelten Referenzexperiment. Die schattierten Gebiete kennzeichnen den Bereich, in dem 95% der Jahresmittel des Referenzexperiments liegen.

(siehe Abbildung 3.21), wird das Klimaänderungssignal der Anfangsphase der Simulationen besser erfaßt. Hier wirken sich die zeitlich näher beieinander liegenden synchron gekoppelten Phasen positiv aus. Nachdem die Phase mit einer starken Erwärmung in eine Phase mit langsamerer Annäherung an den neuen Quasigleichgewichtszustand übergegangen ist, haben die Experimente mit ansteigenden und konstanten Längen der Ozeanphasen ein sehr ähnliches Verhalten.

Um die Abhängigkeit des transienten Verhaltens vom Gewicht g und der Länge der reinen Ozeanphasen τ_{oze} zu untersuchen, wurden wie bei den Experimenten mit stufenförmig reduzierter

Emissivität Versuchsreihen durchgeführt. Für die fünf in Abbildung 3.24 dargestellten Abfolgen der Kopplungsphasen wurden Simulationen mit Gewichten zwischen 0 und 16 durchgeführt. In Abbildung 3.29 ist als Maß der Qualität des transienten Verhaltens der mittlere Fehler q (siehe Gleichung (3.7)) der ersten 200 Jahre für die Ensemblemittel der ozeanischen Mischungsschichttemperatur dargestellt. Wie in den entsprechenden Versuchsreihen für eine stufenförmig reduzierte Emissivität (Abbildung 3.26), tendieren die Versuche mit gleichem Gewicht bei steigender Länge der Ozeanphasen zu größeren Fehlern. Vergleicht man die Experimente mit gleichen Abfolgen der Phasenlängen, findet man im Gegensatz zu den Versuchen mit stufenförmiger Reduzierung kein Gewicht bei dem der mittlere Fehler ein deutliches Minimum zeigt. Aber auch hier treten Konfigurationen auf, bei denen der mittlere Fehler deutlich kleiner als eine Standardabweichung der Jahresmitteltemperaturen (1.0 K, siehe Tabelle 3.4) des synchron gekoppelten Referenzlaufs im Quasigleichgewicht ist.

Die Experimente ohne Gewichtung zeigen besonders für $\tau_{oze}(max) = 18$ und 42 Monate keine deutlich schlechteren Ergebnisse als mit Gewichtung. Für Gewichte $g > 3$ oder 4 abhängig von der maximalen Länge der Ozeanphasen τ_{oze} beginnen die Fehler mit ansteigendem Gewicht zu wachsen. Bei sehr hohen Gewichten ergeben sich kleinere Fehler als bei den entsprechenden Experimenten mit stufenförmiger Reduzierung der atmosphärischen Emissivität.

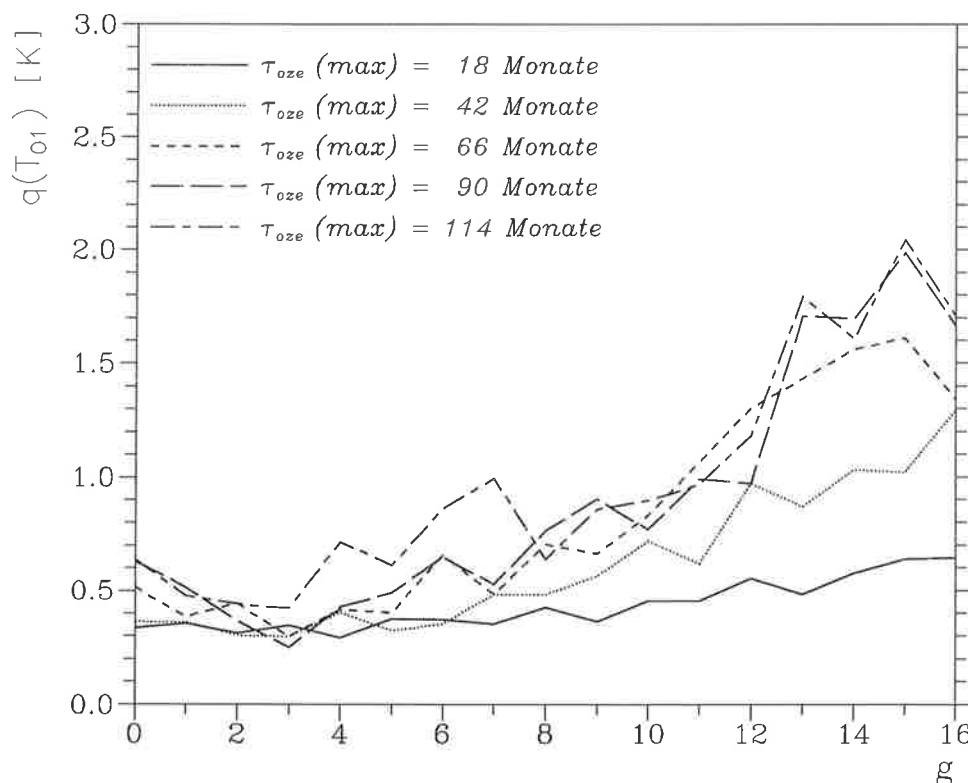


Abbildung 3.29: Mittlere Fehler der Ensemblemittel der ozeanischen Mischungsschichttemperatur für die ersten 200 simulierten Jahre. Die Experimente wurden mit einer linearer Reduzierung der Emissivität und ansteigenden reinen Ozeanphasen durchgeführt.

4 Ein periodisch-synchron gekoppeltes Zirkulationsmodell

4.1 Das atmosphärische Zirkulationsmodell ECHAM

Die atmosphärische Komponente des gekoppelten Modells basiert auf einer grobauflösenden Version des Wettervorhersagemodells des Europäischen Zentrums für mittelfristige Vorhersage (ECMWF). Durch wesentliche Modifikationen, die hauptsächlich die Parametrisierungen der physikalischen Prozesse betrafen (Roeckner et al., 1992), entstand das Klimamodell ECHAM (ECMWF model in HAMBURG). In dem hier verwendeten gekoppelten Modell wird die Version ECHAM3 benutzt.

Grundlage für das spektrale Atmosphärenmodell sind die primitiven Gleichungen. Die prognostischen Variablen sind Vorticity und Divergenz (für die Darstellung des Horizontalwindes), Temperatur, der Logarithmus des Luftdrucks am Boden, der Wasserdampfgehalt und der Wolkenwassergehalt. Zusätzlich zu den prognostischen Variablen wird noch eine Anzahl diagnostischer Größen als Funktionen der prognostischen Variablen berechnet.

Die Vertikalkoordinate geht von einer reinen σ -Koordinate in Bodennähe in eine reine p -Koordinate im oberen Teil des Modells über. Das Modell hat 19 Schichten, deren Dicke von weniger als 100 m für die unterste Schicht bis zu einigen Kilometern für die oberste Schicht zunimmt. Am Ober- und Unterrand des Modells wird angenommen, daß die Normalkomponente der Geschwindigkeit verschwindet (kinematische Randbedingung). Die vertikalen Ableitungen werden durch finite Differenzenverfahren berechnet, wobei die Energie und der Impuls erhalten bleiben.

Die prognostischen Variablen werden durch eine Reihenentwicklung in Kugelflächenfunktionen dargestellt. Es wird eine Dreiecksabschneidung bei der Großwellenzahl 21 vorgenommen (T21), was einer horizontalen Auflösung der dynamischen Prozesse von etwa 8.6° entspricht. Die spektrale Darstellung erlaubt die exakte Berechnung horizontaler Ableitungen und erleichtert die Erhaltung von Energie, Enstrophie und Impuls. Nichtlineare Terme werden im Gitterpunktraum mit einer Auflösung von etwa 5.6° (64×32 Punkte, Gauß'sches Gitter) berechnet. Bei der hier verwendeten Transformationsmethode (Eliassen et al., 1970; Orszag, 1970) werden nach der Berechnung der horizontalen Ableitungen im Spektralraum die Variablen und ihre Ableitungen in den Gitterpunktraum transformiert. Im Gitterpunktraum werden dann die nichtlinearen Terme berechnet. Anschließend erfolgt eine Rücktransformation in den Wellenzahlraum, um dort einen Zeitschritt auszuführen. Die semi-implizite Zeitintegration mit einem Leap-Frog-Verfahren erlaubt bei der oben beschriebenen Auflösung einen Zeitschritt von 40 Minuten.

Um Prozesse, die durch die grobe zeitliche und räumliche Auflösung nicht erfaßt werden, berücksichtigen zu können, werden diese Prozesse mit Hilfe von bekannten Modellgrößen dargestellt. Diese sogenannten Parametrisierungen werden in ECHAM3 für Prozesse der Grenzschicht, Strahlungs-, Wolken- und Erdbodenprozesse sowie für die Konvektion verwendet (für Details siehe Roeckner et al., 1992). Im Gegensatz zur älteren Version ECHAM1 wird

bei ECHAM2 und ECHAM3 bei einer T21-Auflösung auf die Parametrisierung des "Gravity Wave Drag" verzichtet. Außerdem wird eine Orographie verwendet, die aus den spektral angepaßten mittleren Höhen der Gitterboxen besteht (Mean Orography, siehe auch Sausen et al., 1993). Neben der aus Messungen berechneten Modellorographie wird auch eine realistische Land-Meer-Verteilung benutzt.

Im ungekoppelten Modus werden Meeresoberflächentemperaturen und die Meereisverteilung als Randbedingungen vorgeschrieben. Für die folgenden Experimente wurde zusätzlich ein Modell zur Simulation der Oberflächenflüsse benutzt. So kann der Abfluß von Niederschlägen und Schmelzwasser in den Ozean berechnet werden (Sausen et al., 1994).

4.2 Das ozeanische Zirkulationsmodell LSG

Die ozeanische Komponente des gekoppelten Modells besteht aus dem Zirkulationsmodell LSG (Large Scale Geostrophic model). Es wurde nach einem Konzept von Hasselmann (1982) für langsame Klimaänderungen entwickelt und ist für große Skalen geostrophisch. Eine ausführliche Modellbeschreibung befindet sich in Maier-Reimer et al. (1993).

Dem Modell liegen die primitiven Gleichungen zugrunde. Die schnellen Schwerewellen werden durch die Benutzung eines impliziten Zeitintegrationsverfahrens herausgefiltert. Es wird ein $5.6^\circ \times 5.6^\circ$ E-Gitter (Arakawa und Lamb, 1977) benutzt. Das Gitter für die hier benutzte LSG-Version wurde so gewählt, daß die Gitterpunkte möglichst nahe an den entsprechenden Punkten des Gauß'schen Gitters des atmosphärischen Modells ECHAM (T21-Auflösung) liegen. Vertikal ist das Modell in 11 bzw. 10 Niveaus unterteilt. In 25, 75, 150, 250, 450, 700, 1000, 2000, 3000, 4000 und 5000 m Tiefe werden die Horizontalgeschwindigkeiten, Temperatur und Salzgehalt berechnet; in 50, 112.5, 200, 350, 575, 850, 1500, 2500, 3500 und 4500 m Tiefe erfolgt die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit. Sowohl die Land-Meer-Verteilung als auch die Bodentopographie sind realistisch dargestellt.

Die Bildung von Meereis erfolgt in dem Ozeanmodell nach einem Ansatz von Stefan (1891). Bei diesem thermodynamischen Meereismodell wird der Wärmefluß durch das Eis umgekehrt proportional zur Eisdicke angesetzt. Das Eis kann durch die Oberflächenströmung advehiert werden. Um numerische Instabilitäten zu vermeiden, wurde die maximale Eisdicke auf 25 m begrenzt. Partielle Eisbedeckungen sind nicht möglich, d.h. die Bedeckung einer Gitterbox beträgt entweder 0% oder 100%.

Der Zeitschritt der hier benutzten Modellversion beträgt 30 Tage mit Ausnahme der obersten Modellschicht. Um bei der Kopplung mit dem atmosphärischen Modell den Phasenfehler zu reduzieren und Instabilitäten bei der Eisbildung zu vermeiden, werden Eisdicke, Temperatur und Salzgehalt in der obersten Modellschicht mit einem Zeitschritt von einem Tag berechnet.

Als Randbedingungen für das ungekoppelte LSG werden Windschubspannung, die bodennahe Lufttemperatur und der Salzgehalt der obersten Schicht vorgegeben.

4.3 Die Kopplung

Basierend auf Erfahrungen mit einer älteren Version des hier verwendeten gekoppelten Modells ECHAM1/LSG (Cubasch et al., 1992) und mit dem gekoppelten Zirkulationsmodell ECHAM2/OPYC (Lunkeit et al., 1996), wurden die beiden ungekoppelten Modelle gemäß der in Abbildung 4.1 gezeigten Prozedur auf die Kopplung vorbereitet.

Das ozeanische Modell LSG wurde mit aus Beobachtungen gewonnenen Feldern der Windschubspannung (Hellerman und Rosenstein, 1983), der Lufttemperatur (COADS-Datensatz, Woodruff et al., 1987) und des Salzgehalts der obersten Ozeanschicht (Levitus, 1982) angetrieben (*O1*). Nach 15000 Jahren Integrationszeit zeigte der tiefe Ozean keinen signifikanten Trend mehr. Während der letzten 4500 Jahre der Integration ergaben sich aus den global gemittelten Werten in 4000 m Tiefe für die Temperatur und den Salzgehalt lineare Trends von $1.3 \cdot 10^{-8}$ K/Jahr bzw. $-6.9 \cdot 10^{-9}$ ppm/Jahr. Nachdem das Modell diesen Zustand erreicht hatte, wurde die Formulierung der Randbedingung von einer Relaxation auf eine vorgegebene Salzverteilung auf einen Antrieb mit Frischwasserflüssen umgestellt. Die klimatologischen Monatsmittel der Frischwasserflüsse wurden diagnostisch in den letzten 500 Jahren der Integration (*O1*) bestimmt. Diese Umstellung der Randbedingungen erfolgt, da auch im gekoppelten Modus Frischwasserflüsse als Antrieb für das LSG benutzt werden. Ausgehend vom Zustand des Modells nach der Integration (*O1*), wurde das Modell weitere 7000 Jahre mit den geänderten Randbedingungen integriert (*O2*). In einem letzten Schritt vor der Kopplung (*O3*) wurde der Ozean mit variablen Randbedingungen angetrieben. Die Variabilität des Ozeanantriebs wurde durch Addition von Anomalien (tägliche Werte) zu den im Schritt (*O2*) benutzten Randbedingungen erreicht. Im langzeitlichen Mittel blieb der Antrieb unverändert. Die Anomalien wurden aus Abweichungen vom klimatologischen Mittel einer Integration des atmosphärischen Modells ECHAM3 (*A1*) bestimmt. In dieser Simulation der Atmosphäre wurde der klimatologische Jahresgang der beobachteten Meeresoberflächentemperatur und der Meereisverteilung vorgegeben (AMIP-Datensatz; Gates, 1992). Durch diese kurzzeitigen Schwankungen der Antriebsfelder, die auch im gekoppelten Modus auftreten, ändert sich aufgrund der im Modell enthaltenen Nichtlinearitäten die Klimatologie des Ozeanmodells.

Das ungekoppelte Atmosphärenmodell ECHAM3 wurde in einer an die Integration (*A1*) anschließenden Simulation (*A2*) mit dem klimatologischen Jahresgang der Eisverteilung der Ozeanintegration (*O3*) angetrieben. Wie in der vorangegangenen Integration (*A1*) wurde in den eisfreien Gebieten der aus Beobachtungen gewonnene Jahresgang der Meeresoberflächentemperaturen als weitere Randbedingung vorgegeben. Dies ermöglicht eine Anpassung des Atmosphärenmodells an die Eisverteilung des LSG. Denn in die Berechnung der Eisoberflächentemperatur, die im Atmosphärenmodell erfolgt, geht neben dem Wärmefluß von der Atmosphäre in das Eis auch der entsprechende Fluß vom Ozean durch das Eis ein. Letzterer wird unter Verwendung der Eisdicke parametrisiert (Lunkeit et al., 1996).

Das atmosphärische Modell wurde nach dem Schritt (*A2*) mit dem ozeanischen Modell nach dem Schritt (*O3*) mit Hilfe der Flußkorrekturmethode gekoppelt (Sausen et al., 1988). Da die beiden Modelle im gekoppelten Modus nicht exakt die Antriebe erhalten, die sie im ungekoppelten Modus erhalten, käme es ohne Flußkorrektur zu einer möglicherweise starken Klimadrift des gekoppelten Modells. Untersuchungen zur Ursache dieser Drift wurden z.B. von Sausen

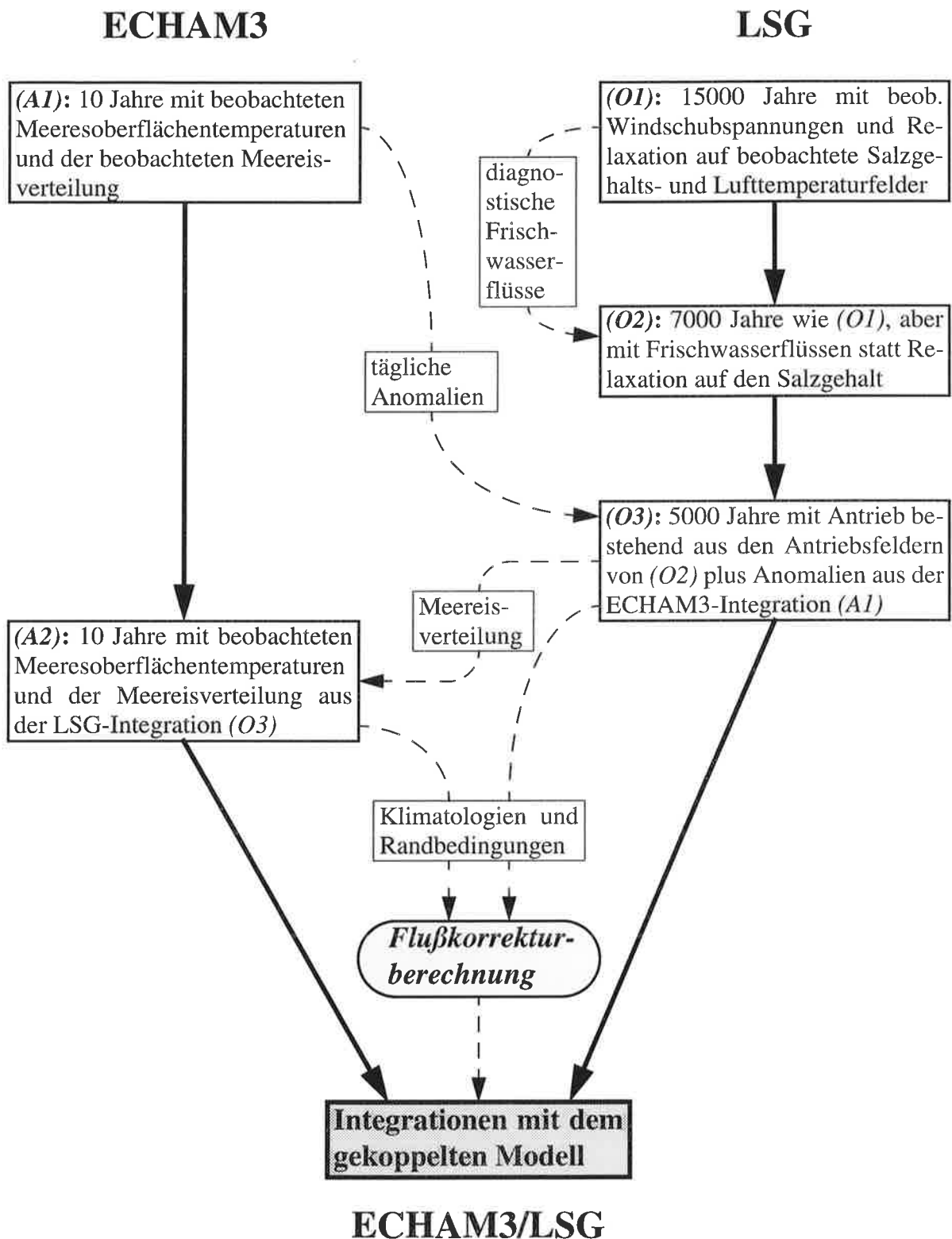


Abbildung 4.1: Integrationen zur Vorbereitung der ungekoppelten Modelle auf die gekoppelten Simulationen.

und Lunkeit (1990) durchgeführt. Es werden zu den zu koppelnden Größen konstante nur explizit vom Jahresgang abhängige Korrekturen addiert. So ergibt sich die Korrektur für die Flüsse in den Ozean aus der Differenz der Flüsse der ungekoppelten Ozeanintegration (*O3*), welche als Randbedingungen vorgegeben werden, und den klimatologischen Mitteln der Integration des ungekoppelten atmosphärischen Modells (*A2*). Die Korrekturen für das atmosphärische Modell werden entsprechend bestimmt. So werden die Modelle nur über die Anomalien relativ zu den ungekoppelten Experimenten (*A2*) und (*O3*) gekoppelt. Die Methode kann also auch als Flußanomaliekopplung bezeichnet werden. Die Kopplung mit Hilfe der Flußkorrekturmethode ermöglicht trotzdem Wechselwirkungen zwischen den beiden Modellen die nichtlinear sind und reduziert die Klimadrift des gekoppelten Modells erheblich. Diese und ähnliche Korrekturverfahren wurden bei der Kopplung von einigen Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen z.B. von Manabe et al. (1991), Cubasch et al. (1992), Lunkeit et al. (1996) und Murphy (1995) verwendet.

Das atmosphärische Modell liefert Verteilungen der Windschubspannung, des Frischwasserflusses und des Wärmeflusses, die alle flußkorrigiert werden, an das Ozeanmodell (Abbildung 4.2). Die Wärmeflüsse von der Atmosphäre in den Ozean setzen sich aus der Bilanz der langwelligen und kurzwelligen Strahlung und des fühlbaren und latenten Wärmeflusses zusammen. In die Berechnung der Frischwasserflüsse gehen Niederschläge, Verdunstung und der Eintrag der Oberflächenflüsse in den Ozean ein. Im Gegenzug liefert das ozeanische Modell Meeresoberflächentemperaturen (hier wird die Temperatur der obersten Ozeanschicht genommen) und die Verteilung des Meereises mit seiner entsprechenden Dicke an das atmosphärische Modell. Hierbei werden nur die Temperaturen korrigiert. Mit Hilfe der Eisdicke wird im atmosphärischen Modell die Eisoberflächentemperatur berechnet.

Bei der synchronen Kopplung werden beide Modelle jeweils über einen Tag ($\tau = 1$ Tag in Abbildung 2.2) integriert, ehe ein Austausch von Informationen zwischen den Modellen stattfindet. Dies bedeutet für das atmosphärische Modell 36 Zeitschritte à 40 Minuten und für das ozeanische Modell einen Zeitschritt von einem Tag für die oberste Modellschicht. Für den Zeitschritt des Ozeanmodells werden die Informationen über Frischwasser- und Wärmeflüsse aus dem atmosphärischen Modell benötigt. Der Zeitschritt für die restlichen Ozeanschichten beträgt 30 Tage. Für die dynamischen Prozesse werden hierbei die flußkorrigierten Windschubspannungen aus dem atmosphärischen Modell verwendet. Die Verteilungen der Meereisdicke und der Meeresoberflächentemperatur werden nach jedem Zeitschritt der obersten Ozeanschicht, also täglich, an das atmosphärischen Modell weitergegeben.

Werden die beiden Modelle periodisch-synchron gekoppelt, wird während der synchron gekoppelten Phasen analog wie für die synchrone Kopplungsverfahren. Die täglichen Verteilungen der Wärme- und Frischwasserflüsse und die monatlichen Verteilungen der Windschubspannungen werden, nachdem sie flußkorrigiert sind, in der Datenbank abgelegt (siehe Abbildung 4.2). Während ausschließlich das ozeanische Modell integriert wird, werden die Antriebsfelder für den Ozean mit Hilfe der Datenbank berechnet. Die Trennung der Zeitschritte für die oberste Ozeanschicht und den restlichen Ozean wird beibehalten.

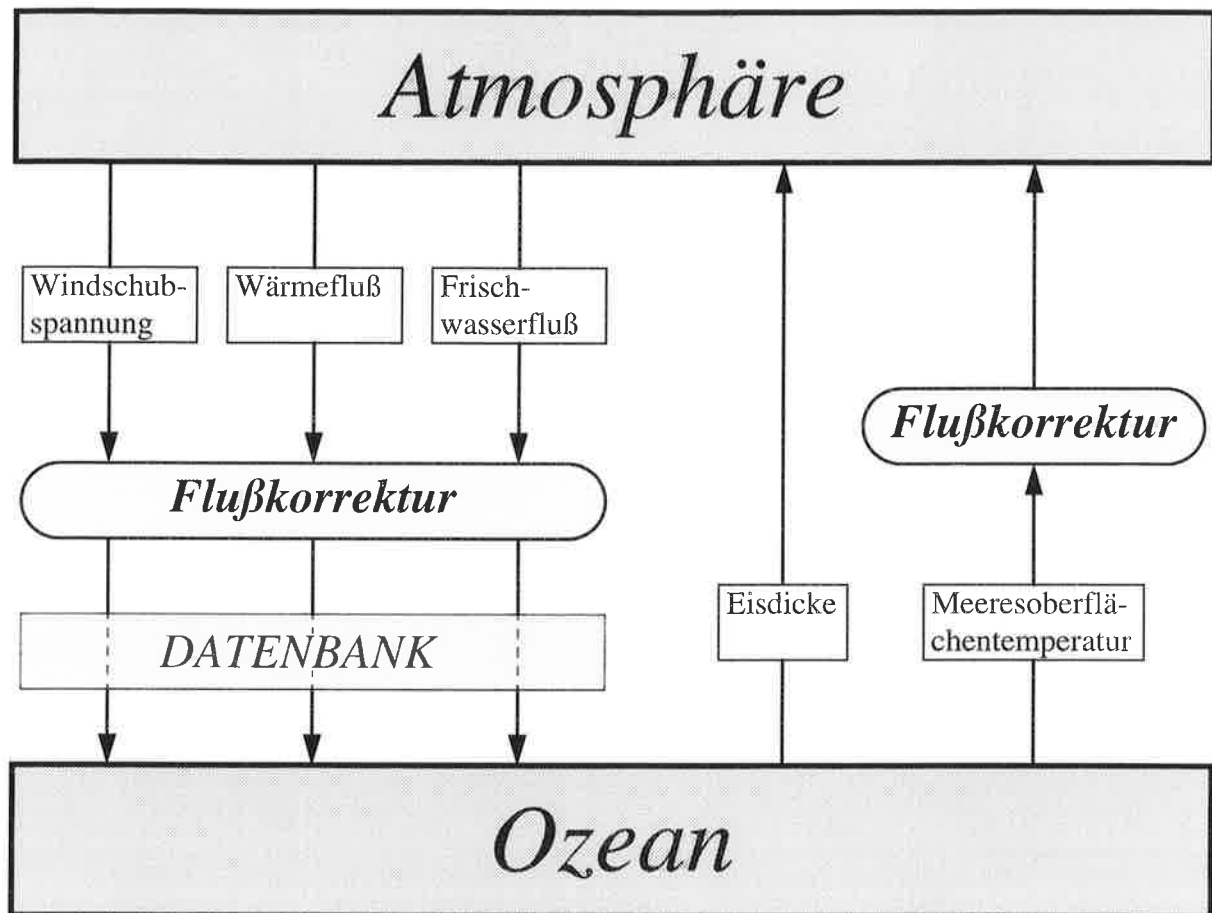


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der zur Kopplung des atmosphärischen Modells ECHAM3 und des ozeanischen Modells LSG benötigten Größen und Korrekturen.

4.4 Aufbau der Experimente

Da das gekoppelte Modell ECHAM3/LSG wesentlich mehr Rechenzeit verbraucht als das einfache Energiebilanzmodell aus Kapitel 3, wurden für die hier gezeigten Untersuchungen nur vier Simulationen mit dem gekoppelten Zirkulationsmodell durchgeführt. Die Simulationen starten, nachdem das Modell bereits 115 Jahre im synchron gekoppelten Modus integriert wurde. Es wurden jeweils eine synchron und eine periodisch-synchron gekoppelte Simulation mit dem heutigen CO_2 -Gehalt ($1x\text{CO}_2$) und mit einem transienten Anstieg der äquivalenten CO_2 -Konzentration durchgeführt (Abbildung 4.3). Bei der äquivalenten CO_2 -Konzentration wird zusätzlich zur CO_2 -Konzentration der Effekt anderer Treibhausgase in Einheiten der CO_2 -Konzentration berücksichtigt, da in der Strahlungsparametrisierung des ECHAM3 die Treibhausgase nicht einzeln erfaßt werden. Die äquivalente CO_2 -Konzentration in den Klimaänderungsexperimenten folgt in den ersten Jahren dem Szenarium A des Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC, Houghton et al., 1990) bis zur Verdoppelung ($2x\text{CO}_2$) nach 60 Jahren. Für die darauf folgenden Jahre bleibt die CO_2 -Konzentration konstant. Da die Startkonzentration ($1x\text{CO}_2$) im Modell (345 ppm) und im Szenarium A des IPCC (390 ppm) unterschiedlich

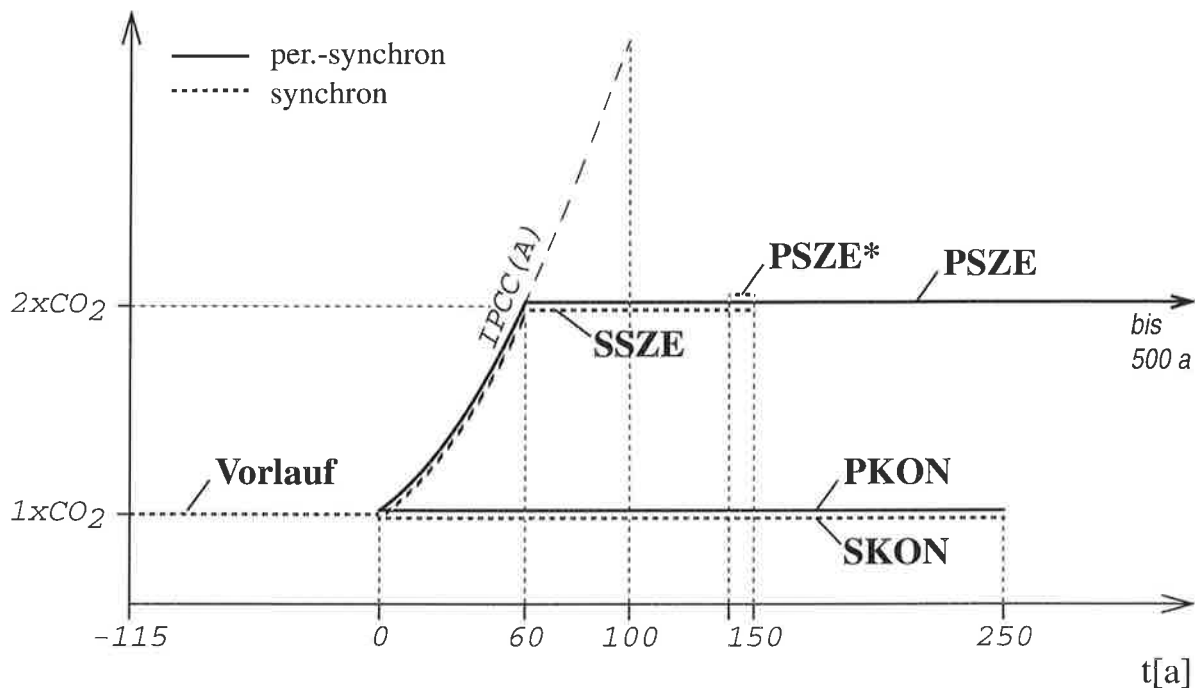


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der mit dem gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodell ECHAM3/LSG durchgeführten Experimente.

sind, mußten die Werte für die durchgeführten Experimente an die Startkonzentration des Modells angepaßt werden.

Die synchron und periodisch-synchron gekoppelten Experimente mit der heutigen CO₂-Konzentration SKON und PKON simulieren jeweils einen Zeitraum von 250 Jahren. Für die Untersuchung der Klimaänderung durch den CO₂-Anstieg wurden mit dem synchron gekoppelten Modell 150 Jahre simuliert (SSZE). Die entsprechende periodisch-synchron gekoppelte Modellversion simuliert einen Zeitraum von 500 Jahre (PSZE). Besonderes Augenmerk wurde bei der Auswertung der Klimaänderungsexperimente auf die Jahre 141-150 gelegt. Ein direkter Vergleich des Klimaänderungssignals der Atmosphäre in diesem Zeitraum zwischen beiden Klimaänderungsläufen ist schwierig, da im periodisch-synchron gekoppelten Experiment PSZE in den Jahren 141-150 nur zwei vollständige Jahreszyklen der Atmosphäre simuliert werden. Deshalb wurde zusätzlich das synchron gekoppelte Experiment PSZE*, das vom Zustand des Experiments PSZE nach 140 Jahren startet, durchgeführt. Der Lauf PSZE* simuliert nur die Jahre 141-150.

Aufbauend auf die Erfahrungen mit dem Energiebilanzmodell (siehe Kapitel 3.5) wurde für die periodisch-synchrone Kopplung das in Kapitel 3.5.1 beschriebene Verfahren verwendet. Für die Gewichtung der Jahresmittel der Windschubspannungen, der Frischwasserflüsse und der Wärmeflüsse wurde das Gewicht $g = 2$ verwendet (siehe Gleichung (3.8)). Vor Beginn der periodisch-synchron gekoppelten Experimente wurde die Datenbank mit Informationen der letzten 10 Jahre des synchron gekoppelten Vorlaufs mit heutigem CO₂-Gehalt gefüllt.

Für die periodisch-synchron gekoppelten Experimente wurde eine Länge der synchron gekoppelten Phasen von $\tau_{syn} = 15$ Monate und der Phasen mit reiner Ozeanintegration von $\tau_{oze} = 48$ Monate gewählt. Es wurde auf die Verwendung ansteigender Längen der reinen Ozeanphasen zu Beginn des Experiments verzichtet. Die Vorteile im Klimaänderungsfall sind für kleine Gewichte (wie den hier verwendeten Wert 2) und relativ kurzen Ozeanphasen von $\tau_{oze} = 48$ Monate im Vergleich zu konstanten Werten von τ_{oze} gering. Die Verbesserungen gewinnen erst für größere Gewichte und längere reine Ozeanphasen an Bedeutung, wie die Tests mit dem einfachen Modell zeigen (siehe Kapitel 3.5.4).

Nur während der letzten 12 Monate der synchron gekoppelten Phasen wird die Datenbank aufgefrischt. Wie in den Versuchen mit dem einfachen Modell soll so verhindert werden, daß die in den ersten 3 Monaten verstärkt auftretenden Anpassungsprozesse an den in der vorangegangenen Ozeanphase erlangten Ozeanzustand in die Datenbank eingehen. Die ersten beiden Jahre des periodisch-synchron gekoppelten Experiments PSZE werden im synchronen Modus gerechnet. Die Wahl der Längen für die synchron gekoppelten Phasen und die Ozeanphasen führt für das ECHAM3/LSG zu einer Reduzierung der Rechenzeit um etwa 70% gegenüber dem ausschließlich synchron gekoppelten Modell. Die große Einsparung entsteht hauptsächlich durch den hohen Anteil (90%), den die atmosphärische Komponente an der Rechenzeit des synchron gekoppelten Modells hat (siehe Abbildung 2.4).

In den folgenden Kapiteln sollen die Ergebnisse der Experimente vorgestellt werden. Dies läuft einerseits auf einen Vergleich mit Beobachtungsdaten und vergleichbaren Modelldaten hinaus, um die Qualität der Modellergebnisse einordnen zu können. Andererseits steht in dieser Studie aber die Entwicklung eines neuen Kopplungsverfahrens im Vordergrund, so daß in den Analysen der Daten ein großes Gewicht auf den Vergleich zwischen periodisch-synchron und synchron gekoppeltem Zirkulationsmodell liegt. Die Untersuchung wird im folgenden unter drei Aspekten durchgeführt:

- 1.) Im Kapitel 4.5 wird die Reproduzierbarkeit eines Klimazustands durch das periodisch-synchron gekoppelte Modell untersucht.
- 2.) Im Kapitel 4.6 wird das transiente Verhalten der synchron und periodisch-synchron gekoppelten Läufe verglichen.
- 3.) Im Kapitel 4.7 wird die Klimaänderung des periodisch-synchron gekoppelten Modells auf langen Zeitskalen (mehrere hundert Jahre) analysiert.

4.5 Der mittlere Zustand und die Variabilität

4.5.1 Die zeitliche Entwicklung

Die synchron und periodisch-synchron gekoppelten Experimente SKON und PKON wurden mit dem heutigen CO₂-Gehalt der Atmosphäre über 250 Jahre integriert. Trotz konstanter äußerer Randbedingungen unterliegen beide Läufe einer Klimadrift. Die global gemittelte oberflächennahe Lufttemperatur steigt innerhalb der 250 Jahre um 0.6 K an (Abbildung 4.4). Mit 0.9 K ist der Temperaturanstieg auf der Südhalbkugel wesentlich stärker als in der Nordhemisphäre mit etwa 0.3 K. Dies gilt für das synchron und das periodisch-synchron gekoppelte Experiment gleichermaßen. Für den Lauf PKON sind jeweils die Mittel der letzten 12 Monate einer synchron gekoppelten Phase als Punkte dargestellt.

Um die Regionen mit Klimaänderung näher zu lokalisieren, sind in Abbildung 4.5 verschiedene Verteilungen der oberflächennahen Lufttemperatur des Experiments SKON dargestellt. Die Differenzen (Abbildung 4.5 Mitte) zwischen den Mitteln der ersten Dekade (Abbildung 4.5 oben) und der letzten Dekade (Jahre 241-250) sind in Übereinstimmung mit den Zeitreihen der räumlichen Mittel auf der Südhalbkugel am größten. In den höheren südlichen Breiten werden Abweichungen von über 5 K erreicht. Die Maxima treten in Gebieten auf, die durch die Abnahme der Meereisbedeckung im Verlauf der Simulation gekennzeichnet sind (siehe unten). Die mit Hilfe einer linearen Regression berechneten Temperaturänderungsraten erreichen in diesem Gebiet Werte von mehr als 2 K pro Jahrhundert (Abbildung 4.5 unten). Im Vergleich hierzu treten in der Nordhemisphäre wesentlich geringere Temperaturänderungsraten mit etwa 0.5 K pro Jahrhundert auf. Auch hier sind die hohen Breiten am stärksten von der Temperaturänderung betroffen.

Sowohl die eisbedeckte Fläche als auch das Eisvolumen der Südhalbkugel nehmen nach etwa 50 Jahren stark ab (Abbildung 4.6). Zur gleichen Zeit steigt die mittlere oberflächennahe Lufttemperatur der Südhalbkugel an (siehe oben). Übereinstimmend verlangsamt sich die Änderung bei Temperatur und Meereis nach etwa 150 Jahren. Nach 250 Jahren sind die Jahresmittel des Eisvolumens und der eisbedeckten Fläche auf etwa 10% bzw. 20% der Startwerte zurückgegangen. Schwierigkeiten bei der realistischen Simulierung der Meereisverteilung treten auch in anderen gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen auf (z.B. Cubasch et al., 1992; Murphy, 1995). In diesem Trend gibt es leichte Unterschiede zwischen den beiden Experimenten. So liegen die Werte für das Eisvolumen des periodisch-synchron gekoppelten Modells während der vollen Simulationsdauer über den entsprechenden Werten des synchron. gekoppel-

Tabelle 4.1 : Vergleich der Eisverteilungen für die Nordhemisphäre zwischen den Simulationen SKON und PKON. Alle Werte beziehen sich auf die Jahresmittel der Jahre 1-250.

	Eisbedeckte Fläche [10^{12} m ²]		Eisvolumen [10^{12} m ³]	
	Mittelwert	Standardabweichung	Mittelwert	Standardabweichung
SKON	9.30	0.16	20.78	0.57
PKON	9.02	0.37	20.52	1.18

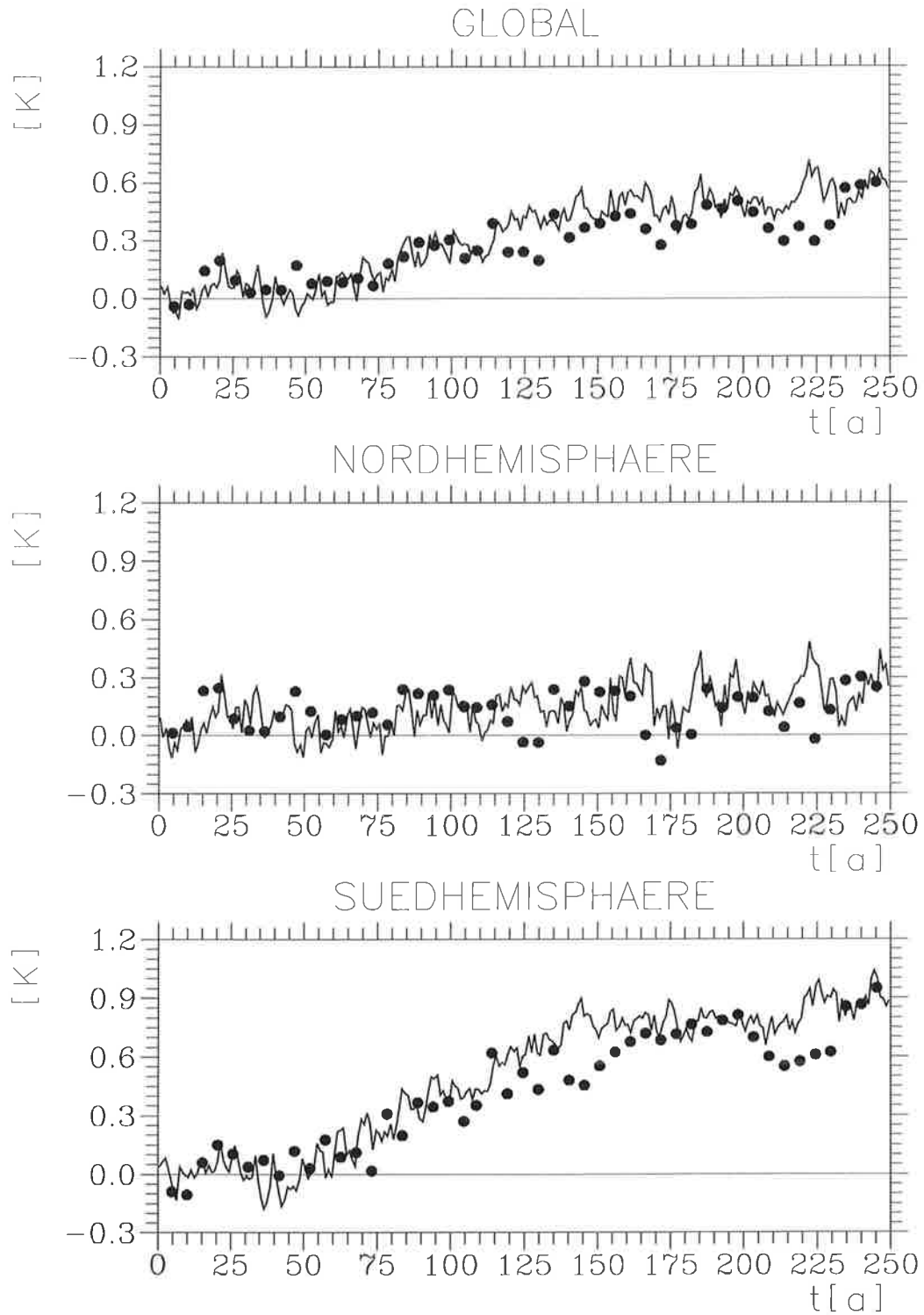


Abbildung 4.4: Zeitliche Entwicklung der Abweichung der oberflächennahen Lufttemperatur der Experimente SKON (Kurven) und PKON (Punkte) vom Mittel über die ersten 10 Jahre des Experiments SKON.

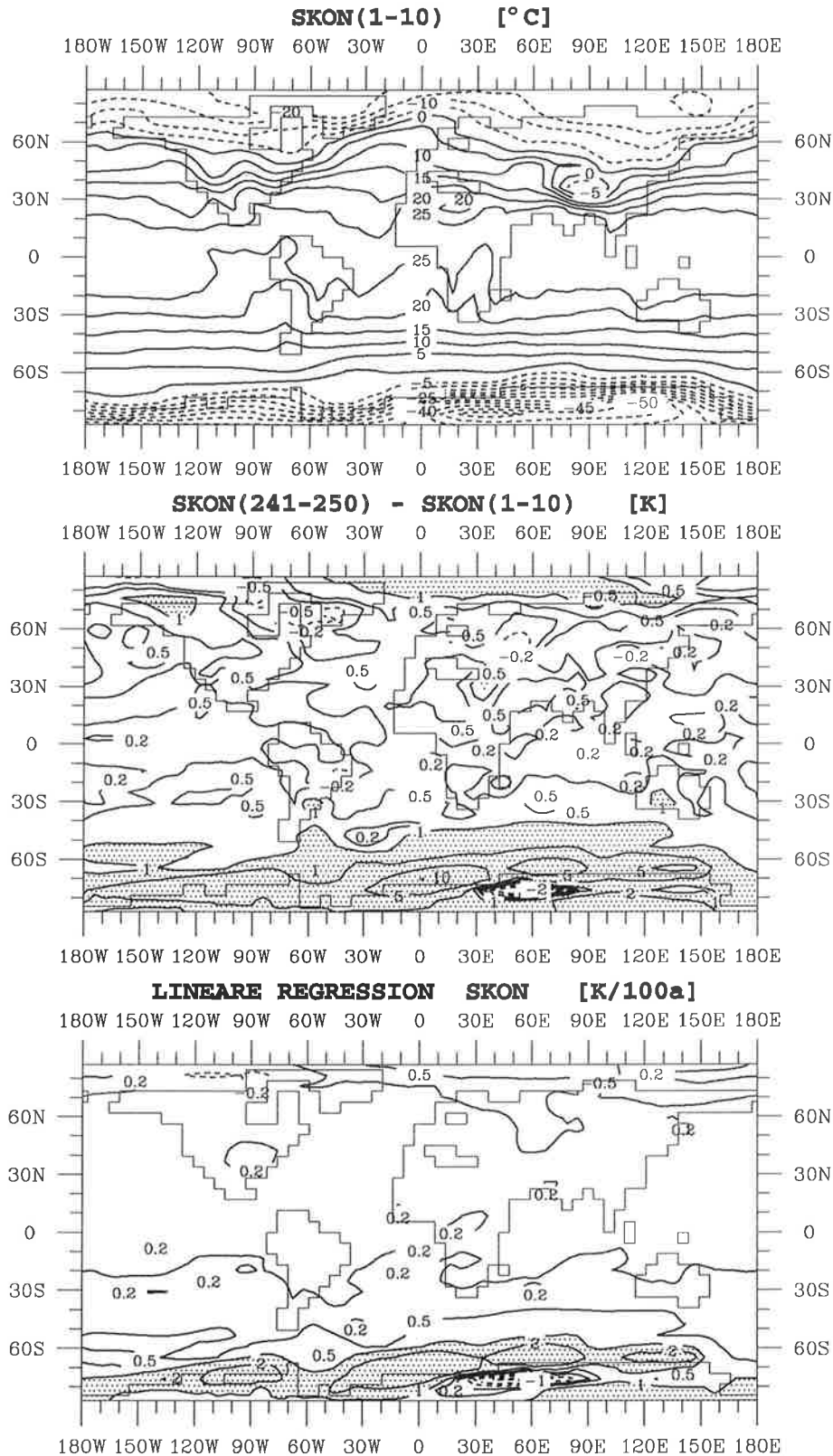


Abbildung 4.5: Mittel der oberflächennahen Lufttemperatur über die erste Dekade des Experiments SKON (oben) sowie die Abweichung des Mittels der letzten Dekade vom Mittel der ersten Dekade (in der Mitte) und der lineare Trend berechnet über die volle Simulationszeit (unten). Isolinien für das mittlere und untere Bild: ± 0.2 , ± 0.5 , ± 1.0 , ± 2.0 , ± 5.0 , ± 10.0 K.

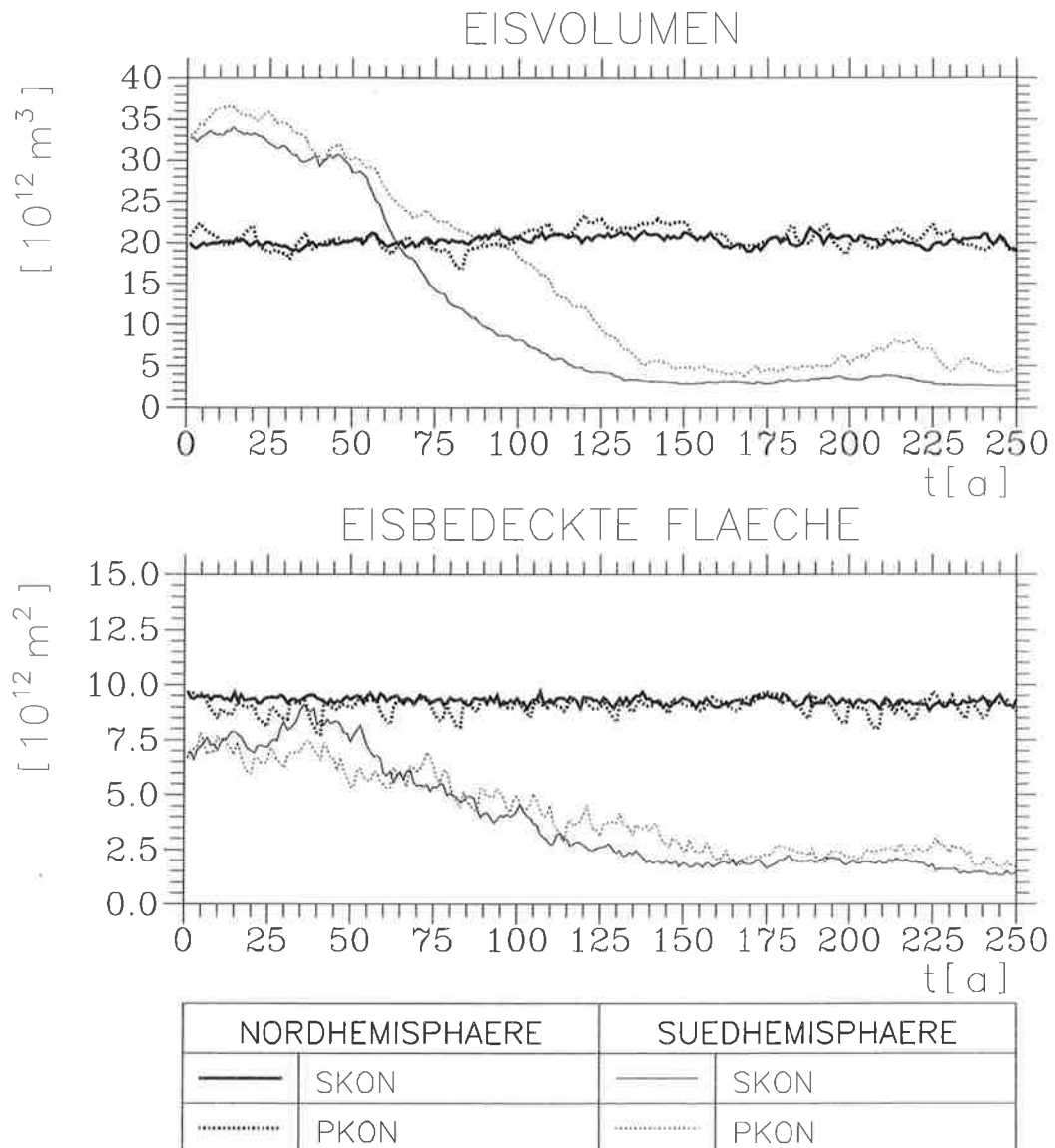


Abbildung 4.6: Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel des Eisvolumens und der eisbedeckten Fläche für die Experimente SKON und PKON.

ten Laufs. Auf der Nordhalbkugel ist hingegen kein Trend in der Eisverteilung zu erkennen. Wie auch Tabelle 4.1 bestätigt, werden die mittlere eisbedeckte Fläche und das mittlere Eisvolumen durch das periodisch-synchron gekoppelte Modell auf der Nordhalbkugel gut wiedergegeben. Die interannuale Variabilität, die in Tabelle 4.1 durch die Standardabweichung der Jahresmittel beschrieben wird, ist für beide Größen im Experiment PKON mehr als doppelt so groß wie im Experiment SKON.

Nicht nur die oberflächennahe Lufttemperatur, sondern auch die Temperaturen im Ozean steigen im Verlauf der beiden Simulationen an. Hier ist aber eine Abhängigkeit des Trends von der Tiefe zu beobachten. In der obersten Ozeanschicht steigt die global gemittelte Temperatur mit 0.5 K im Verlauf von 250 Jahren (Abbildung 4.7) fast so stark an wie die oberflächennahe Lufttemperatur (hier sind es 0.6 K). Dies ist zu erwarten, da über eisfreien Ozeangebieten die Temperaturverteilung dieser Schicht vom atmosphärischen Modell mit der nur vom Jahresgang abhängigen Korrektur als Meeresoberflächentemperatur benutzt wird (siehe Kapitel 4.3). Der geringste Anstieg mit etwa 0.15 K ist im Bereich von 700 m Tiefe zu beobachten. Für größere Tiefen nimmt der Trend wieder zu und erreicht in 4000 m etwa 0.3 K nach 250 Jahren. Abgesehen vom oberen Ozean ist die Erwärmung im periodisch-synchron gekoppelten Lauf nach 250 Jahren stärker als im synchron gekoppelten Experiment. In den einzelnen Schichten können die Unterschiede im Vergleich zum Temperaturanstieg über die 250 Jahre als gering bezeichnet werden.

Tiefenabhängige Veränderungen im Verlauf der Experimente SKON und PKON findet man auch im Salzgehalt. Für den oberen und den tiefen Ozean ist für die Schichtmittel eine Zunahme festzustellen (Abbildung 4.8). Getrennt werden der obere und der tiefe Ozean durch einen Bereich um 700 m Tiefe, in dem der Salzgehalt leicht abnimmt (etwa 0.004 g/kg in 250 Jahren). Die Zunahme ist im oberen Ozean mit 0.05 g/kg (SKON) bzw. 0.08 g/kg (PKON) am größten. Ein weiteres Maximum tritt in beiden Experimenten in Tiefen von 4000 m mit 0.02 g/kg auf. Wie bei den entsprechenden Zeitreihen der Temperatur zeigen beide Modellläufe eine sehr ähnliche zeitliche Entwicklung. Im tiefen Ozean ist der Anstieg des Salzgehalts im periodisch-synchron gekoppelten Modell etwas niedriger, im oberen Ozean hingegen besonders in den letzten Dekaden etwas größer.

Wegen den in beiden Modellläufen beobachteten Veränderungen während der 250 simulierten Jahre werden in den folgenden beiden Abschnitten nur die mittleren Zustände der letzten 50 simulierten Jahre (Jahre 201-250) untersucht.

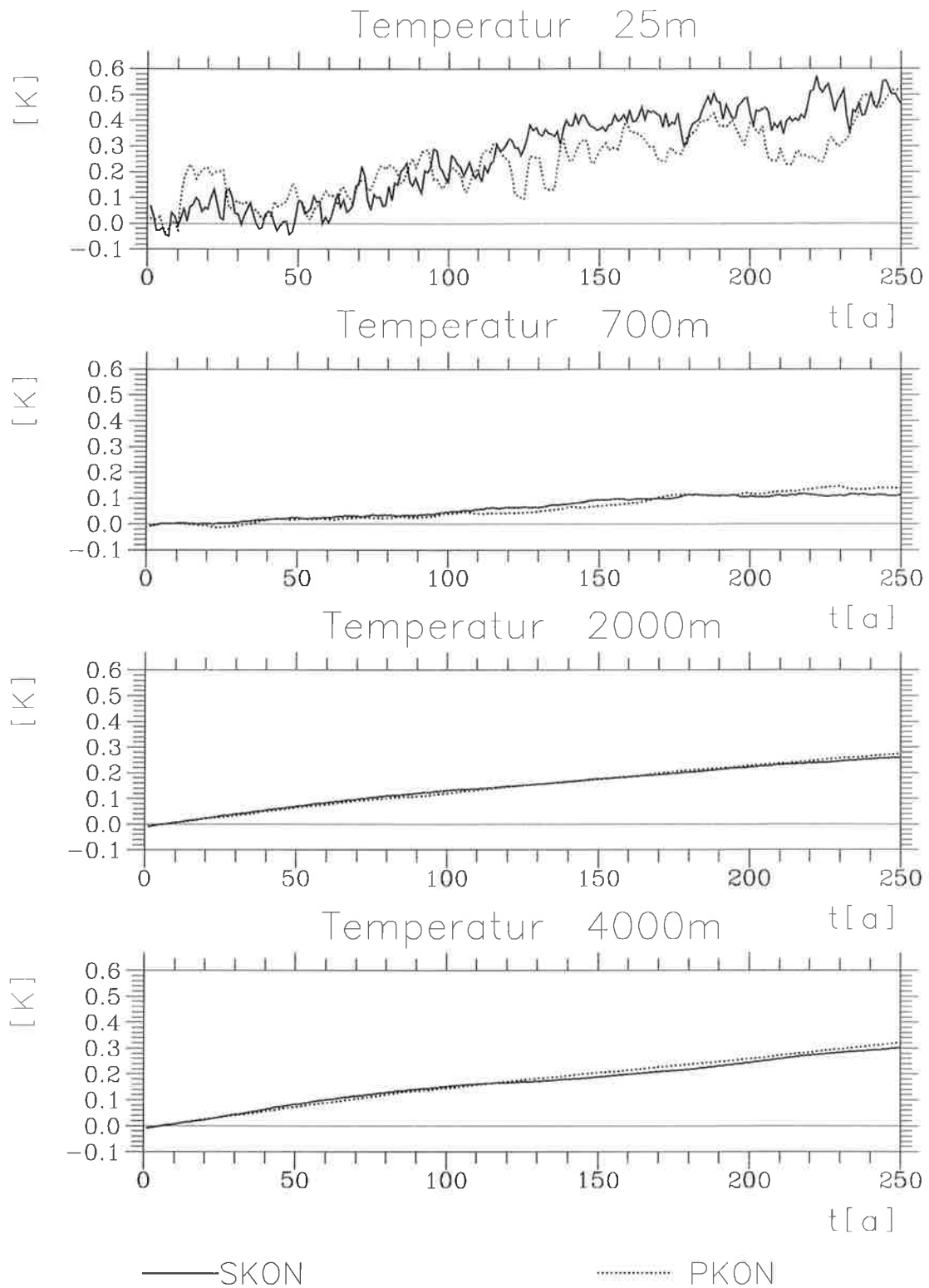


Abbildung 4.7: Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel der horizontal gemittelten Ozeantemperaturen für verschiedene Tiefen. Das Mittel über die ersten 10 Jahre ist jeweils abgezogen.

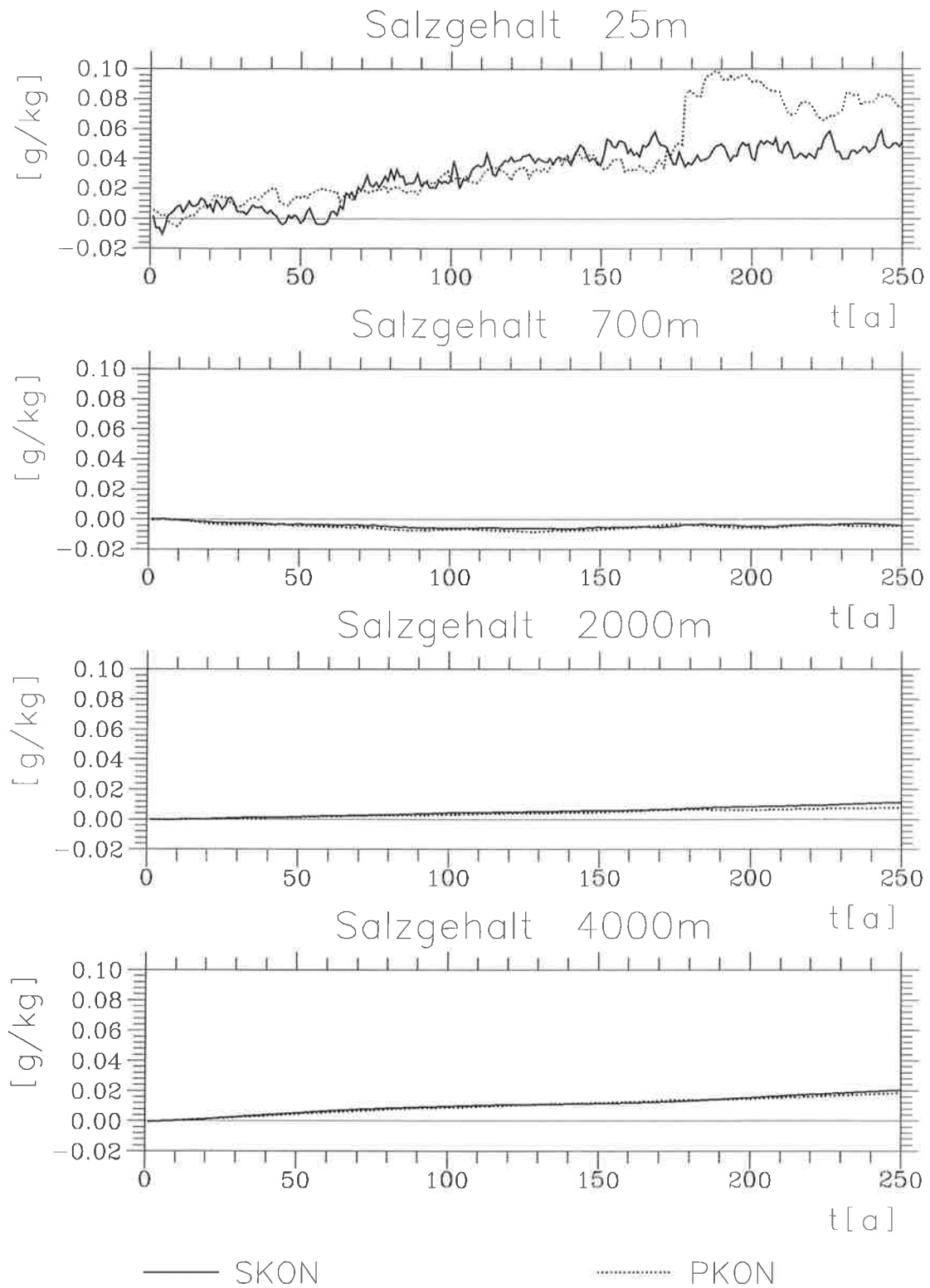


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel des horizontal gemittelten Salzgehalts für verschiedene Tiefen. Das Mittel über die ersten 10 Jahre ist jeweils abgezogen.

4.5.2 Der mittlere Zustand der Atmosphäre

In diesem Abschnitt soll der mittlere Zustand der Atmosphäre in den Experimente SKON und PKON verglichen werden. Exemplarisch werden die mittleren Verteilungen der Modelljahre 201-250 für einige zur Beschreibung des Klimas wichtige Variablen betrachtet. Da der Vergleich beider Simulationen für verschiedene Jahreszeiten qualitativ sehr ähnliche Resultate liefert, werden nur die Mittel über die Monate Dezember, Januar und Februar gezeigt. Für den periodisch-synchron gekoppelten Lauf wurden die zehn in den zu untersuchenden Zeitraum fallenden Phasen mit synchroner Kopplung ausgewertet. Als ein Maß für die Bedeutung der Unterschiede zwischen den beiden Experimenten sind die Beträge der Differenzen in Einheiten der Standardabweichungen des synchron gekoppelten Experiments dargestellt. Für den Vergleich mit dem beobachteten heutigen Klimazustand werden die Analysendaten der Jahre 1980-1994 des ECMWF (European Centre for Medium Range Forecasts) verwendet.

Generell sind die Differenzen zwischen dem Experiment SKON und den zehn synchron gekoppelten Phasen des Laufs PKON sehr klein. Die Abweichungen erreichen selten die Größe einer Standardabweichung des synchron gekoppelten Laufs. Die Unterschiede liegen somit im Bereich der Variabilität des synchron gekoppelten Modells. Die systematischen Modelldefizite gegenüber den Analysendaten sind denen des ungekoppelten atmosphärischen Modells ECHAM3 sehr ähnlich (siehe Roeckner et al., 1992).

Die zonal gemittelten Temperaturen (Abbildung 4.9) werden in der Troposphäre mit geringen Abweichungen zu den Beobachtungen simuliert. Im Bereich der Tropopause und der unteren Stratosphäre sind die Temperaturen in den Tropen und Subtropen zu hoch und in den hohen Breiten zu niedrig. Der Vergleich der beiden Modellläufe zeigt Temperaturunterschiede von bis zu 0.6 K. Hierbei erreichen die Unterschiede nur in der unteren Troposphäre Werte, die im Bereich der Standardabweichung des synchron gekoppelten Experiments liegen.

Wie in der ungekoppelten Modellvariante ist die Position des Subtropenjets der Südhemisphäre zu weit nördlich (Abbildung 4.10). Die Verteilung des zonal gemittelten Zonalwinds hat außerdem ein lokales Westwindmaximum über dem Äquator in etwa 150 hPa Höhe, welches nicht beobachtet wird. Die Abweichungen zwischen den synchron und periodisch-synchron gekoppelten Experimenten erreichen maximal 1 m/s und bleiben damit überall unter einer Standardabweichung des synchron gekoppelten Experiments.

Die zonal integrierte Massenstromfunktion ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Die Modellergebnisse stimmen gut mit den Analysendaten überein. Auffälligster Unterschied ist die etwas zu starke Hadley-Zelle im Modell. Auch dieses Merkmal ist in der ungekoppelten Modellversion zu finden. Die Übereinstimmungen in dieser die meridionale Zirkulation beschreibenden Größe zwischen den beiden gekoppelten Experimenten ist sehr gut, denn die Differenzen bis zu $2 \cdot 10^9$ kg/s liegen weit unter den Werten der Standardabweichungen des Laufs SKON.

Die Höhen der 500 hPa-Fläche (Abbildung 4.12) werden von dem gekoppelten Modell realistisch wiedergegeben. Größter Unterschied zu den Beobachtungen ist der zu hoch liegende Trog westlich von Grönland. Die Differenzen zwischen den beiden Modellläufen zeigen im periodisch-synchron gekoppelten Lauf eine leichte Verlagerung der Trogachsen nach Westen. Die Abweichungen bleiben aber auch bei dieser Größe unter einer Standardabweichung des Expe-

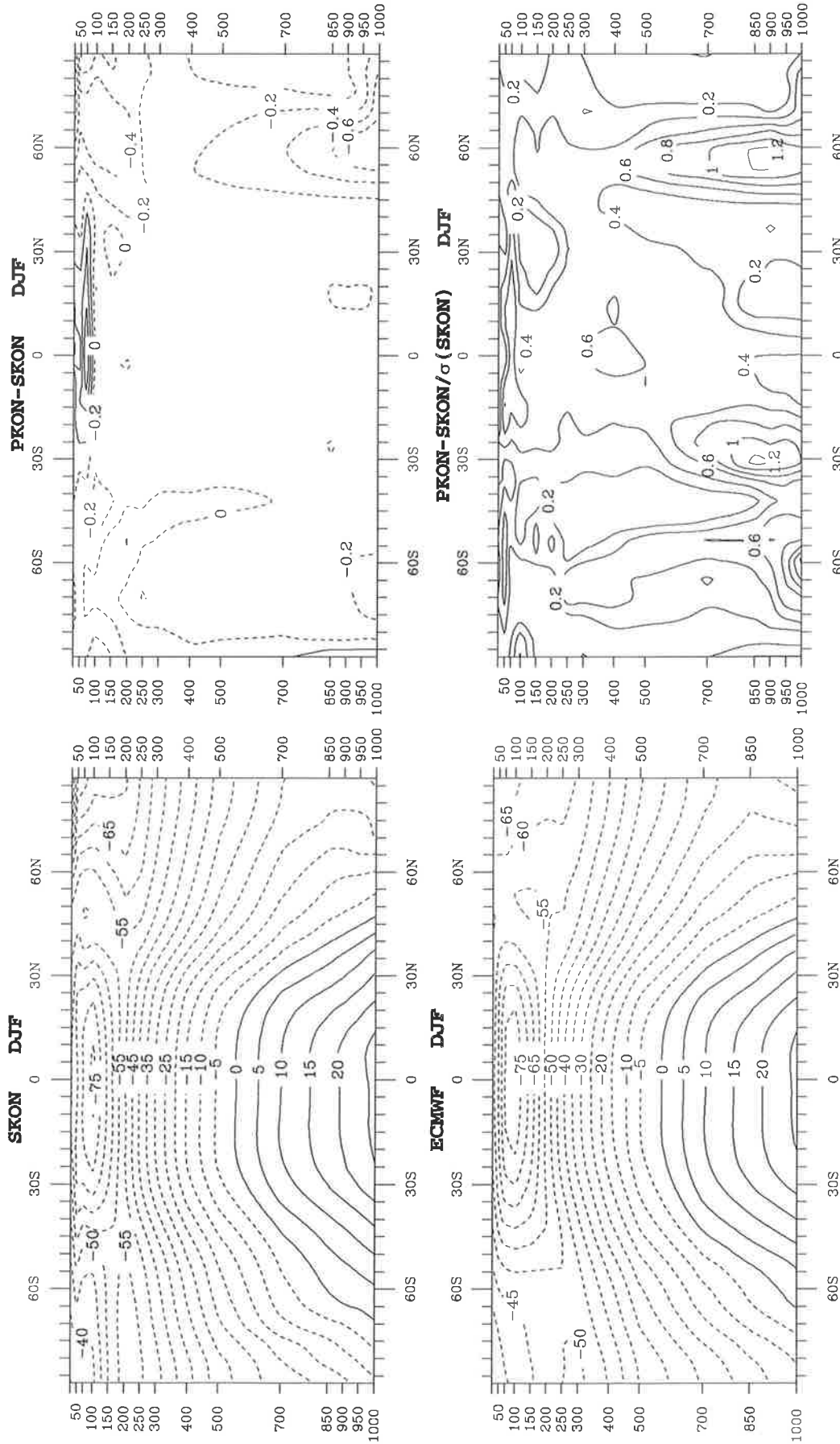


Abbildung 4.9: Zonal gemittelte Temperatur [°C] der Monate Dezember, Januar und Februar für das Experiment SKON (links oben), die Analysendaten des ECMWF (links unten), die Differenzen zwischen den Läufen PKON und SKON (rechts oben) und die Beträge dieser Differenzen in Einheiten der Standardabweichung des Experiments SKON (rechts unten).

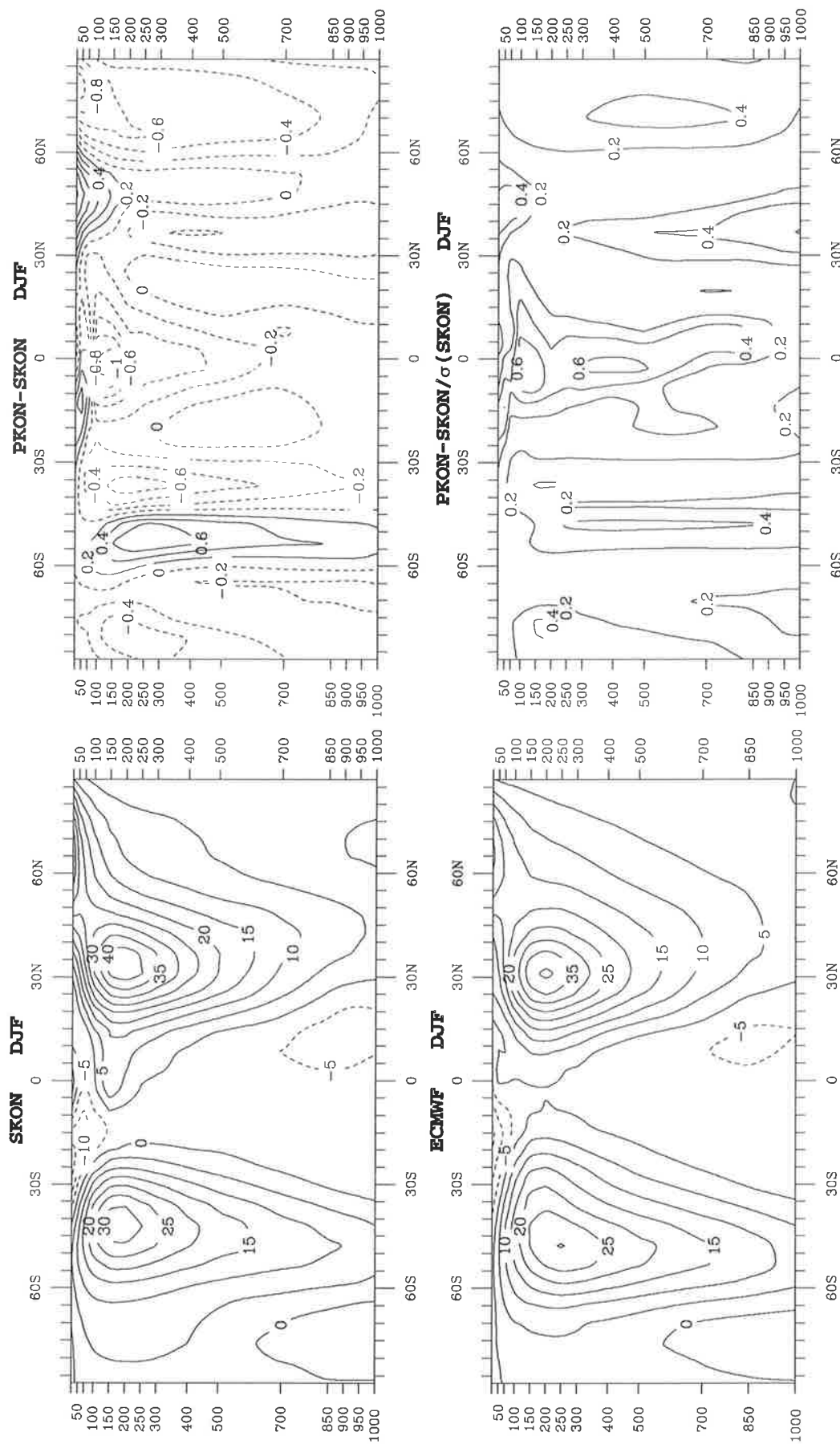


Abbildung 4.10: Zonal gemittelte Zonalgeschwindigkeit [m/s] der Monate Dezember, Januar und Februar für das Experiment SKON (links oben), die Analysendaten des ECMWF (links unten), die Differenzen zwischen den Läufen PKON und SKON (rechts oben) und die Beträge dieser Differenzen in Einheiten der Standardabweichung des Experiments SKON (rechts unten).

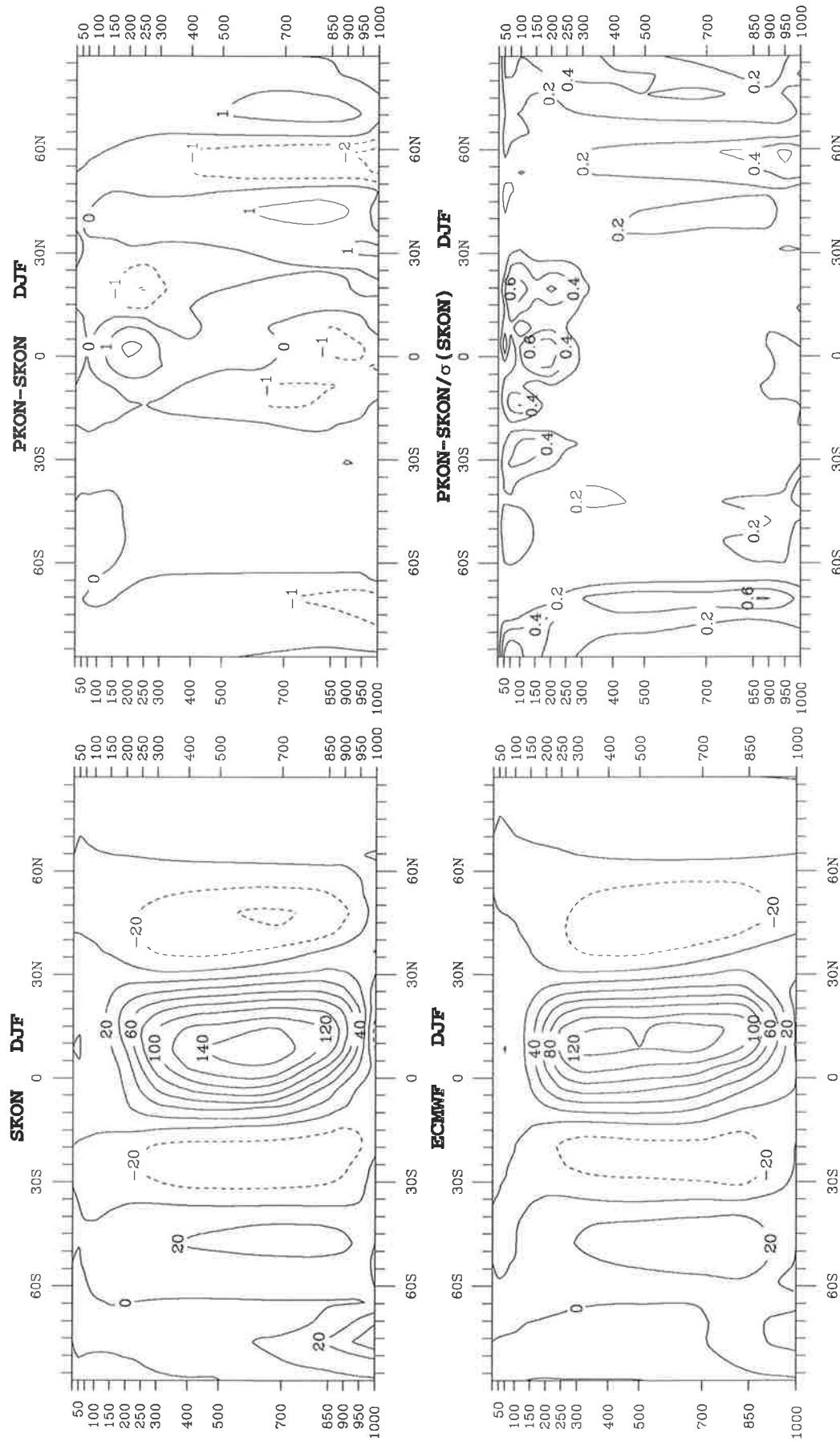


Abbildung 4.11: Massenstromfunktion [10^9 kg/s] der Monate Dezember, Januar und Februar für das Experiment SKON (links oben), die Analysendaten des ECMWF (links unten), die Differenzen zwischen den Läufen PKON und SKON (rechts oben) und die Beträge dieser Differenzen in Einheiten der Standardabweichung des Experiments SKON (rechts unten). Positive Werte der Stromfunktion entsprechen einer Zirkulation im Uhrzeigersinn.

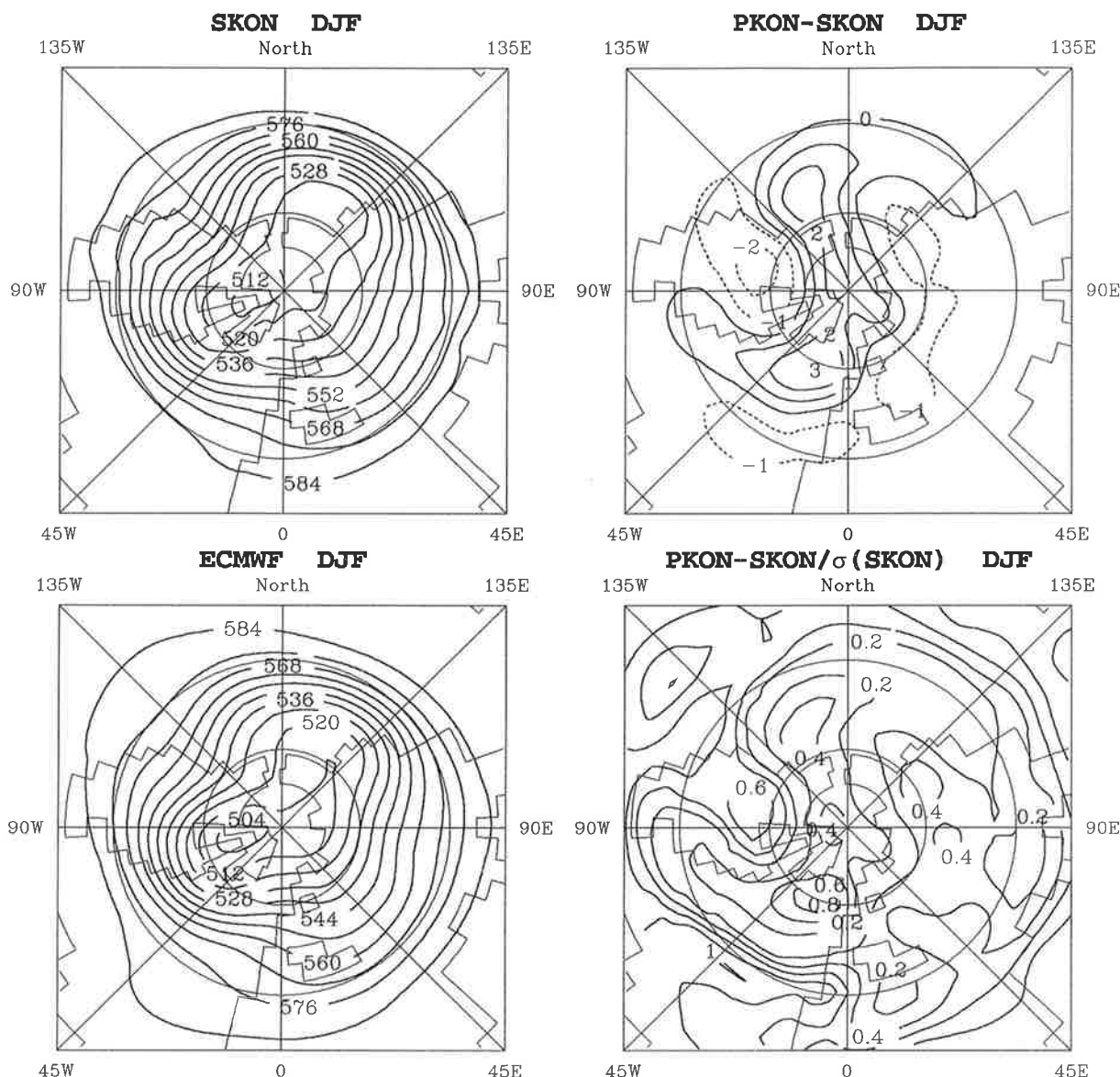


Abbildung 4.12: Geopotentielle Höhe der 500 hPa-Fläche [gpdam] der Monate Dezember, Januar und Februar für das Experiment SKON (links oben), die Analysendaten des ECMWF (links unten), die Differenzen zwischen den Läufen PKON und SKON (rechts oben) und die Beträge dieser Differenzen in Einheiten der Standardabweichung des Experiments SKON (rechts unten).

riments SKON.

Auf einen statistischen Test zur Bestimmung der Signifikanz wurde verzichtet. Da im gekoppelten System Phänomene mit einer Dauer von Jahren bis zu Jahrhunderten auftreten, können aufeinanderfolgende Jahresmittel oder wie in diesem Abschnitt die Mittel der Monate Dezember, Januar und Februar nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden. Die Verwendung der Standardabweichung als Maß für die Modellvariabilität vermittelt aber deutlich, daß die Unterschiede im Klimazustand der Atmosphäre zwischen dem synchron und dem periodisch-synchron gekoppelten Modell überaus gering sind. Dies bestätigen auch die hier nicht gezeigten Verteilungen anderer Jahreszeiten und anderer klimarelevanter Größen wie zum Beispiel des Niederschlags.

4.5.3 Der mittlere Zustand des Ozeans

Der mittlere Zustand des Ozeans wird entscheidend durch die Impuls-, Massen- und Wärme-flüsse zwischen Atmosphäre und Ozean bestimmt. Als Beispiel für diese Flüsse ist in Abbildung 4.13 (oben) der mittlere Wärmefluß der Modelljahre 201-250 des Experiments SKON gezeigt. Bei dieser Verteilung ist die Flußkorrektur berücksichtigt, d.h. den aus dem atmosphärischen Modell stammenden Wärmeflüssen wurde an jedem Gitterpunkt ein nur vom Jahresgang abhängiger konstanter Wert hinzugefügt (siehe Kapitel 4.3). Deutlich ist die starke Wärmeaufnahme des Ozeans in den Tropen mit Extremwerten von über 100 W/m^2 zu sehen. Eine Abgabe von Wärme an die Atmosphäre erfolgt besonders in den eisfreien Gebieten des Nordatlantiks und des Südlichen Ozeans sowie im Bereich der westlichen Randströme Kuro-Schio und Golfstrom.

Die größten Differenzen zwischen den Läufen SKON und PKON sind im Südlichen Ozean zu finden (Abbildung 4.13 in der Mitte). Nur hier übersteigen die Differenzen mehr als zwei Standardabweichungen der Jahresmittel des Experiments SKON (Abbildung 4.13 unten). Die Abweichungen stehen in Verbindung mit Unterschieden in der Meereisverteilung zwischen beiden Läufen (siehe Abbildung 4.15). Große positive Abweichungen befinden sich dort, wo im Lauf PKON mehr Eis vorhanden ist, denn die in den hohen südlichen Breiten vorherrschende starke Abgabe von Wärme in die Atmosphäre wird durch eine Bedeckung des Ozeans mit Eis geschwächt. Für den Großteil des Ozeans (d.h. für die eisfreien Gebieten und die Arktis) ist die Übereinstimmung beider Läufe sehr gut. Die Differenzen erreichen nur über dem arktischen Meereis eine Standardabweichung des synchron gekoppelten Laufs, d.h. die Unterschiede liegen deutlich im Bereich der Variabilität des synchron gekoppelten Experiments. Die gute Übereinstimmung findet man auch bei den anderen Antriebsfeldern des Ozeans.

Die mittlere Temperatur der obersten Ozeanschicht für das Experiment SKON ist in Abbildung 4.14 (oben) dargestellt. Die großräumigen Strukturen werden durch das grobauflösende Modell realistisch wiedergegeben. Auffälligster Unterschied zu Beobachtungen sind die systematisch zu niedrigen Temperaturen in den Tropen (etwa $2 \text{ }^\circ\text{C}$, siehe auch Abbildung 4.16). Diese Temperaturen werden vom atmosphärischen Modell über eisfreien Gebieten als Meeresoberflächentemperaturen benutzt. Damit der systematische Temperaturfehler in den Tropen nicht die Zirkulation des atmosphärischen Modells beeinflusst, wird auch für diese Größe die Flußkorrekturmethode angewandt (Kapitel 4.3).

Die mittleren Verteilungen der Temperatur der obersten Ozeanschicht werden von dem periodisch-synchron gekoppelten Modell für den Großteil der Ozeangebiete gut reproduziert. Die Abweichungen mit wenigen zehntel Kelvin liegen im Bereich der Standardabweichungen der Jahresmitteltemperaturen des synchron gekoppelten Experiments (Abbildung 4.14 unten). Die größten Diskrepanzen, die mehrere Standardabweichungen des synchron gekoppelten Laufs erreichen, treten im Südlichen Ozean auf. Von etwa 60°W bis etwa 90°E erstreckt sich ein Gebiet mit zu niedrigen Temperaturen (bis zu -1.2 K), die besonders in der Weddellsee größer als zwei Standardabweichungen sind. Im Bereich der antarktischen Küste stehen diese Abweichungen direkt in einem Zusammenhang mit Unterschieden in der Meereisverteilung (siehe unten). Dies gilt auch für die im Vergleich zur Variabilität des synchron gekoppelten Laufs lokal hohen Abweichungen im Gebiet des arktischen Meereises. Die Temperatur von eisbedeckten Gitterpunk-

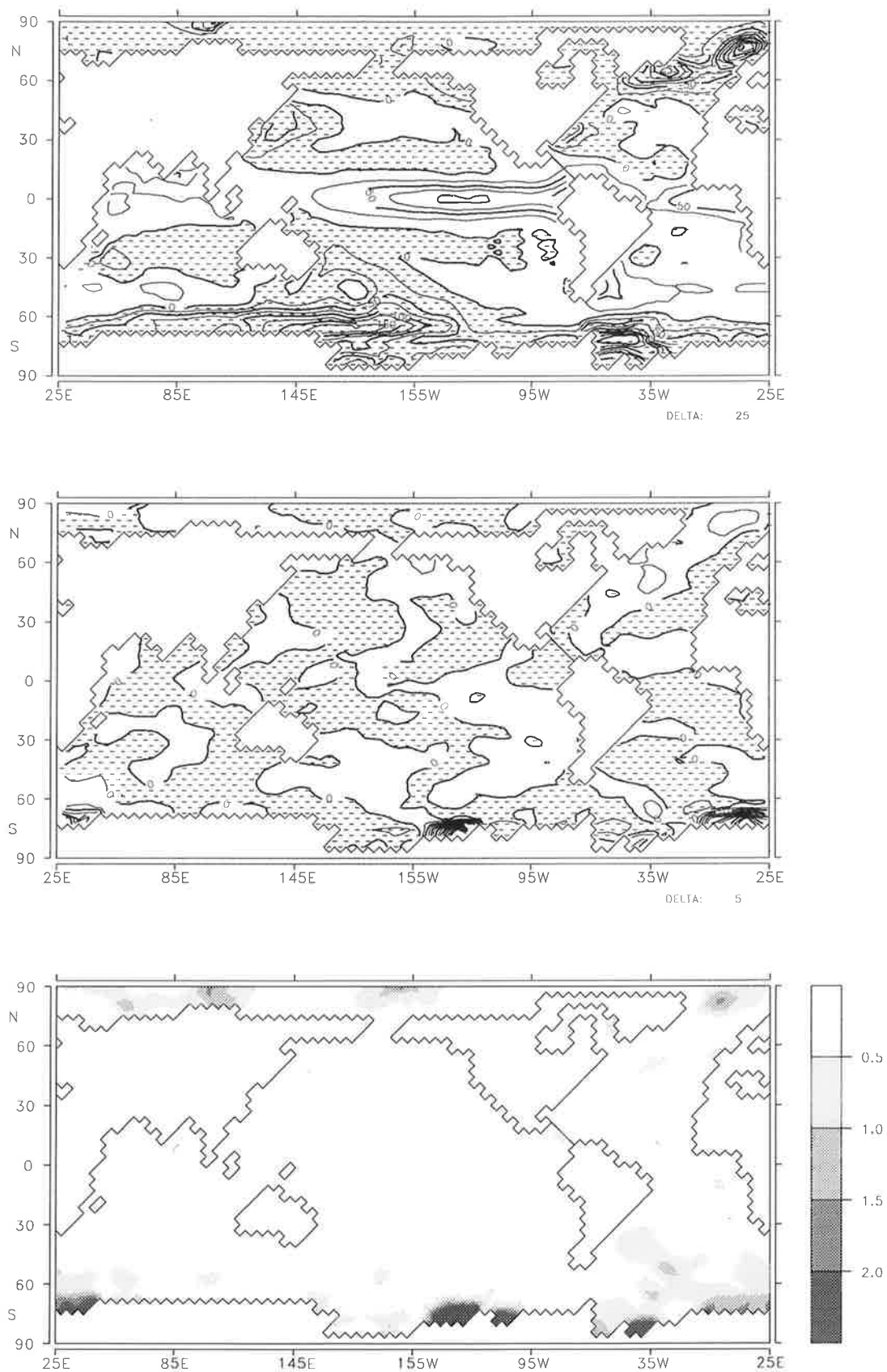


Abbildung 4.13: Mittlere Verteilung der Wärmeflüsse [W/m^2] für das Experiment SKON, die Differenzen zwischen den Experimenten PKON und SKON (in der Mitte) und die Beträge dieser Differenzen in Einheiten der Standardabweichung der Jahresmittel des Experiments SKON (unten).

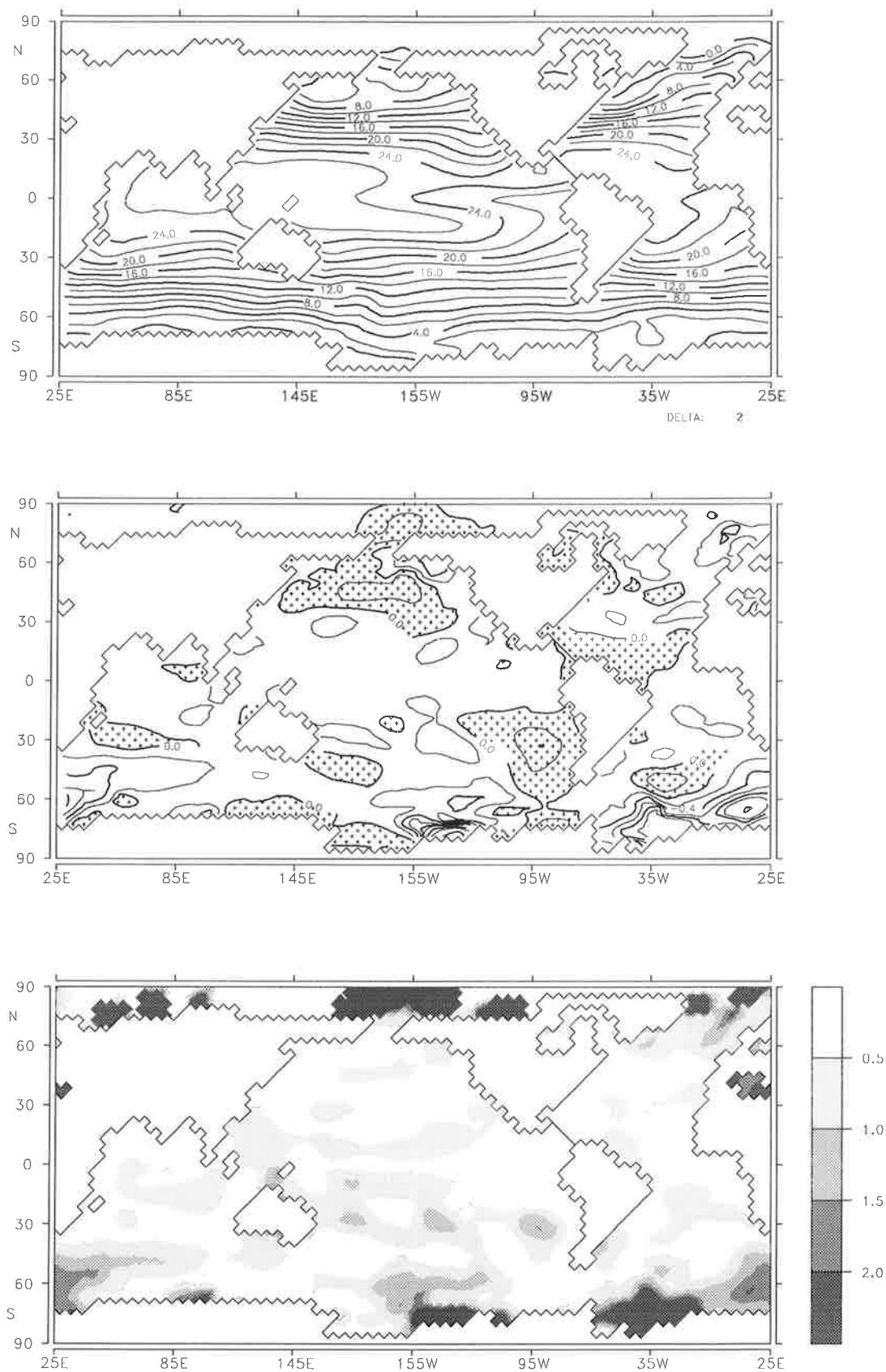


Abbildung 4.14: Mittlere Verteilung der Temperatur der obersten Ozeanschicht [$^{\circ}\text{C}$] für das Experiment SKON, die Differenzen zwischen den Experimenten PKON und SKON (in der Mitte) und die Beträge dieser Differenzen in Einheiten der Standardabweichung der Jahresmittel des Experiments SKON (unten). Isolinien für das mittlere Bild: 0.0, ± 0.2 , ± 0.4 , ± 0.6 , ± 0.8 , ± 1.0 , ± 1.5 , ± 2.0 , ± 3.0 $^{\circ}\text{C}$.

ten wird konstant auf -1.9°C , der im Modell angenommenen Gefrierpunktstemperatur, gesetzt. So gehen die Standardabweichungen für Punkte, die lange Zeit eisbedeckt sind, gegen Null. Als Folge führen minimale Abweichungen in der Eisbedeckung zu hohen Werten im Verhältnis zwischen Differenz und Standardabweichung.

Wie die Unterschiede für die Wärme Flüsse und die Temperaturen der obersten Ozeanschicht zeigen, ist die Meereisverteilung eine wichtige Einflußgröße im gekoppelten Modell. Abbildung 4.15 vergleicht die mittleren Eisdicken der Läufe SKON und PKON. Die Zeitreihen der hemisphärischen Mittel lassen vermuten (Abbildung 4.6), daß die Übereinstimmung beider Experimente in der Arktis sehr gut ist. Abweichungen treten besonders im Südlichen Ozean auf. Hier sind die Werte für das Eisdicke und die eisbedeckte Fläche im Experiment PKON größer.

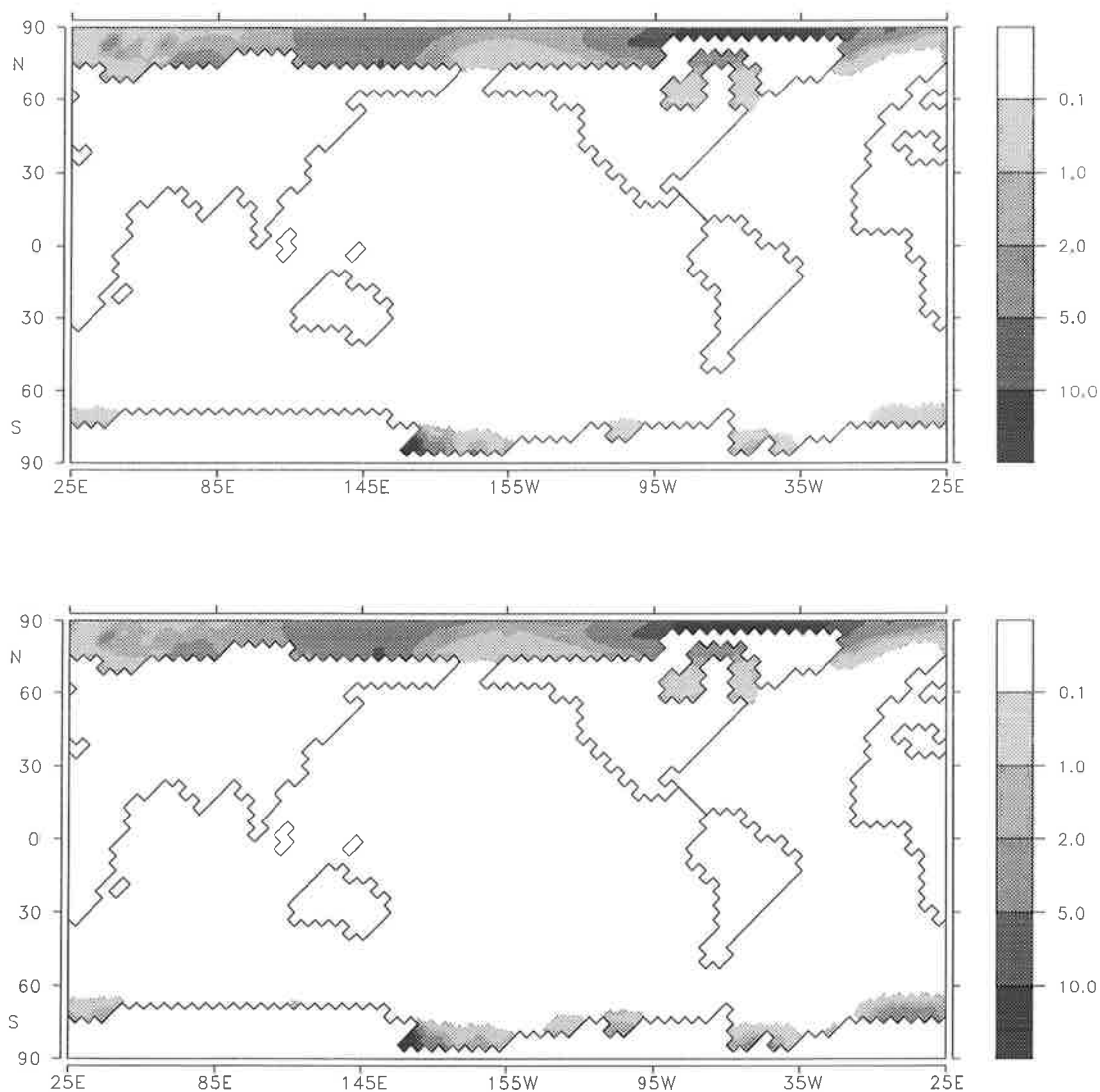


Abbildung 4.15: Mittlere Verteilung der Eisdicke [m] für die Experimente SKON (oben) und PKON (unten).

In Übereinstimmung mit der Variabilität des Meereises in der Nordhemisphäre sind auch die interannualen Schwankungen in diesem Lauf höher (siehe Kapitel 4.5.1).

Die zonalen Mittel der Temperatur (Abbildung 4.16) und des Salzgehalts (Abbildung 4.17) geben die großräumigen Strukturen gut wieder, wie ein Vergleich der mittleren Verteilungen mit den Beobachtungen (Levitus, 1982) zeigt. Die Beobachtungsdaten wurden auf die Standardauflösung ($5^\circ \times 5^\circ$ statt der im gekoppelten Modell benutzten $5.6^\circ \times 5.6^\circ$) und die entsprechende Modelltopographie des ungekoppelten LSG interpoliert, so daß Unterschiede in der eingezeichneten Topographie auftreten. In den Amplituden treten allerdings teilweise deutliche Abweichungen zwischen Modell und Beobachtungen auf. In den oberen Schichten des tropischen Ozeans ist das Wasser um etwa 2°C zu kalt. In den tieferen Schichten und im Südlichen Ozean sind die Temperaturen zu hoch. Deutlichstes Kennzeichen der Salzgehaltsverteilung ist das fehlende Vordringen relativ salzarmen Wassers vom Südlichen Ozean in die Tropen. Das sogenannte antarktische Zwischenwasser reicht in den Beobachtungen in etwa 1000 m Tiefe bis in Äquatornähe. Außerdem ist der Salzgehalt im Arktischen Becken im Modell zu niedrig. Für die zonal gemittelten Temperaturen und Salzgehalte ergibt sich zwischen beiden Modellversionen eine gute Übereinstimmung. Die Abweichungen zu den Beobachtungen sind wesentlich größer als die Abweichungen zwischen den Experimenten SKON und PKON.

Als Beispiel für die Strömungsfelder im Ozean ist in Abbildung 4.18 die zonal über den Atlantik integrierte meridionale Stromfunktion für beide Experimente dargestellt. Die Zirkulation im Atlantik insbesondere die Tiefenwasserproduktion im Nordatlantik ist ein wichtiger Teil des alle Ozeanbecken verbindenden Zirkulationssystems (z.B. Broecker, 1991). Man sieht einen kräftigen Einstrom aus dem Südlichen Ozean in den oberen Schichten. Im nördlichen Teil des Atlantiks sinken die Wassermassen ab, um in tieferen Schichten zurück in den Südlichen Ozean zu fließen. In großen Tiefen gibt es einen zusätzlichen Einstrom von antarktischen Tiefenwasser in den Atlantik. Die von den gekoppelten Modellen simulierte Meridionalzirkulation des Atlantiks ist der ungekoppelten Standardversion des LSG (Maier-Reimer et al., 1993) sehr ähnlich. Der Ausstrom von atlantischem Tiefenwasser ist mit 19 Sv ($1\text{ Sv} = 10^6\text{ m}^3/\text{s}$; siehe Abbildung 4.24) etwa 1 Sv stärker als in der Standardversion. Sowohl der Ausstrom aus dem Atlantik in den Südlichen Ozean, als auch die Tiefenwasserbildung im Nordatlantik sind etwas stärker als aus Messungen abgeschätzt (z.B. Gordon, 1986; Schmitz, 1995). Zwischen den beiden hier untersuchten Modellläufen gibt es in der für die Zirkulation des gesamten Ozeans wichtigen atlantischen Meridionalzirkulation nur sehr geringe Unterschiede. Auch in den anderen Ozeanbecken wird die Meridionalzirkulation durch das periodisch-synchron gekoppelte Experiment mit nur geringen Abweichungen simuliert.

Wie für den atmosphärischen Teil des gekoppelten Modells, so läßt sich auch für den Ozean feststellen, daß das Experiment PKON den mittleren Zustand des Referenzexperiments SKON gut wiedergibt. Die Abweichungen liegen im Bereich der Variabilität des Experiments SKON und sind besonders im tiefen Ozean wesentlich kleiner als die Klimadrift über die 250 Jahre (siehe Kapitel 4.5.1). Auch die systematischen Abweichungen zu den Beobachtungen sind in beiden Modellversionen sehr ähnlich. Die einzige Ausnahme befindet sich in Teilen des Südlichen Ozeans. Hier treten Unterschiede in der Meereis- und Temperaturverteilung auf. Diese Abweichungen stehen mit einer Reihe anderer Größen in Verbindung. So sind zum Beispiel der

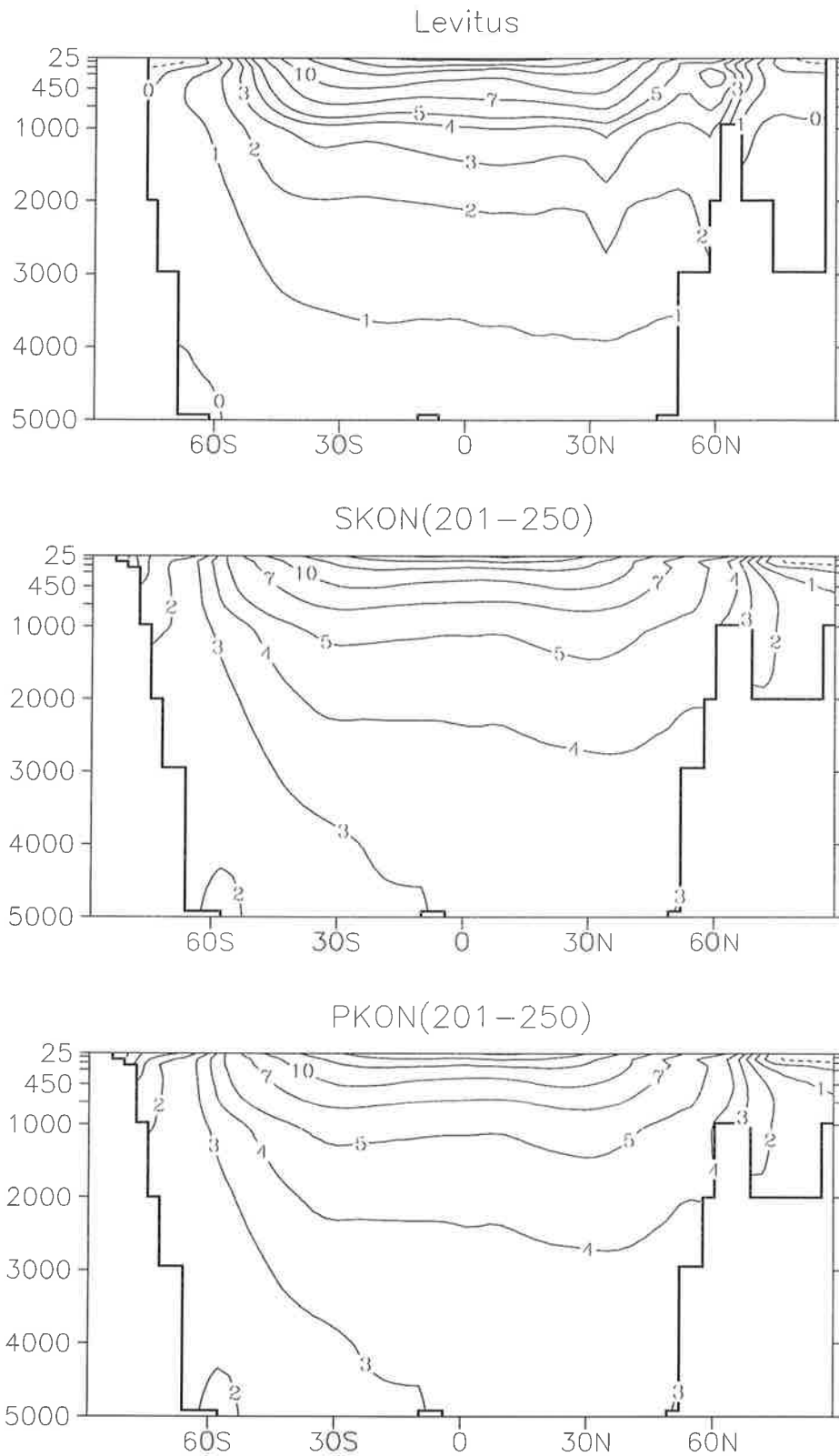


Abbildung 4.16: Zonal gemittelte Ozeantemperatur [°C] für Beobachtungen (oben; Levitus, 1982) sowie für die Experimente SKON (in der Mitte) und PKON (unten). Isolinien: -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15, 20, 25, 30 °C.

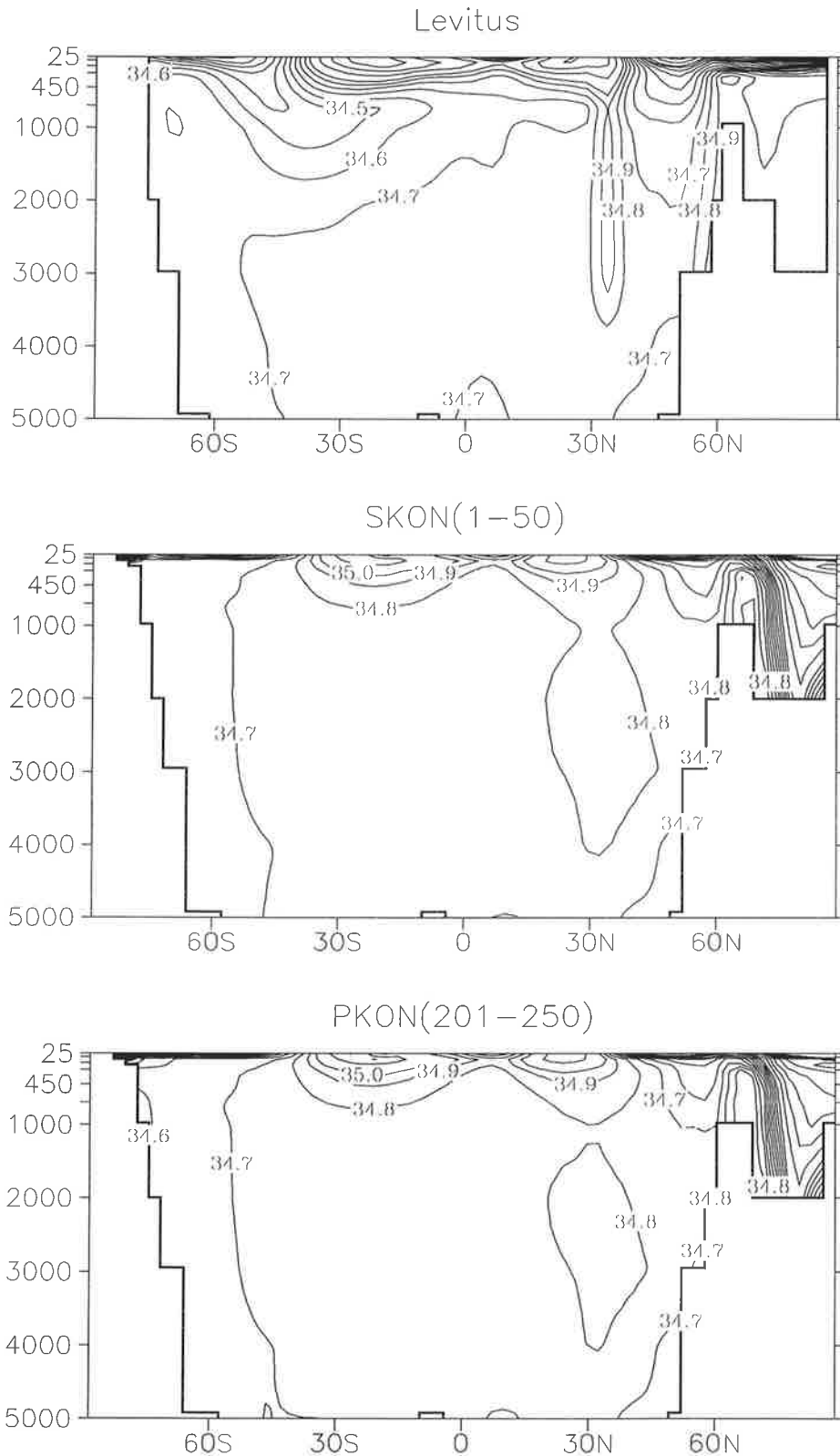


Abbildung 4.17: Zonal gemittelter Salzgehalt [g/kg] für Beobachtungen (oben; Levitus, 1982) sowie für die Experimente SKON (in der Mitte) und PKON (unten). Isolinien: 32.0, 32.2, 32.4, 32.6, 32.8, 33.0, 33.2, 33.4, 33.6, 33.8, 34.0, 34.1, 34.2, 34.3, 34.4, 34.5, 34.6, 34.7, 34.8, 34.9, 35.0, 35.2, 35.4, 35.6, 35.8, 36.0 g/kg.

Wärmetransport in die Atmosphäre und der Salzgehalt betroffen. Durch die Nichtlinearität des gekoppelten Systems können sich kleinere Abweichungen des periodisch-synchron gekoppelten Modells bei der Meereisverteilung gegenüber dem synchron gekoppelten Lauf verstärken. Man denke nur an die Eis-Albedo-Rückkopplung oder die im Südlichen Ozean wichtigen Konvektionsprozesse.

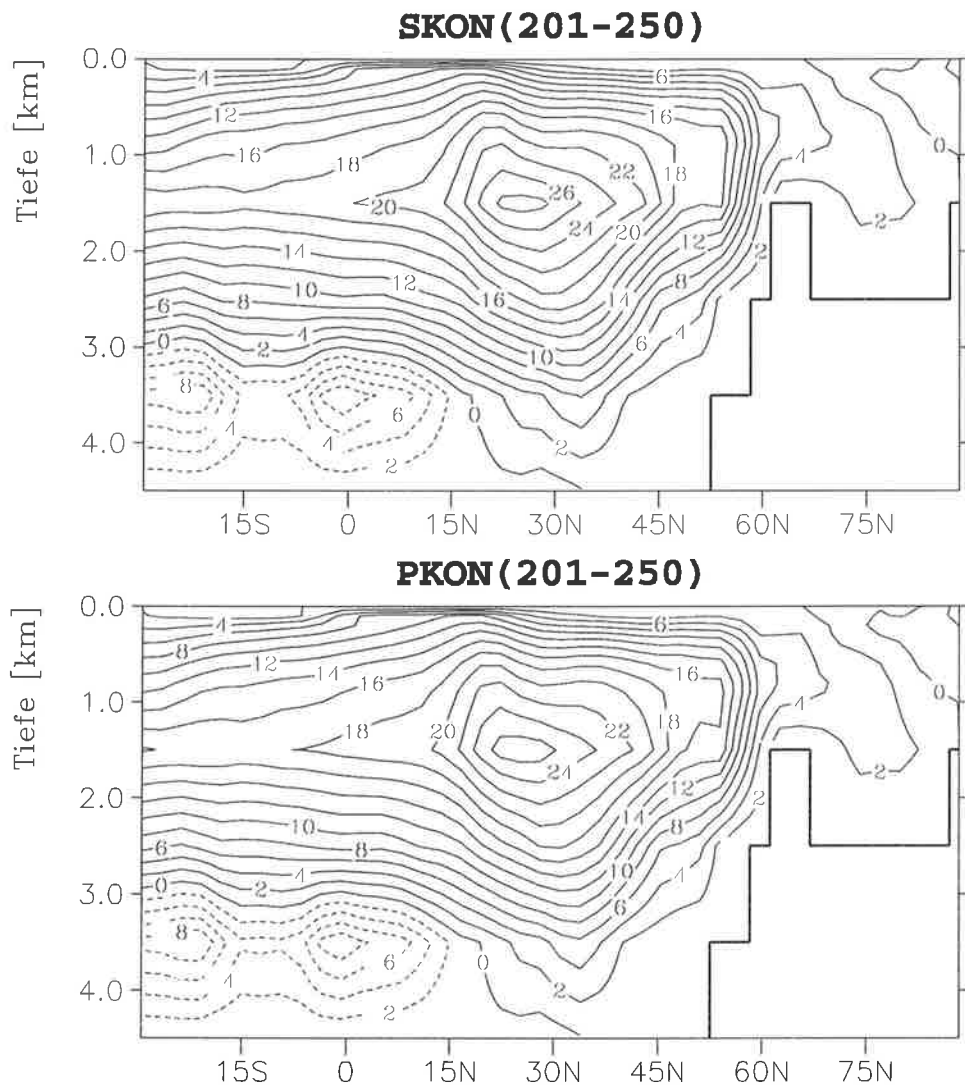


Abbildung 4.18: Zonal integrierte meridionale Stromfunktion [Sv] im Atlantik für die Experimente SKON (oben) und PKON (unten). Positive Werte entsprechen einer Zirkulation im Uhrzeigersinn.

4.5.4 Die interannuale Variabilität

Neben dem in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen mittleren Zustand gehört zur Beschreibung eines Klimazustands auch dessen Variabilität. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel die in den synchron und periodisch-synchron gekoppelten Simulationen des heutigen Klimas SKON und PKON erzeugte interne Variabilität verglichen. Als Basis für die Untersuchungen dienen die Zeitreihen der Jahresmittel.

In den Versuchen mit dem einfachen Energiebilanzmodell zeichnen sich die periodisch-synchron gekoppelten Experimente gegenüber den synchron gekoppelten Experimenten durch stärkere Schwankungen um den mittleren Zustand aus (Kapitel 3.5.2). Dieses Verhalten findet man auch in den Versuchen mit dem gekoppelten Zirkulationsmodell. Als Beispiel ist in Abbildung 4.19 das Verhältnis der Standardabweichungen der Jahresmitteltemperaturen der obersten Ozeanschicht zwischen den Simulationen PKON und SKON für die Jahre 201-250 dargestellt. Im globalen Mittel ergibt sich eine etwa 1.25 mal größere Standardabweichung für das periodisch-synchron gekoppelte Experiment PKON. Die horizontale Verteilung zeigt aber auch Regionen mit Werten unter eins, d.h. mit einer niedrigeren Schwankungsbreite als im synchron gekoppelten Lauf. Besonders hohe Werte treten im Eisrandbereich auf. Bei eisbedeckten Punkten ist die Temperatur konstant auf die Gefrierpunkttemperatur im Modell von $-1.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ gesetzt, so daß in häufig eisbedeckten Gebieten die Standardabweichungen der Temperatur sehr niedrig werden können. Treten in solchen Fällen Abweichungen zwischen den Standardabweichungen beider Experimente auf (z.B. durch unterschiedliche Eisbedeckung), kann das Verhältnis leicht sehr große oder sehr kleine Werte annehmen.

Die Analogie mit dem Energiebilanzmodell in der unterschiedlichen Stärke der Variabilität setzt sich auch in den spektralen Eigenschaften der Variabilität fort. Um die Charakteristik der Variabilität im gekoppelten Zirkulationsmodell zu untersuchen, wurde eine Analyse der Jahres-

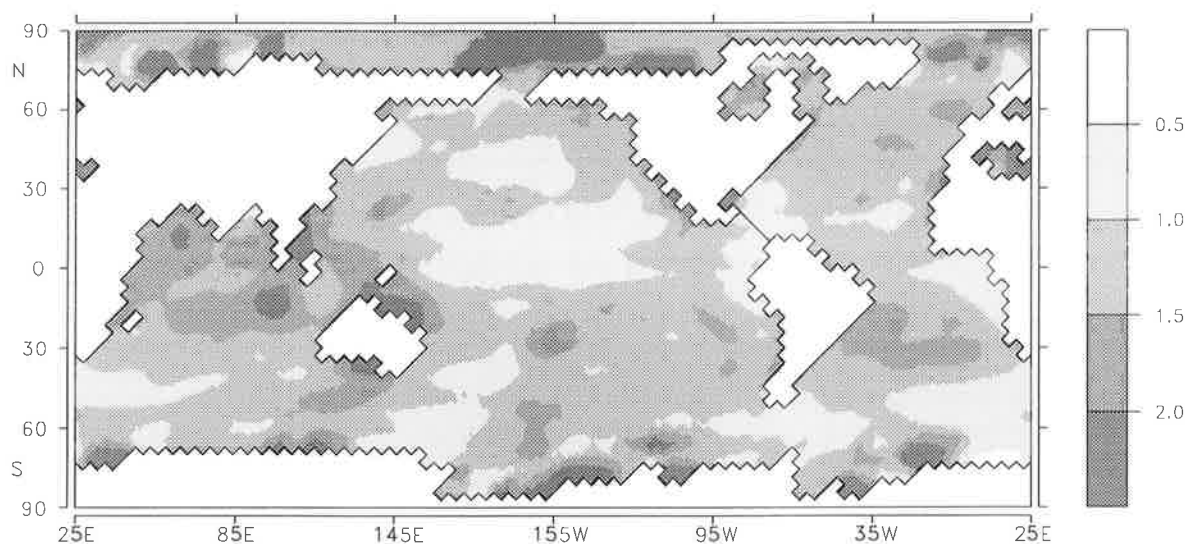


Abbildung 4.19: Verhältnis der Standardabweichungen der Jahresmitteltemperaturen der obersten Ozeanschicht für die Jahre 201-250 zwischen den Experimenten PKON und SKON.

mitteltemperatur der obersten Ozeanschicht mit Hilfe von empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) vorgenommen. Die Felder des Experiments PKON wurden auf die EOF, die dem Experiment SKON bestimmt wurden, projiziert. Somit lassen sich die Zeitreihen der Zeitkoeffizienten beider Experimente besser vergleichen. Bei einer getrennten Analyse beider Experimente stimmen die Muster besonders der beiden führenden EOF mit einer räumlichen Korrelation von 0.87 gut überein. Die folgenden EOF haben in beiden Läufen jeweils nur einen geringen Anteil an der Beschreibung der gesamten Varianz (z.B. weniger als 3.5% für die dritte EOF).

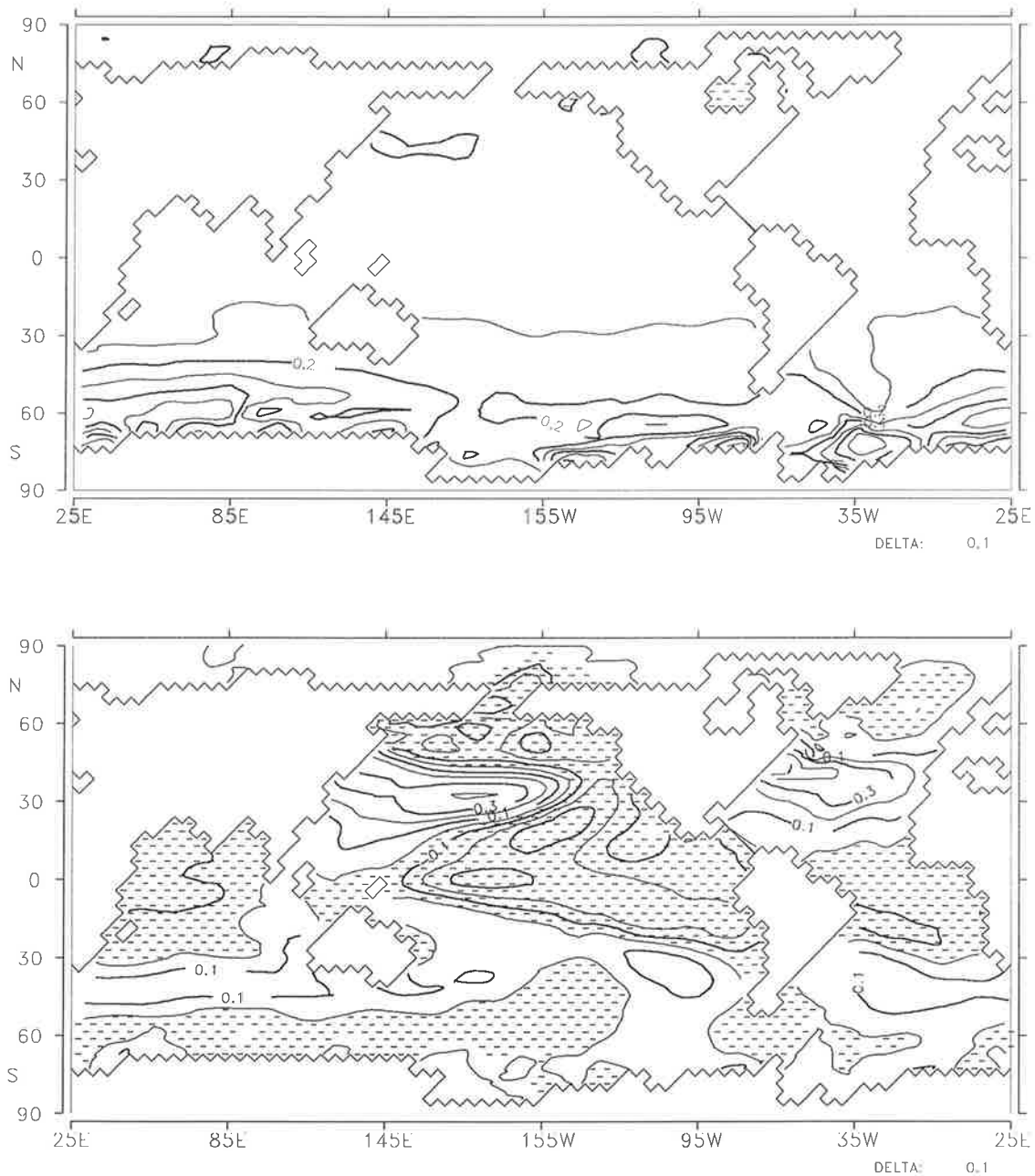


Abbildung 4.20: Muster der ersten (oberes Bild) und der zweiten EOF (unteres Bild) der Jahresmitteltemperatur der obersten Ozeanschicht für das Experiment SKON.

Die erste EOF des Experiments SKON (Abbildung 4.20 oben) erklärt über 39% der gesamten Varianz des Laufs SKON und 22% des Laufs PKON. Das Muster stimmt gut mit dem durch die Klimadrift hervorgerufenen Temperaturänderungssignal überein (vgl. Abbildung 4.5). So zeigen auch die Zeitreihen der Zeitkoeffizienten dieser EOF für beide Modellversionen einen starken Trend (Abbildung 4.21 oben). Das Muster der zweiten EOF mit Maxima im Nordatlantik und Nordpazifik erklärt 6.4% der Varianz (Abbildung 4.20 unten). In den Zeitreihen der Zeit-

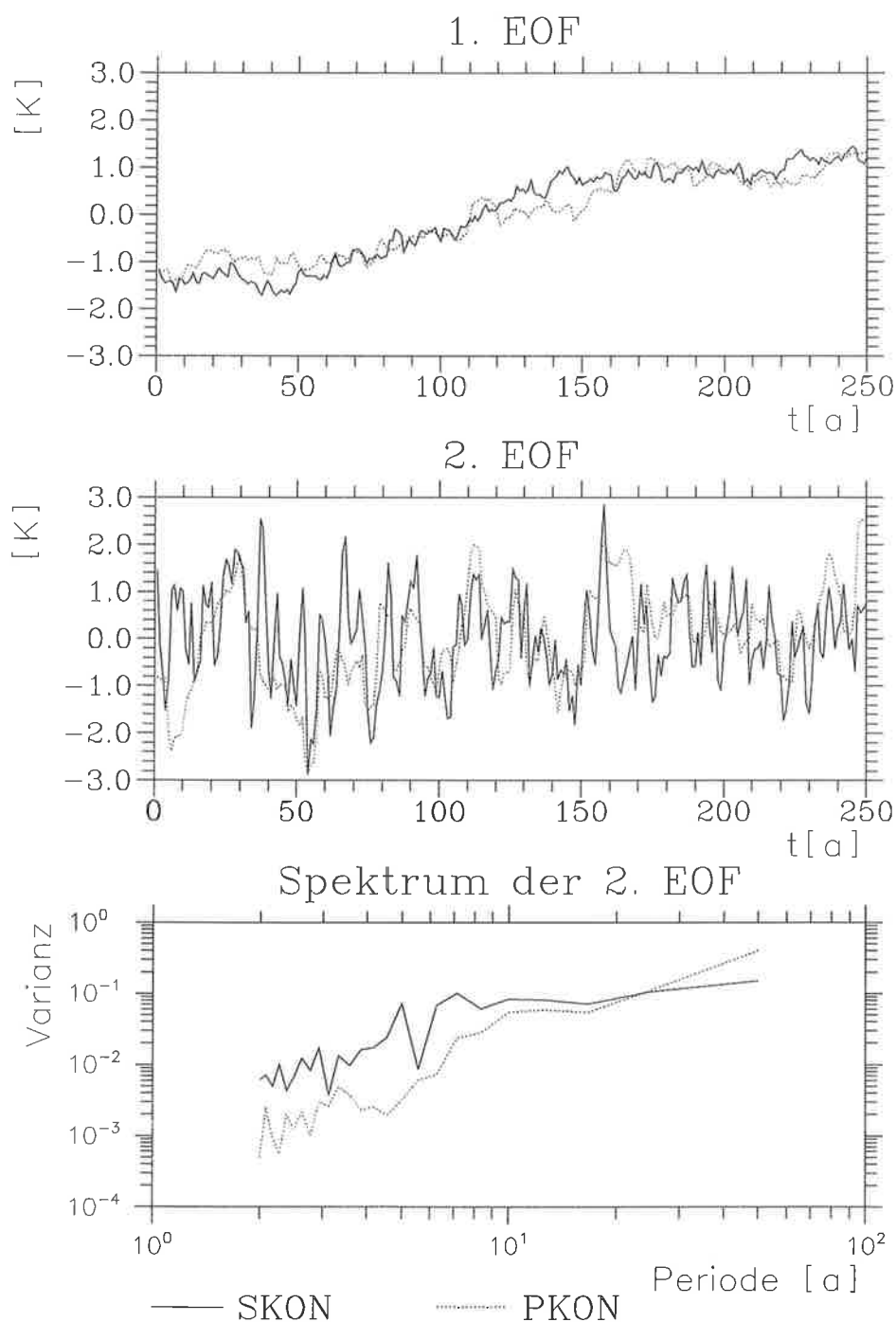


Abbildung 4.21: Zeitreihen der Zeitkoeffizienten der ersten und der zweiten EOF und die zugehörigen Spektren für die Zeitreihen der Zeitkoeffizienten der zweiten EOF.

koeffizienten für die zweite EOF sind Fluktuationen auf verschiedenen Zeitskalen, aber kein eindeutiger Trend zu sehen (Abbildung 4.21 in der Mitte). Bei einer Spektralanalyse dieser Zeitreihen wird deutlich, daß die Varianz für Perioden von zwei bis etwa zehn Jahren im periodisch-synchron gekoppelten Experiment unterschätzt wird. Diese Unterschätzung gilt auch für die zu allen weiteren EOFs gehörenden Zeitreihen. So finden sich auch in den spektralen Eigenschaften der Temperatur des oberen Ozeans die Resultate des einfachen Modells bestätigt (siehe Kapitel 3.5.2). Eine Überschätzung von Schwankungen mit längeren Perioden, wie dort gefunden, ist hier nicht eindeutig belegbar. Für eine klare Aussage mit einer statistischen Absicherung sind die Zeitreihen zu kurz. Damit die Unsicherheit in der Bestimmung der Spektren nicht zu groß wird, wurden nur Perioden zwischen 2 und 50 Jahren untersucht.

Die Ursachen für die unterschiedlichen spektralen Eigenschaften der Variabilität im Ozean liegen in der Bestimmung des Ozeanantriebs im periodisch-synchron gekoppelten Modell. Da während der reinen Ozeanphasen das Jahresmittel der Antriebsfelder unverändert bleibt, kommt es zu einer Verringerung der Varianz mit Perioden im Bereich der Längen dieser Phasen. Dies veranschaulichen Beispiele für die Gebietsmittel des Nordatlantiks (nördlich von 30°N). Sowohl im Experiment SKON als auch im Lauf PKON sind der Frischwasser- und der Wärmefluß durch eine starke interannuale Variabilität geprägt (Abbildung 4.22 oben). In den zugehörigen Spektren ist die erwartete schwächere Repräsentanz von Schwankungen mit kurzen Perioden im Lauf PKON zu erkennen (Abbildung 4.23 oben). Dieses im Ozeanantrieb gefundene Verhalten schlägt sich in der Variabilität der Temperatur und des Salzgehalts des Ozeans nieder. Die entsprechenden Zeitreihen für die oberste Ozeanschicht sind in Abbildung 4.22 unten dargestellt. In den Spektren dieser Zeitreihen wird wie bei den Flüssen eine Unterschätzung der interannualen Variabilität auf Zeitskalen von wenigen Jahren durch das periodisch-synchron gekoppelte Modell sichtbar (Abbildung 4.23 unten).

Neben Salzgehalt und Temperatur, die die Schichtung des Ozeans entscheidend beeinflussen, wirkt als weitere Kopplungsgröße mit geänderten spektralen Eigenschaften die Windschubspannung auf das Strömungsfeld des Ozeans (nicht dargestellt). So kann auch bei der Konvektion im Ozean ein Unterschied in der interannualen Variabilität zwischen beiden Modellversionen erwartet werden. Dies sollte besonders im Nordatlantik deutlich werden, denn hier befinden sich in den Beobachtungen und im Modell Gebiete mit starker Konvektion. Die Zeitreihen des Verlusts an potentieller Energie durch Konvektion zeichnen sich durch eine hohe interannuale Variabilität aus. Diese die Tiefenwasserproduktion im Nordatlantik beschreibende Größe zeigt im Vergleich von beiden Experimenten eine schwächere Variabilität in den kurzperiodischen Schwankungen für das periodisch-synchron gekoppelte Experiment (Abbildung 4.24 linke Seite).

Für die Variabilität in tieferen Ozeanschichten sei hier nur als Beispiel das Ausströmen atlantischen Tiefenwassers in den Südlichen Ozean angeführt. Diese Größe wird durch den Massentransport in 1500 m Tiefe bei 30°S dargestellt (Abbildung 4.24 rechte Seite). Das Ausströmen reicht im Modell bis in diese Tiefe (vgl. Abbildung 4.18). Neben kürzeren Perioden treten auch Schwankungen mit Perioden im Bereich von 100 Jahren auf. Diese langperiodischen Schwankungen werden aber durch die Kürze der Zeitreihe nicht hinreichend aufgelöst. Auch in dieser für die Strömungen im tiefen Ozean charakteristischen Größe spiegelt sich die durch die verän-

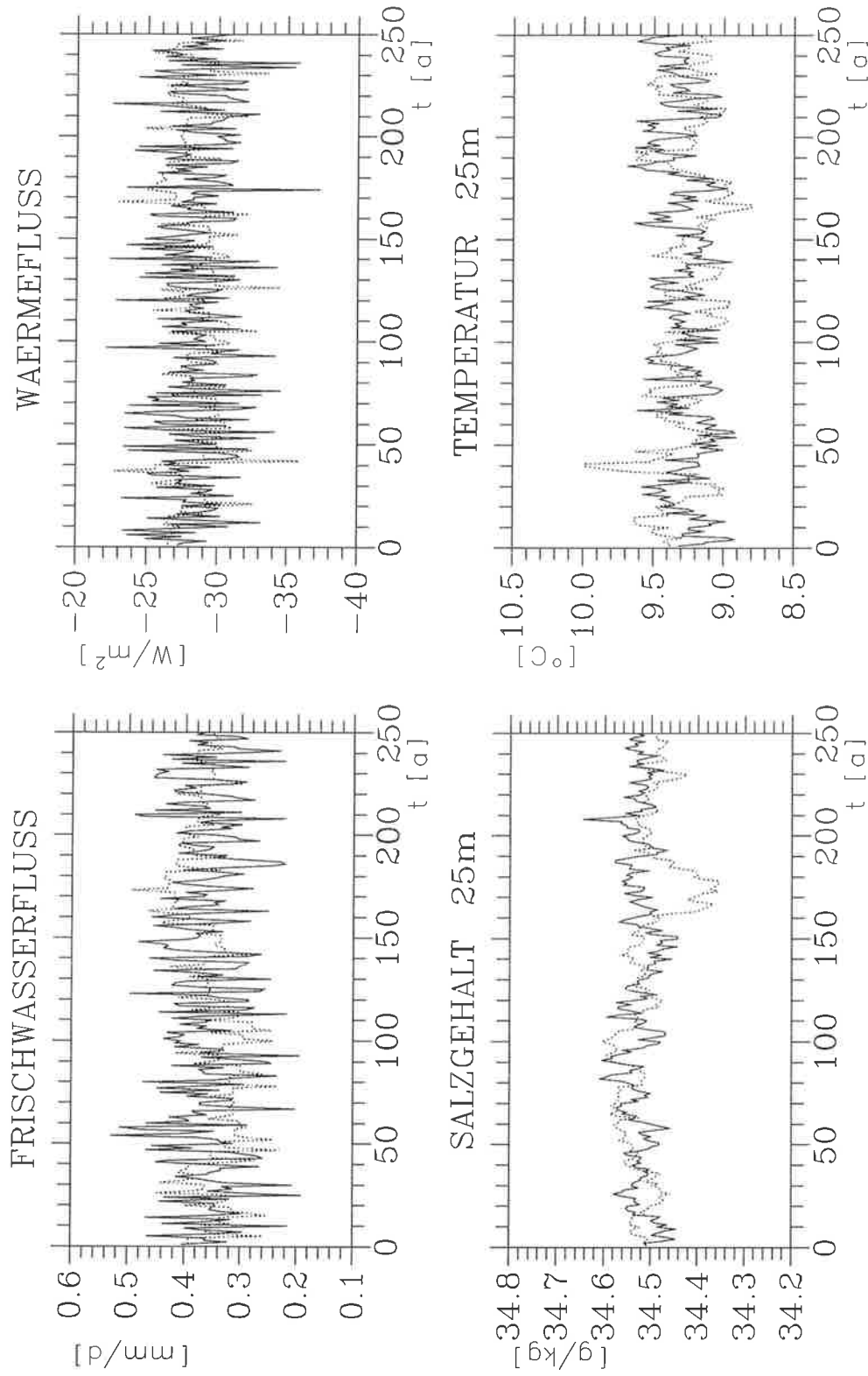


Abbildung 4.22: Zeitliche Entwicklung der über den Nordatlantik (nördlich $30^\circ N$) gemittelten Größen für die Experimente SKON (durchgezogene Kurven) und PKON (gepunktete Kurven).

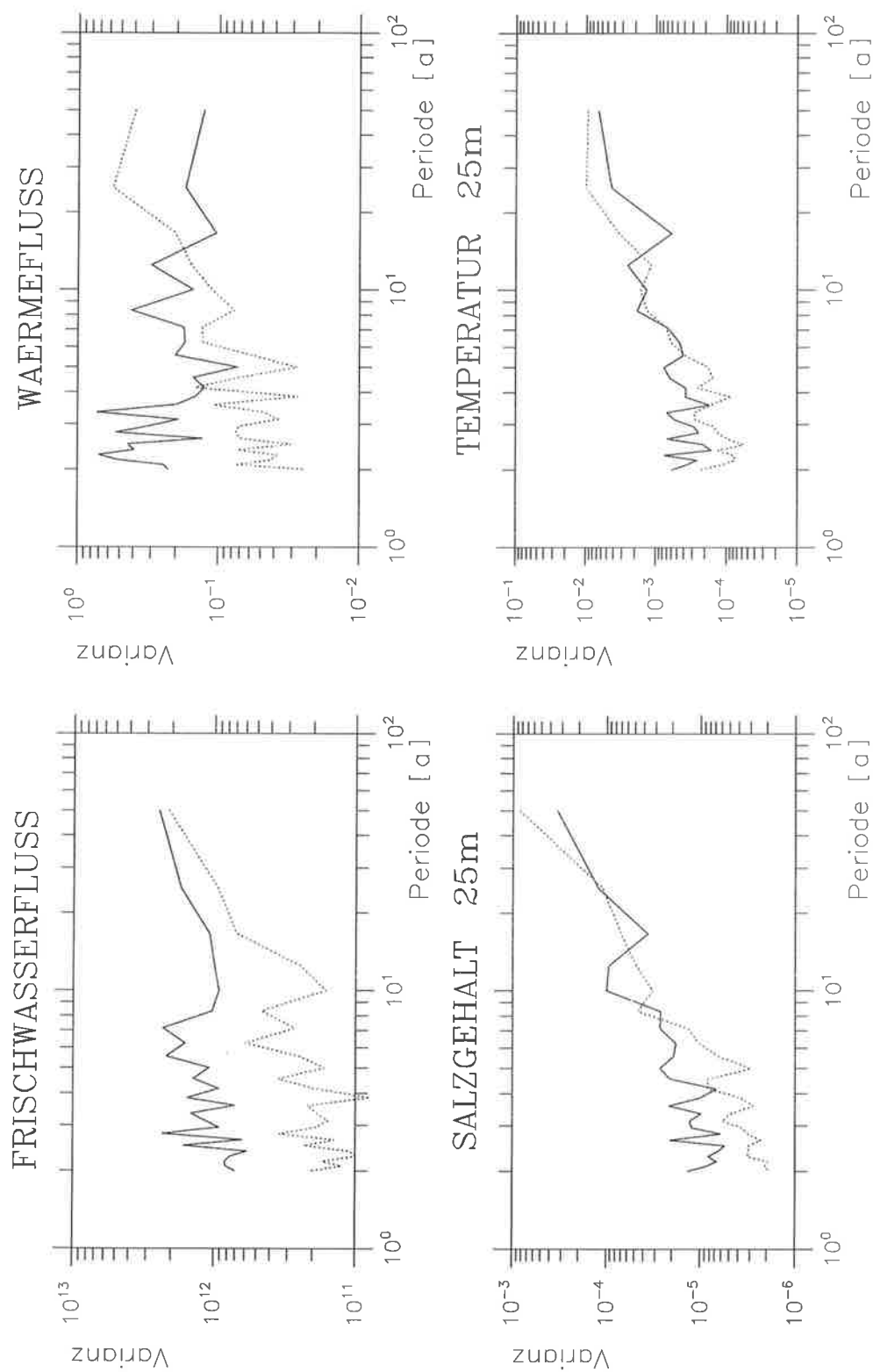


Abbildung 4.2.3: Spektren der in Abbildung 4.2.2 dargestellten Zeitreihen für die Experimente SKON (durchgezogene Kurven) und PKON (gepunktete Kurven).

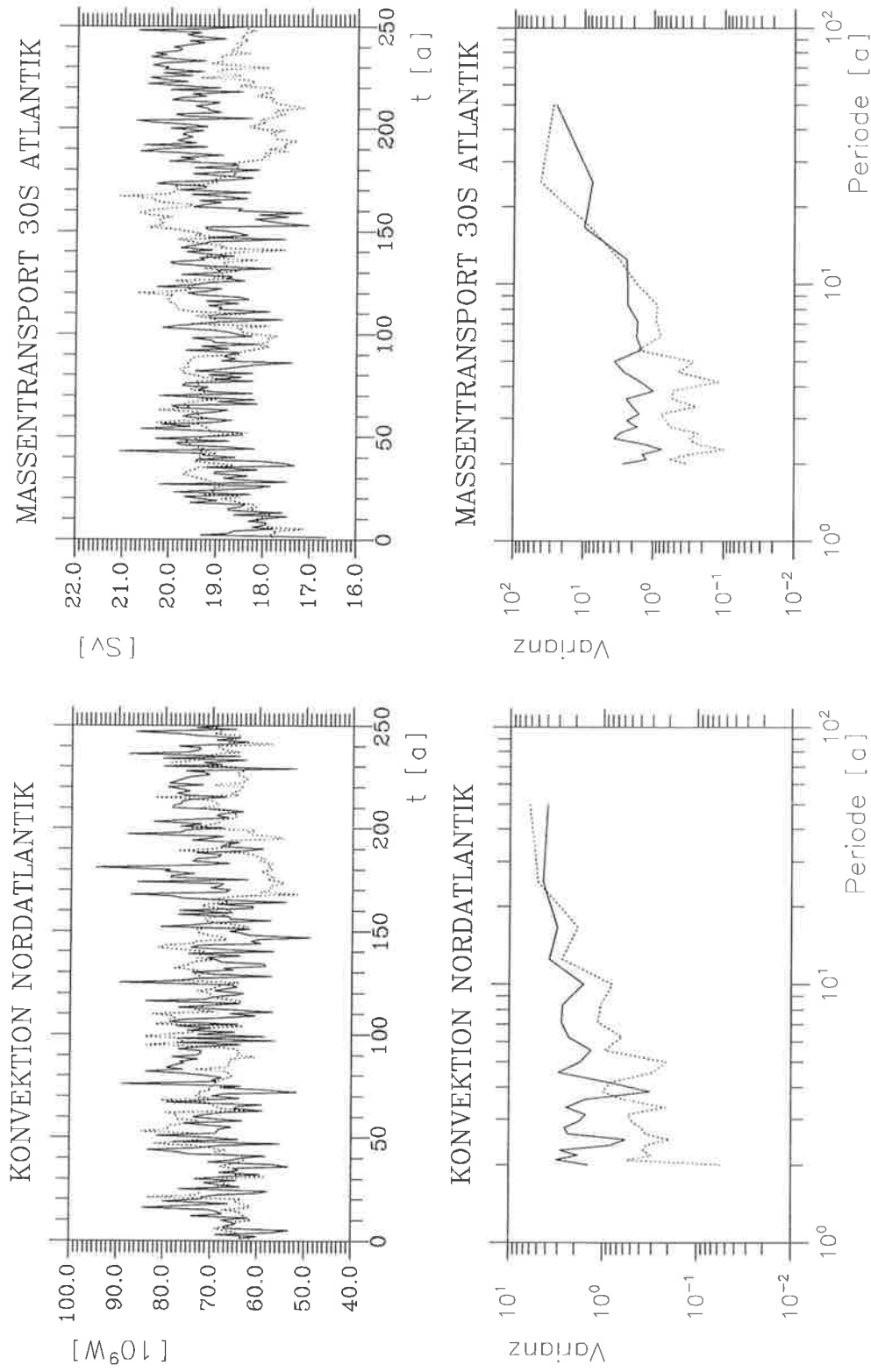


Abbildung 4.24: Zeitreihen des Verlustes an potentieller Energie durch Konvektion im Nordatlantik und des Massentransports in 1500 m Tiefe und 30°S aus dem Atlantik in den Südlichen Ozean für die Experimente SKON (durchgezogene Kurven) und PKON (gepunktete Kurven). Im unteren Teil sind die zugehörigen Spektren dargestellt.

der Eigenschaften des Ozeantriebs induzierte Unterschätzung der kurzperiodischen Schwankungen wider.

Wie für einige Größen exemplarisch gezeigt, treten im periodisch-synchron gekoppelten Zirkulationsmodell in Analogie zu den Ergebnissen der Experimente mit dem einfachen Modell (Kapitel 3.5.2) Veränderungen in der interannualen Variabilität des Modells gegenüber dem synchron gekoppelten Modell auf. Schwankungen mit Periodenlängen zwischen zwei und etwa zehn Jahren werden im periodisch-synchron gekoppelten Modell, bedingt durch die Wahl des Ozeantriebs während der reinen Ozeanphasen, zu schwach wiedergegeben. Dieses Verhalten findet sich im Zirkulationsmodell in verschiedenen Größen sowohl im oberen wie im tiefen Ozean wieder. Die Angaben gelten nur für die im Beispiel verwendeten Parameter, denn der Periodenbereich der geschwächten Variabilität ist vom Gewichtsfaktor g der Atmosphäre-Ozeanflüsse und der Länge der reinen Ozeanphasen τ_{oze} abhängig, wie für das einfache Modell gezeigt (Kapitel 3.5.2). Die im periodisch-synchron gekoppelten Energiebilanzmodell zu stark wiedergegebenen langen Perioden lassen sich im gekoppelten Zirkulationsmodell aufgrund der mit 250 Jahren zu kurzen Zeitreihen nicht eindeutig nachweisen.

Daß die kurzperiodischen Schwankungen einen Einfluß auf die langperiodische Variabilität haben, wurde in Experimenten mit dem ungekoppelten Ozean-Zirkulationsmodell LSG von Mikolajewicz und Maier-Reimer (1990) gezeigt. Als Randbedingungen für das Modell wurden klimatologische Verteilungen der Windschubspannung und der Temperatur vorgegeben. Als weiterer Ozeantrieb dienten Frischwasserflüsse, die sich aus klimatologischen Monatsmitteln und einem Term, der weißes Rauschen enthielt, zusammensetzten. Mit Hilfe dieser Antriebsfelder zeigte das LSG eine verstärkte Variabilität mit einer Periode von 320 Jahren, die in einem entsprechenden Experiment ohne das weiße Rauschen nicht auftrat.

4.6 Die Klimaänderungen

4.6.1 Die zeitliche Entwicklung

In diesem Kapitel sollen die Reaktionen des synchron und periodisch-synchron gekoppelten Modells auf einen Anstieg der äquivalenten CO_2 -Konzentration untersucht werden. Der CO_2 -Gehalt steigt den IPCC Szenarium A folgend bis zur Verdopplung nach 60 Jahren und bleibt für die folgenden Jahre konstant (siehe Kapitel 4.4).

Die Änderung der global gemittelten oberflächennahen (2 m) Lufttemperatur ist in Abbildung 4.25 für die synchron und periodisch-synchron gekoppelten Klimaänderungsexperimente SSZE und PSZE sowie für das synchron gekoppelte Experiment mit konstanter CO_2 -Konzentration SKON dargestellt. Das Mittel über die ersten 10 Jahre des Experiments SKON ist jeweils abgezogen. Da im Experiment PSZE keine kontinuierliche Zeitreihe der Atmosphärendaten vorliegt, sind die Mittel der jeweils letzten 12 Monate der synchron gekoppelten Phasen als Punkte dargestellt. In beiden Klimaänderungsexperimenten ist die Temperatur bis zum Zeitpunkt der CO_2 -Verdoppelung um etwa 1.5 K angestiegen. Die Erwärmung liegt im Rahmen der Abschätzungen des IPCC (Houghton et al., 1990). Der Temperaturanstieg erfolgt, besonders im Experiment PSZE, langsamer als im "best estimate" des IPCC abgeschätzt. Zum Zeitpunkt der CO_2 -Verdoppelung liegt die Temperaturerhöhung aber deutlich über der unteren Abschätzung der Erwärmung ("low estimate") von 1.1 K. Auch entsprechende Experimente anderer Gruppen zeigen eine ähnliche zeitliche Entwicklung (z.B. Houghton et al., 1992; Murphy und Mitchell, 1995). In der älteren Version des Modells ECHAM1/LSG (Cubasch et al., 1992) betrug die ent-

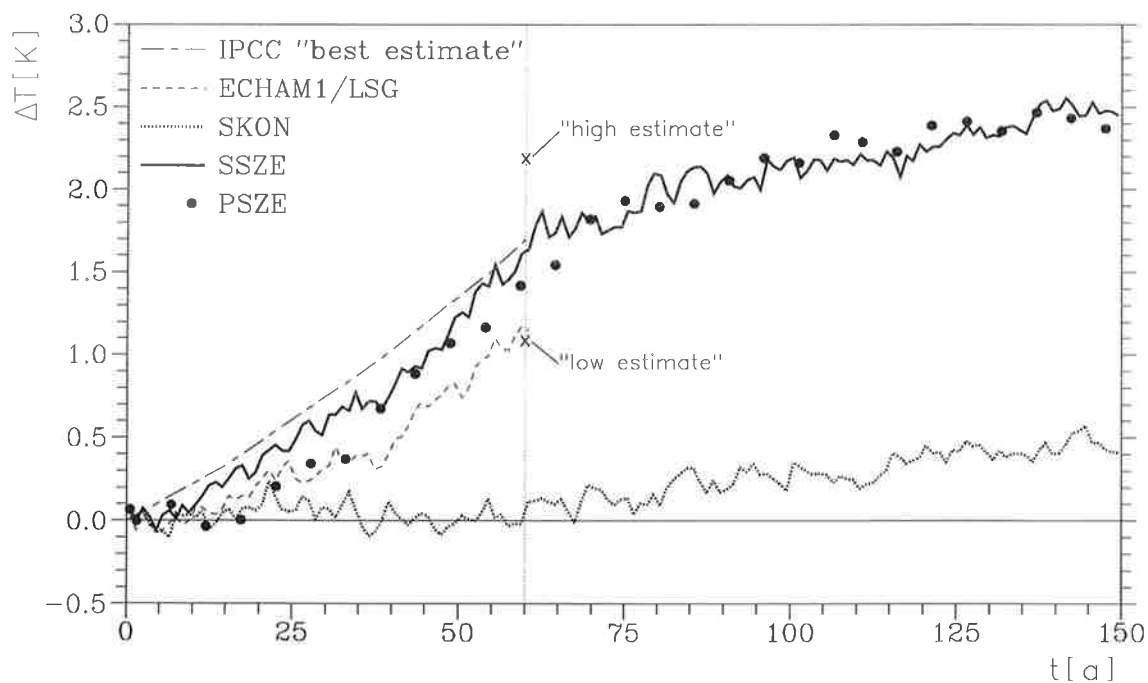


Abbildung 4.25: Zeitliche Entwicklung der Abweichung der global gemittelten oberflächennahen Lufttemperatur vom Mittel über die ersten 10 Jahre des Experiments SKON sowie die entsprechenden Abschätzungen des IPCC (Houghton et al., 1990).

sprechende Temperaturerhöhung bei CO₂-Verdoppelung mit dem gleichen Szenarium etwa 1.2 K (gestrichelte Kurve in Abbildung 4.25).

Die relativ schwache Erwärmung der gezeigten Klimaänderungsexperimente besonders in der Anfangsphase kann teilweise auf einen sogenannten "Kaltstartfehler" zurückgeführt werden. Die Klimaänderungsexperimente werden zu einem Zeitpunkt gestartet (bei den hier betrachteten Fällen 1985), der nicht am Anfang des CO₂-Anstiegs liegt. Diese unberücksichtigte Vorgeschichte kann besonders beim Ozean zu Fehlern führen, denn durch seine langen Anpassungszeiten kann der langsame Anstieg der CO₂-Konzentration seit Beginn der Industrialisierung auch Auswirkungen auf die Erwärmung in der Zukunft haben. Abschätzungen des Kaltstartfehlers für den Lauf mit dem Modell ECHAM1/LSG führten Hasselmann et al. (1993) mit Hilfe eines einfachen Modells durch. Mit der Korrektur des abgeschätzten Kaltstartfehlers folgt die Erwärmung im Modell ECHAM1/LSG nahezu dem "best estimate" des IPCC. So erscheint es möglich, daß auch die mit ECHAM3/LSG durchgeführten Läufe (SSZE und PSZE) unter Einbeziehung des Kaltstartfehlers eine stärkere Erwärmung zeigen.

Obwohl in den nach der CO₂-Verdoppelung folgenden Jahren der CO₂-Gehalt konstant bleibt, steigt die oberflächennahe Lufttemperatur in beiden Experimenten weiter bis auf etwa 2.4 K nach 150 Jahren. Diese Erwärmung ist stärker als durch die Klimadrift zu erwarten ist. Diese Drift ist für die beiden entsprechenden Simulationen mit konstantem CO₂-Gehalt SKON und PKON während der ersten 150 Jahre etwa 0.5 K (vgl. Abbildung 4.4). Vorrausgesetzt die Klimaänderungsexperimente unterliegen einer sehr ähnlichen Drift, muß die Temperaturänderung von etwa 1 K zwischen den Jahren 60 und 150 auch andere Ursachen haben. Ein Grund für den weiteren Anstieg sind Anpassungsprozesse im Ozean, die auf Zeitskalen von Dekaden bis zu Jahrhunderten ablaufen.

Die Erwärmung im Ozean aufgrund des CO₂-Anstiegs ist von der Tiefe abhängig. Man sieht eine deutliche Abnahme der Erwärmung mit zunehmender Tiefe (Abbildung 4.26). In Abbildung 4.27 sind hierzu die Temperaturänderungen in 25 m und 2000 m Tiefe gegenübergestellt. In der obersten Schicht (25 m) wird in beiden Läufen nach 150 Jahren ein Wert von 1.7 K erreicht. Dies ist etwa das Fünffache der Erwärmung in 2000 m Tiefe. Verglichen mit der Drift der Simulationen SKON und PKON in den ersten 150 Jahren von ca. 0.3 K in 25 m Tiefe und ca. 0.18 K in 2000 m Tiefe (Abbildung 4.7), ist die Erwärmung in den Klimaänderungsläufen deutlich höher. Der zeitliche Verlauf der Erwärmung wird durch das Experiment PSZE mit einer leichten Verzögerung gegenüber dem synchron gekoppelten Lauf SSZE wiedergegeben. Deutlich wird dies besonders in den tieferen Ozeanschichten (Abbildung 4.26). Diese um wenige Jahre verspätete Reaktion kann ihre Ursache in der Bestimmung des Ozeanantriebs für die reinen Ozeanphasen haben. Zur Berechnung der Antriebsfelder werden nur Informationen aus vorangegangenen synchron gekoppelten Phasen herangezogen. Es wird keine zukünftige Änderung durch zum Beispiel Berechnung von Änderungsraten der Antriebsfelder berücksichtigt.

Ein weiterer besonders sensibler Parameter für Klimaänderungen ist das Meereis. Die zeitliche Entwicklung des Eisvolumens und der eisbedeckten Fläche der Südhalbkugel werden durch die starke Drift und nicht durch ein Klimaänderungssignal geprägt (Abbildung 4.28). Die Abnahme von Eisbedeckung und Eisvolumen in den Klimaänderungsläufen ist vergleichbar mit den entsprechenden zeitlichen Entwicklungen der Experimente mit konstantem CO₂-Gehalt SKON

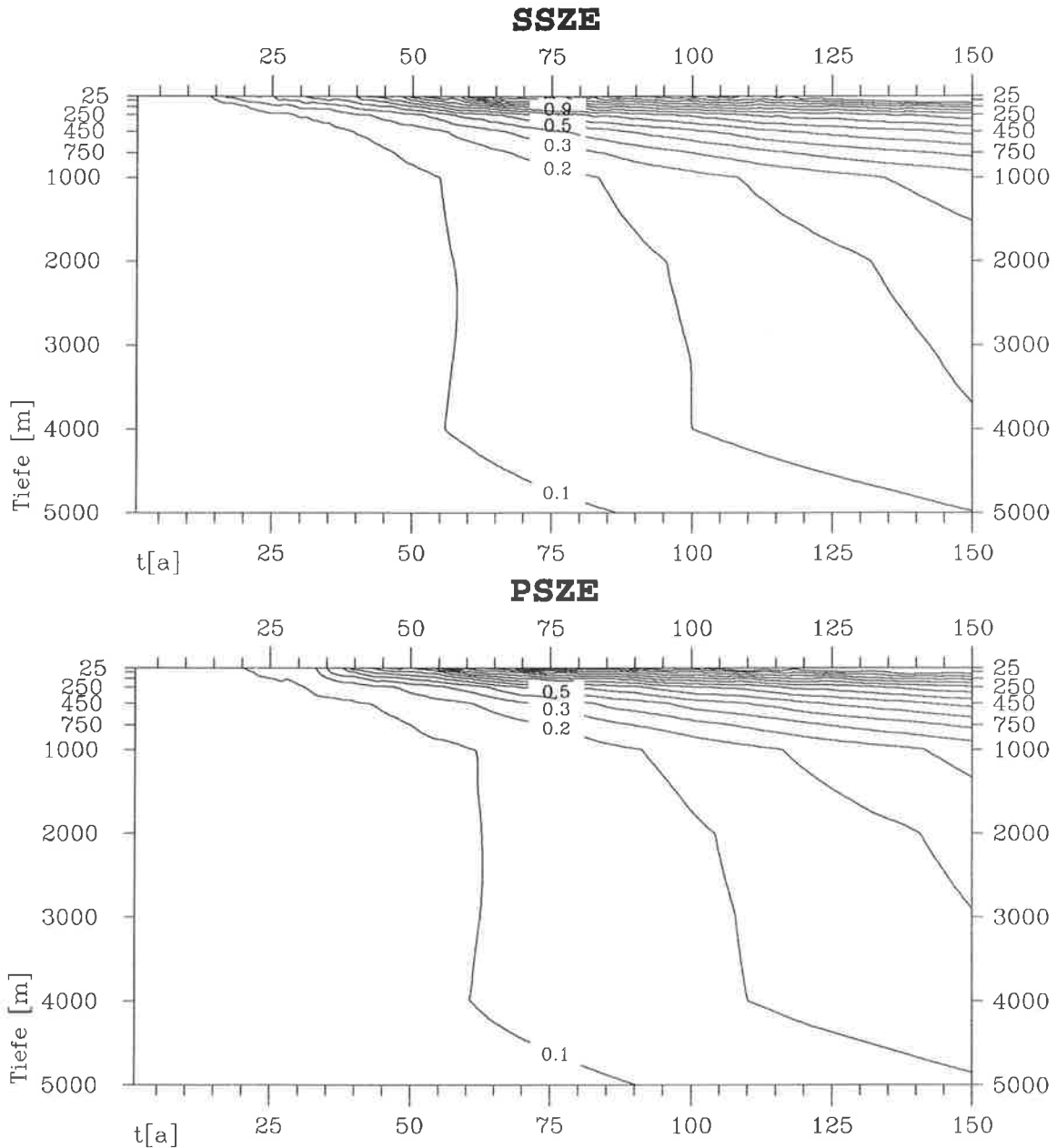


Abbildung 4.26: Zeitliche Entwicklung der Abweichung der horizontal gemittelten Ozeantemperaturen [K] vom entsprechenden Mittel über die ersten 10 Jahre des Experiments SKON. Isolinien: ± 0.1 , ± 0.2 , ± 0.3 , ± 0.4 , ± 0.5 , ± 0.6 , ± 0.7 , ± 0.8 , ± 0.9 , ± 1.0 , ± 1.1 , ± 1.2 , ± 1.3 , ± 1.4 , ± 1.5 , ± 2.0 , ± 2.5 , ± 3.0 K.

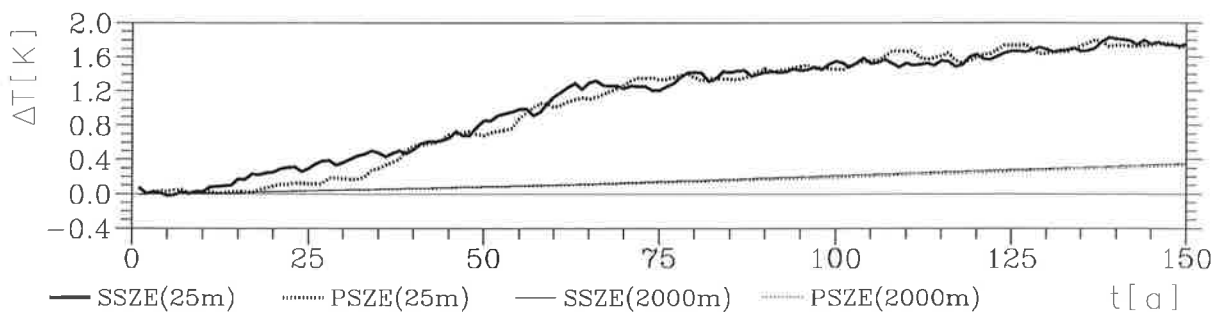


Abbildung 4.27: Zeitliche Entwicklung der Abweichung der horizontal gemittelten Ozeantemperaturen in 25 m und 2000 m Tiefe vom entsprechenden Mittel über die ersten 10 Jahre des Laufs SKON.

und PKON (vgl. Abbildung 4.6). Auf der Nordhalbkugel reduziert sich die eisbedeckte Fläche während der betrachteten Simulationsdauer von 150 Jahren um etwa 10%, während das Eisvolumen um etwa 20% zurückgeht. Beide Modellläufe beschreiben eine sehr ähnliche Entwicklung.

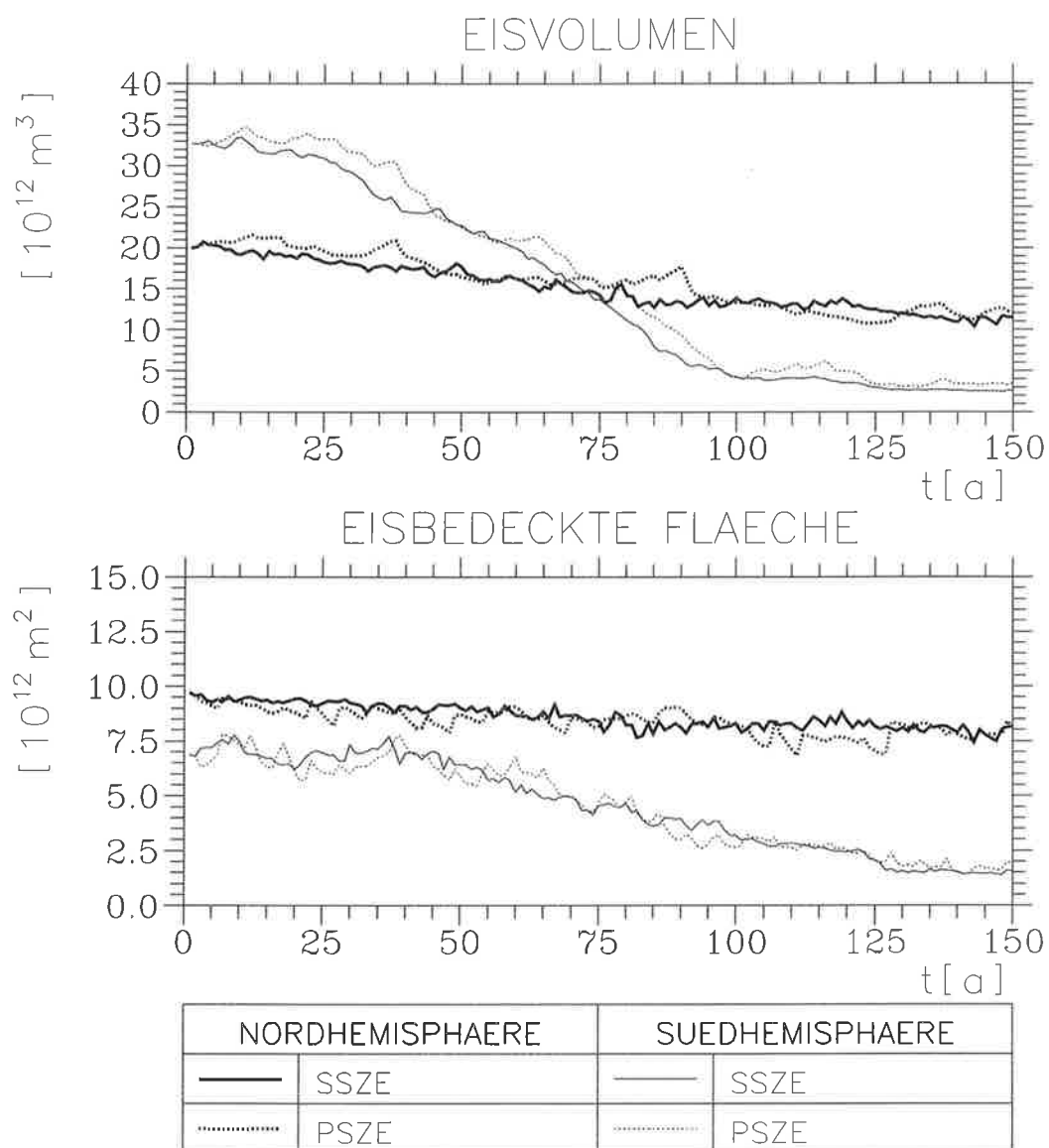


Abbildung 4.28: Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel des Eisvolumens und der eisbedeckten Fläche für die Experimente SSZE und PSZE.

4.6.2 Das Klimaänderungsmuster

Die Klimaänderungen in den Experimenten SSZE und PSZE aufgrund des CO₂-Anstiegs zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen entsprechender Simulationen anderer gekoppelter Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodelle (z.B. Washington und Meehl, 1989; Cubasch et al., 1992; Houghton et al. 1992; Murphy und Mitchell, 1995). Im folgenden sollen einige wichtige Veränderungen im Klima zwischen den Experimenten SSZE und PSZE verglichen werden.

In Abbildung 4.29 ist das räumliche Muster der oberflächennahen Lufttemperatur für die Jahre 51-60 und 141-150 des Experiments SSZE dargestellt. Abgezogen wurden jeweils die Mittel der Jahre 1-10 des synchron gekoppelten Experiments mit heutigem CO₂-Gehalt SKON (Abbildung 4.5 oben). Sowohl in den 10 Jahren bis zur CO₂-Verdoppelung, als auch in den Jahren 141-150 ist die Erwärmung über den Landgebieten der Nordhemisphäre und der polaren Gebiete beider Hemisphären am stärksten. Der Temperaturanstieg im Bereich des antarktischen Meereises ist nicht nur ein Effekt der Klimaänderung durch den CO₂-Anstieg, sondern tritt teilweise auch in den Experimenten mit konstantem CO₂-Gehalt auf (siehe Abbildung 4.5). Wie in Abbildung 4.28 zu sehen ist, zeigt sich dieser zusätzliche Effekt besonders in den Jahren 141-150, denn erst nach etwa 60 Jahren setzt ein starker Rückgang des antarktischen Meereises ein.

Lokale Minima der Erwärmung treten über dem Nordatlantik und dem Nordpazifik auf. Auch dies wird in anderen gekoppelten Zirkulationsmodellen beobachtet. So bringen Mikolajewicz et al. (1994) bei einer Untersuchung der Ergebnisse eines entsprechenden Experiments mit der älteren Version des hier verwendeten Modells (ECHAM1/LSG, Cubasch et al., 1992) die geringere Erwärmung an der Oberfläche des Nordatlantiks mit einer Schwächung der thermohalinen Zirkulation im Nordatlantik in Zusammenhang. Im mittleren und nördlichen Nordatlantik nimmt der Salzgehalt im oberen Ozean ab, und die Schichtung wird stabiler. Somit wird hier weniger Tiefenwasser gebildet und die Mischungsschicht wird besonders im Winter flacher. Außerdem wird in den subtropischen Auftriebsgebieten durch eine verstärkte Verdunstung der Salzgehalt erhöht. Durch die Schwächung der Zirkulation wird weniger Wärme in den oberflächennahen Schichten nach Norden transportiert (siehe auch Kapitel 4.7.2).

Die räumliche Korrelation zwischen den Mustern der Lufttemperatur der Dekade 51-60 und 141-150 beträgt 0.57. Der Vergleich zwischen Land- und Meergebieten zeigt eine deutlich schlechtere Korrelation über Land. Die dominanten Kennzeichen des Erwärmungsmusters der Jahre 51-60 treten in der entsprechenden Verteilung der Jahre 141-150 verstärkt hervor.

Um den atmosphärischen Zustand der beiden Klimaänderungsläufe zu vergleichen, wurden die Mittel der Dekade 141-150 der Experimente SSZE und PSZE* ausgewertet. Die synchron gekoppelte Integration PSZE* startet vom Zustand, den das periodisch-synchron gekoppelte Experiment PSZE nach 140 Jahren erreicht hat. Somit stehen zwei Datensätze für die Atmosphäre mit einem gleichen Umfang zur Verfügung. Dies erleichtert den Vergleich, da im periodisch-synchron gekoppelten Experiment PSZE nur zwei vollständige synchron gekoppelte Phasen (d.h. zwei vollständige Jahreszyklen der Atmosphärendaten) in das zu untersuchende Intervall fallen. Der Zustand des Ozeans in den Jahren 141-150 in den Experimenten PSZE und PSZE* ist nahezu identisch. Abweichungen, wie sie zum Beispiel in den Experimenten SKON und

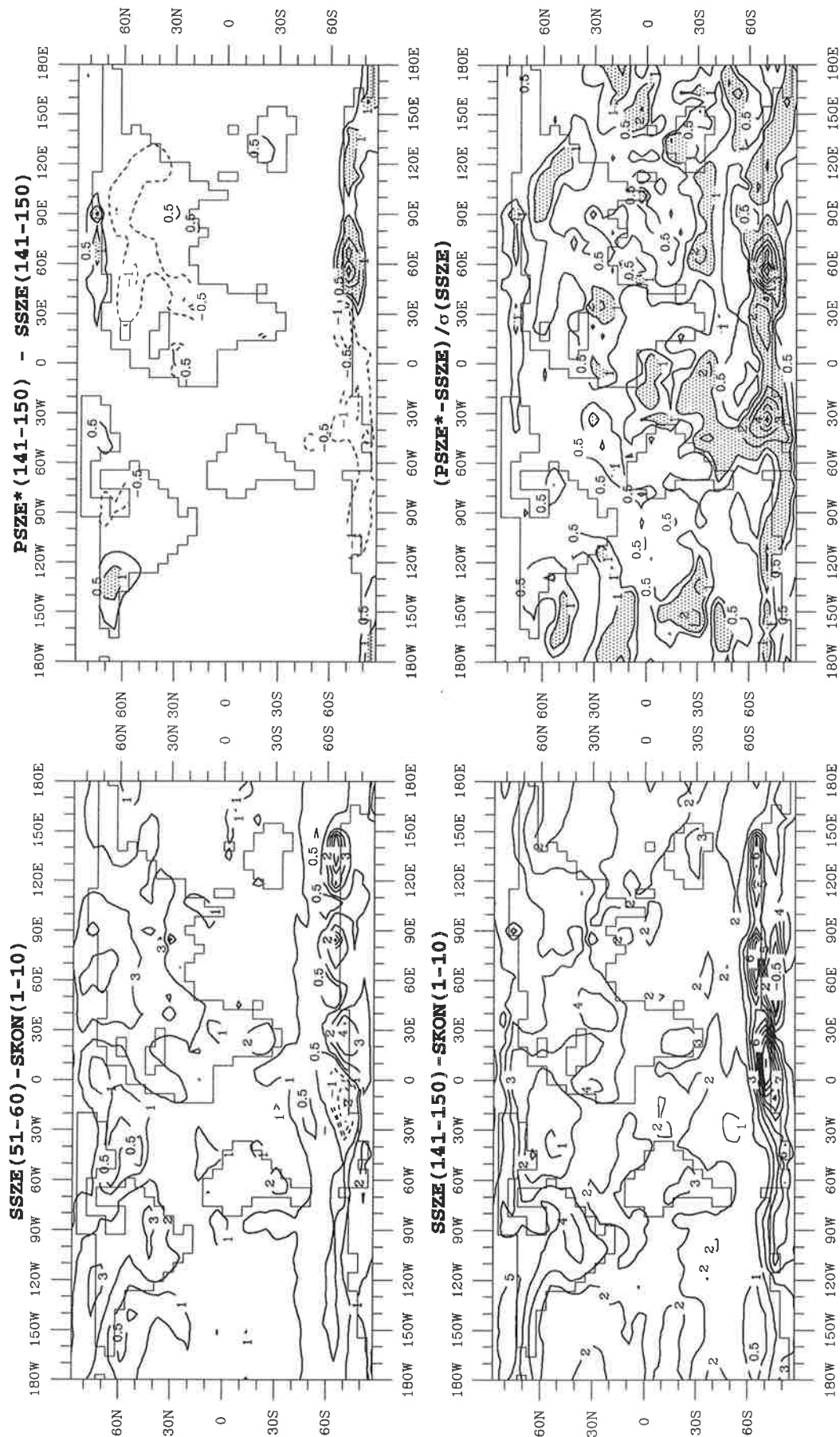


Abbildung 4.29: Änderung der oberflächennahen Lufttemperatur des Experiments SSZE (links) bezogen auf die erste Dekade des Experiments SKON sowie die Unterschiede zwischen PSZE* und SSZE als Differenzen und in Einheiten der Standardabweichungen der Jahresmittel der Dekade 141-150 des Experiments SSZE (rechts). Isolinien: $\pm 0.5, \pm 1.0, \pm 2.0, \pm 3.0, \pm 4.0, \pm 5.0, \pm 6.0, \pm 7.0, \pm 8.0, \pm 9.0, \pm 10.0$ K.

PKON in den hohen südlichen Breiten zu sehen sind, kommen in dieser kurzen synchron gekoppelten Simulation nicht zum Tragen. Zur Abschätzung der Bedeutung der Unterschiede beider Experimente werden die Differenzen zusätzlich in Einheiten der Standardabweichungen des Experiments SSZE für die Jahre 141-150 dargestellt.

Die Differenzen der oberflächennahen Lufttemperatur zwischen den Läufen SSZE und PSZE* sind in den hohen Breiten am größten (Abbildung 4.29). Auf dem antarktischen Kontinent wird das Maximum mit etwa 2 K erreicht. In den hohen südlichen Breiten überschreiten die Differenzen an einigen Gitterpunkten drei Standardabweichungen der Jahresmittel des Experiments SSZE und fallen damit aus dem Bereich der Variabilität des Referenzexperiments SSZE in dieser Dekade. In allen anderen Gebieten liegen die Abweichungen größtenteils weit unter zwei Standardabweichungen. Das Erwärmungsmuster stimmt hier also für beide Experimente gut überein. Dies spiegelt sich auch in einer sehr hohen räumlichen Korrelation beider Felder, die 0.95 beträgt, wider.

Auch in der freien Atmosphäre findet man das erwartete Klimaänderungssignal mit einer Erwärmung der Troposphäre und einer Abkühlung der Stratosphäre (Abbildung 4.30 und 4.31). Die Maxima der Erwärmung liegen in den höheren Schichten der tropischen Troposphäre und in der unteren Troposphäre der hohen Breiten. Die Erwärmung in den hohen Breiten ist im Winter stärker als im Sommer, während die Temperaturerhöhung in der oberen Troposphäre in der Sommerhemisphäre stärker ist als in der Winterhemisphäre. Die Differenzen zwischen beiden Experimenten sind gemessen an der Standardabweichung des Experiments SSZE für diese Dekade gering. Zwar überschreiten die Abweichungen im Mittel der Monate Juni, Juli, August im Bereich von 30°N zwei Standardabweichungen, aber für alle anderen Breiten und für die mittleren Verteilungen der Monate Dezember, Januar, Februar liegen die Werte zum Teil weit darunter.

Mit den Veränderungen in der Temperaturverteilung der Atmosphäre gehen auch Änderungen des hydrologischen Kreislaufs und des Strömungsfeldes der Atmosphäre einher. Als Beispiel für die atmosphärische Strömung ist hier der mittlere reduzierte Bodendruck der Monate Dezember, Januar und Februar gezeigt (Abbildung 4.32). Auffälligstes Kennzeichen der beiden Klimaänderungsexperimente ist eine Abnahme des Luftdrucks über den hohen nördlichen Breiten. Ein Phänomen, das auch im Nordsummer auftritt (nicht gezeigt). Sowohl Island- als auch Aläutentief verstärken sich im Winter der Nordhemisphäre aufgrund der CO₂-Erhöhung. Die Verstärkung des Islandtiefs ist mit einer leichten Nordostverlagerung verbunden. Gleichzeitig tritt eine leichte Verstärkung des Hochdruckgürtels über Nordamerika, dem Nordatlantik und Südeuropa auf. Diese Änderungen im Bodendruckfeld werden von den beiden Simulationen SSZE und PSZE* erfaßt. Während bei den Differenzen zwischen beiden Läufen Werte von bis zu 4 hPa auftauchen, zeigt der Vergleich mit den Standardabweichungen der Saisonmittel des Laufs SSZE, daß die Übereinstimmungen besonders auf der Nordhalbkugel sehr gut sind.

Die Bewertung der Änderungen im hydrologischen Zyklus gestalten sich durch die hohe Variabilität besonders des Niederschlags als schwierig. Die Änderungen werden auch hier auf die Mittel der ersten Dekade des synchron gekoppelten Experiments mit heutigem CO₂-Gehalt SKON bezogen. Zur Abschätzung der Variabilität ist der Bereich innerhalb von zwei Standardabweichungen der Jahresmittel des Laufs SKON schattiert. Um den Einfluß der Drift abschät-

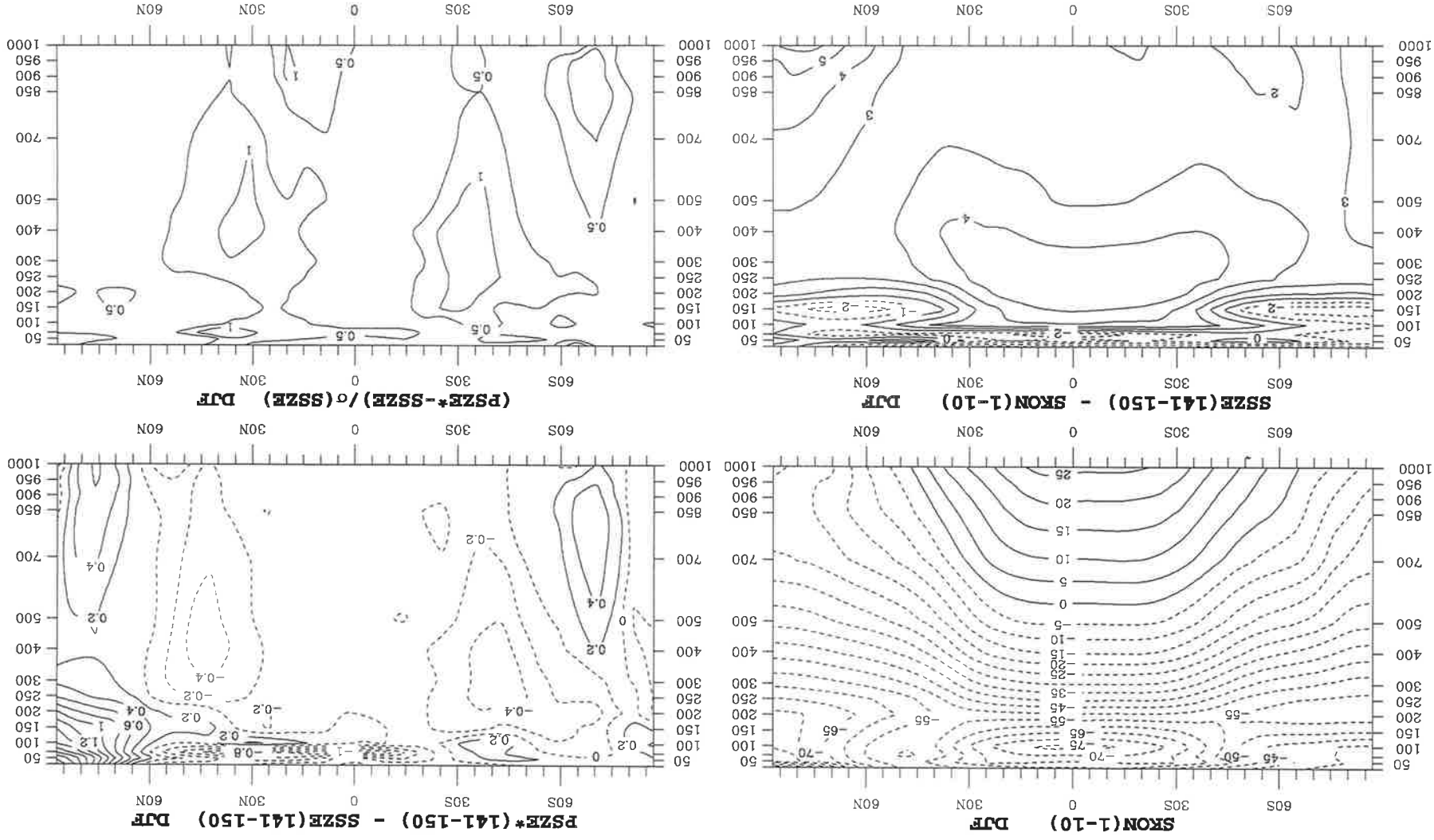


Abbildung 4.30: Zonal gemittelte Temperatur der Monate Dezember, Januar und Februar der ersten Dekade des Experiments SKON (oben) und die Differenzen zwischen den Experimenten SSZE und SKON (links unten). Im rechten Teil sind die Unterschiede zwischen PSZE* und SSZE als Differenzen (rechts oben) und in Einheiten der Standardabweichungen der Jahresmittel für die Dekade 141-150 des Experiments SSZE (rechts unten) dargestellt.

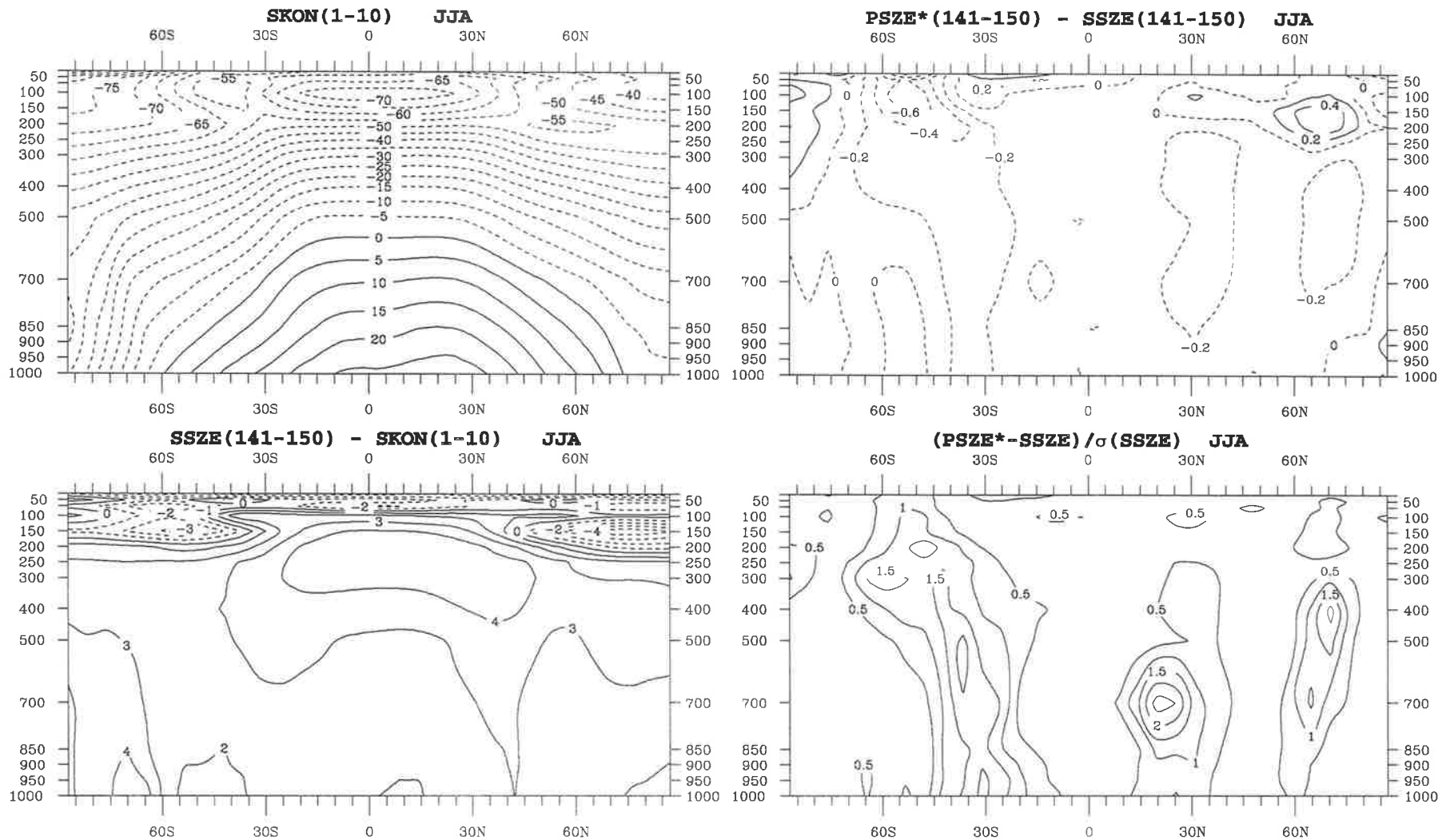


Abbildung 4.31: Zonal gemittelte Temperatur der Monate Juni, Juli und August der ersten Dekade des Experiments SKON (links oben) und die Differenzen zwischen den Experimenten SSZE und SKON (links unten). Im rechten Teil sind die Unterschiede zwischen PSZE* und SSZE als Differenzen (rechts oben) und in Einheiten der Standardabweichungen der Jahresmittel für die Dekade 141-150 des Experiments SSZE (rechts unten) dargestellt.

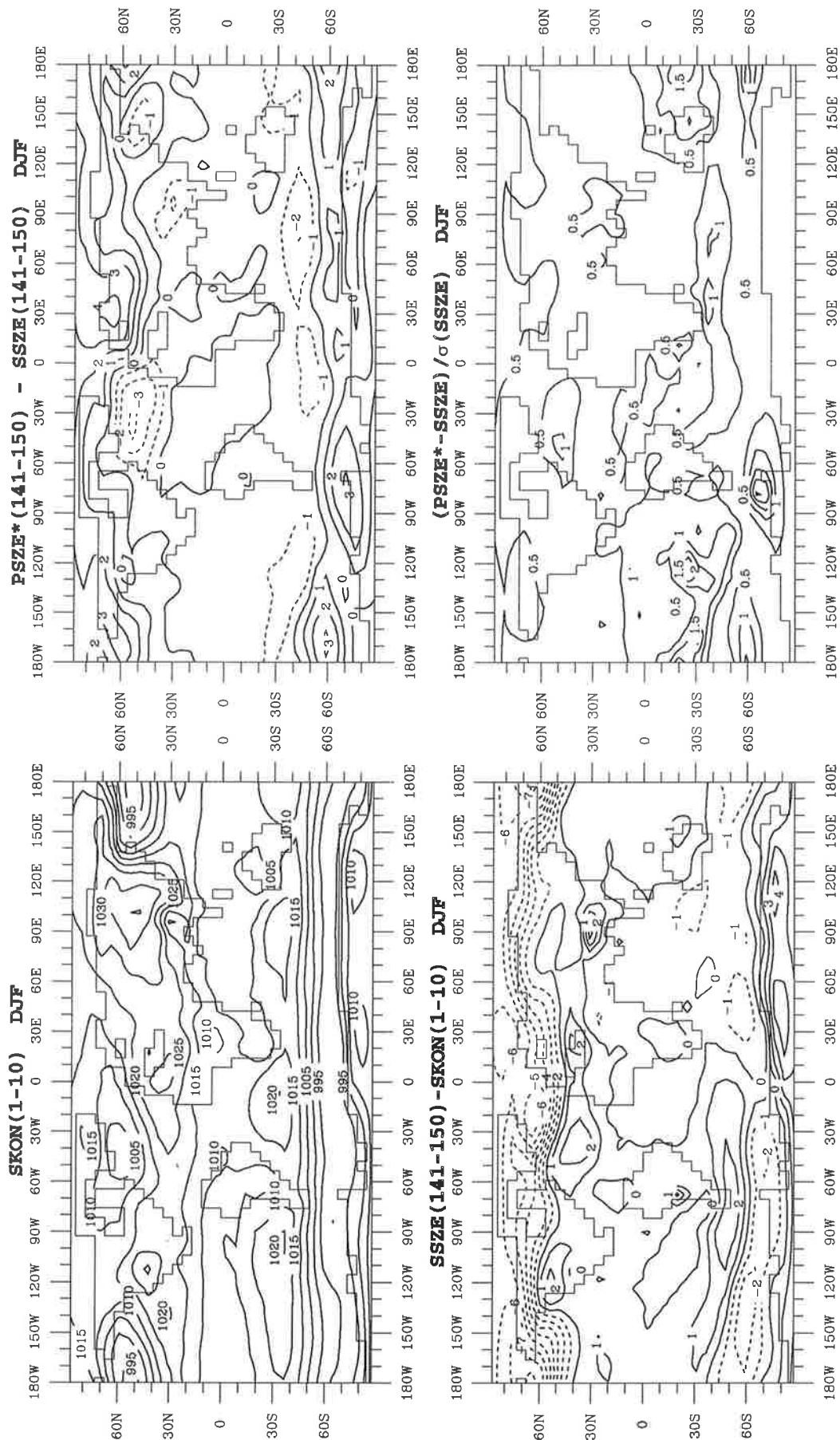


Abbildung 4.32: Reduzierter Bodendruck der Monate Dezember, Januar und Februar der ersten Dekade des Experiments SKON (links oben) und die Differenzen zwischen den Experimenten SSZE und SKON (links unten). Im rechten Teil sind die Unterschiede zwischen PSZE* und SSZE als Differenzen (rechts oben) und in Einheiten der Standardabweichungen der Jahresmittel für die Dekade 141-150 des Experiments SSZE (rechts unten) dargestellt.

zen zu können, ist außerdem das Mittel der Jahre 141-150 des Laufs SKON eingezeichnet (wird in der Abbildung als SKON* bezeichnet).

Außer im Bereich des subtropischen Hochdruckgürtels nimmt der zonal gemittelte Niederschlag der Klimaänderungsläufe in den Jahren 141-150 zu (Abbildung 4.33). Aber nur in den Extratropen sind die Änderungen größer als zwei Standardabweichungen des Laufs SKON. Auch die Verdunstung tendiert in fast allen Breiten zu einer Verstärkung. Im Bereich von 60°S tritt eine Abnahme und weiter südlich bis zum Erreichen des antarktischen Kontinents eine Zu-

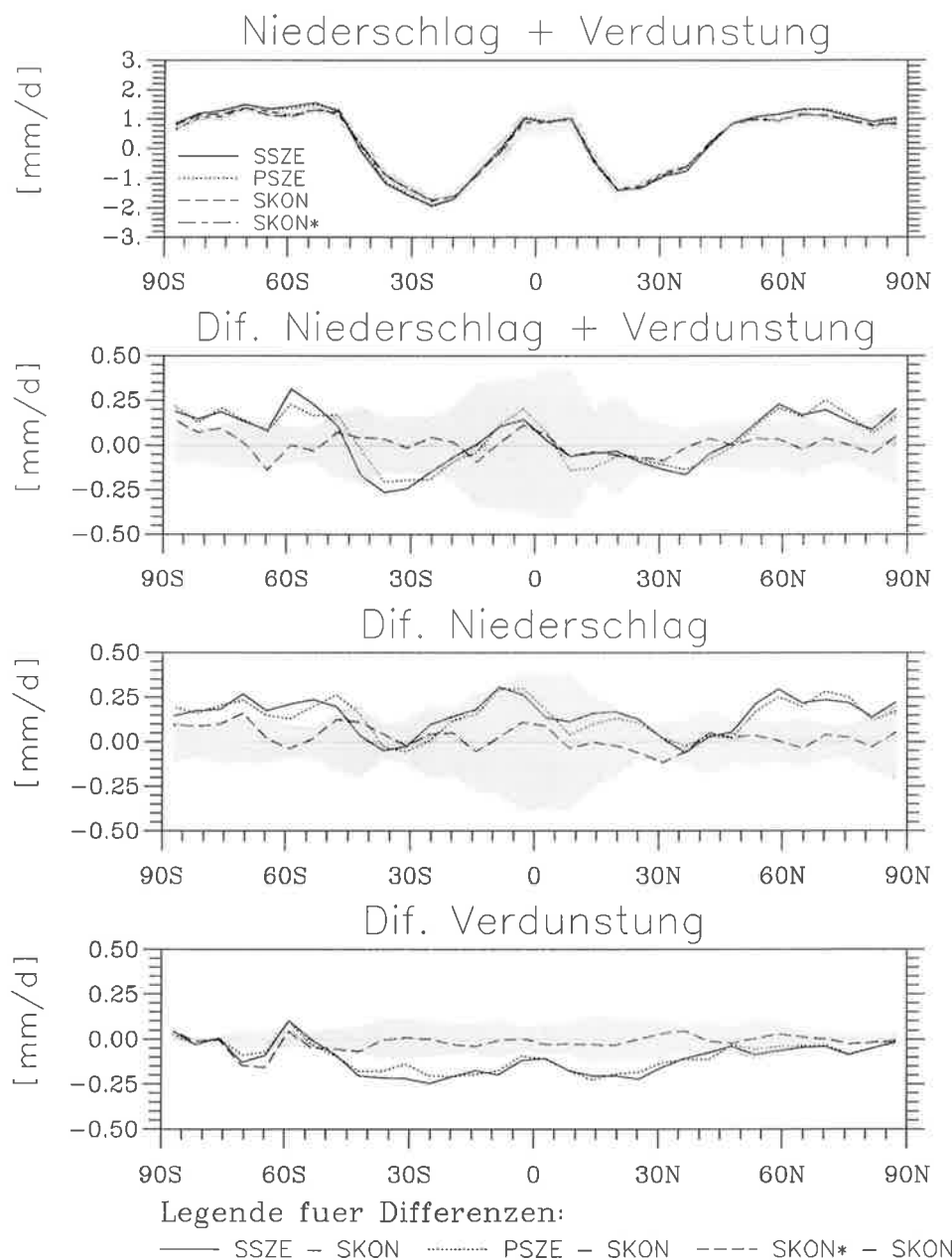


Abbildung 4.33: Zonal gemittelte Verteilungen von Niederschlag und Verdunstung. Bei den Differenzen sind die jeweiligen Werte der ersten Dekade des Experiments SKON abgezogen. SKON* bezeichnet die mittleren Werte der Jahre 141-150 des Experiments SKON. Der Bereich, der kleiner als die doppelte Standardabweichungen der Jahresmittel der ersten Dekade des Laufs SKON ist, ist schattiert.

nahme der Verdunstung auf. Einen ähnlichen Verlauf zeigen auch die zonalen Mittel der Jahre 141-150 des Experiments SKON, so daß die Ursache wahrscheinlich nicht nur in der Klimaänderung durch den CO_2 -Anstieg zu suchen ist.

Durch den CO_2 -Anstieg kommt es in den Subtropen zu einer verstärkten Wasseraufnahme der Atmosphäre, wie die Kurven für die Bilanz aus Niederschlag und Verdunstung zeigen. In der Innertropischen Konvergenzzone gibt die Atmosphäre mehr Wasser ab. Die Abgabe bleibt aber im Bereich der Variabilität der ersten Dekade des Laufs SKON. In den gemäßigten Breiten übersteigt die Zunahme der Summe aus Niederschlag und Verdunstung zwei Standardabweichungen. Sowohl bei Niederschlag und Verdunstung als auch in der Bilanz aus beiden sind die Abweichungen zwischen den synchron und den periodisch-synchron gekoppelten Klimaänderungsexperimenten deutlich kleiner als das Klimaänderungssignal.

Die an der Oberfläche des Ozeans durch den Anstieg des CO_2 -Gehalts beobachtete Erwärmung setzt sich auch in tiefere Ozeanschichten fort, wie das Hovmöller-Diagramm der global gemittelten Ozeantemperaturen zeigt (Abbildung 4.26). Der Wärmetransport in die tieferen Schichten erfolgt vor allem in den Gebieten mit starker Konvektion, also besonders im nördlichen Nordatlantik und im Südlichen Ozean. Als Beispiel sind die zonal gemittelten Temperaturverteilungen des Atlantiks gezeigt (Abbildung 4.34). Die stärkste Erwärmung findet im oberen Ozean statt, wobei es aber starke regionale Unterschiede gibt. Lokale Maxima der Erwärmung treten im Bereich der Subtropen auf, die sich ohnehin durch besonders hohe Temperaturen auszeichnen. Weiterhin steigt die Temperatur aufgrund der Reduzierung der eisbedeckten Gebiete in den polaren Regionen. Im Nordatlantik tritt eine relativ geringe Erwärmung der oberen Schichten unter anderem durch den starken Wärmetransport in tiefere Schichten auf. In dem nördlichen Nordatlantik mit seiner Tiefenwasserbildung ist die Erwärmung in tieferen Schichten mit über 1 K in 2000 m höher als im restlichen tiefen Atlantik. Das Vordringen wärmeren Wassers in tiefere Schichten ist auch, aber wesentlich schwächer, im Südlichen Ozean zu beobachten. In diesem Gebiet gibt es leichte Unterschiede zwischen beiden Modellversionen. Generell läßt sich aber eine gute Übereinstimmung der Erwärmungsmuster zwischen beiden Modellen feststellen.

Im zonal gemittelten Salzgehalt des Atlantiks (Abbildung 4.35) spiegeln sich die Änderungen im hydrologischen Kreislauf der Atmosphäre wider (s.o.). Durch eine höhere Verdunstung in den Subtropen steigt der Salzgehalt besonders in den nördlichen Subtropen in den Klimaänderungsexperimenten an. Nördlich von 50°N erhöht sich der Niederschlag und ein Teil des Meereseis schmilzt aufgrund der Klimaänderung. Beides führt zu einer Abnahme des Salzgehalts. Das frischere Wasser wird im nördlichen Nordatlantik durch die Tiefenwasserbildung in tiefere Schichten transportiert. Eine Abnahme des Salzgehalts findet sich auch in den mittleren Breiten des atlantischen Sektors im Südlichen Ozean durch verstärkte Niederschläge. Die positiven Werte in den hohen südlichen Breiten sind auf die Drift im Modell zurückzuführen. Man findet dieses Phänomen auch in den entsprechenden Verteilungen der Jahre 141-150 des Laufs SKON (nicht dargestellt).

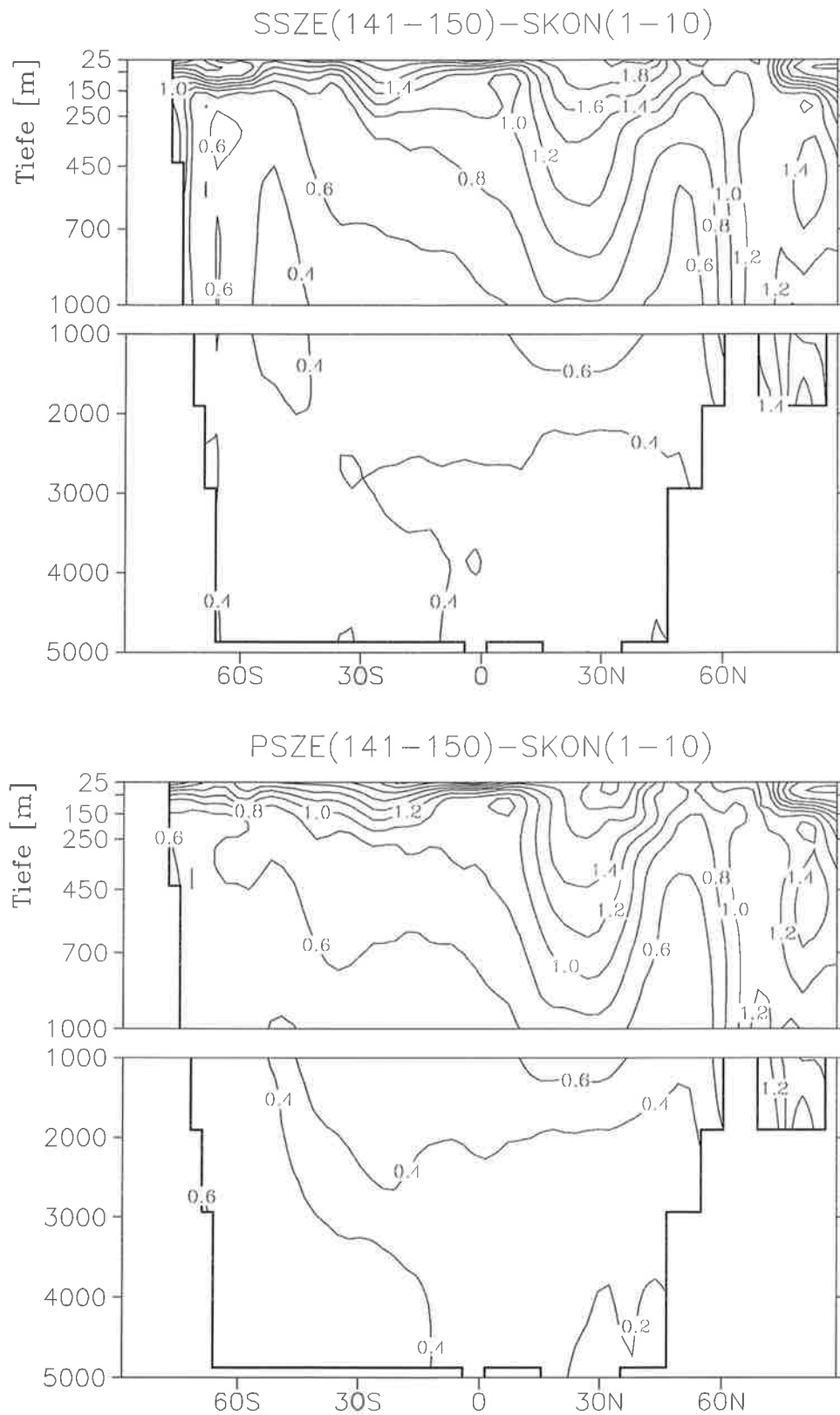


Abbildung 4.34: Differenzen der zonal über den Atlantik gemittelten Ozeantemperaturen [K] zwischen den Jahren 141-150 der beiden Experimente SSZE (oben) und PSZE (unten) und dem Mittel über die Jahre 1-10 des Experiments SKON.

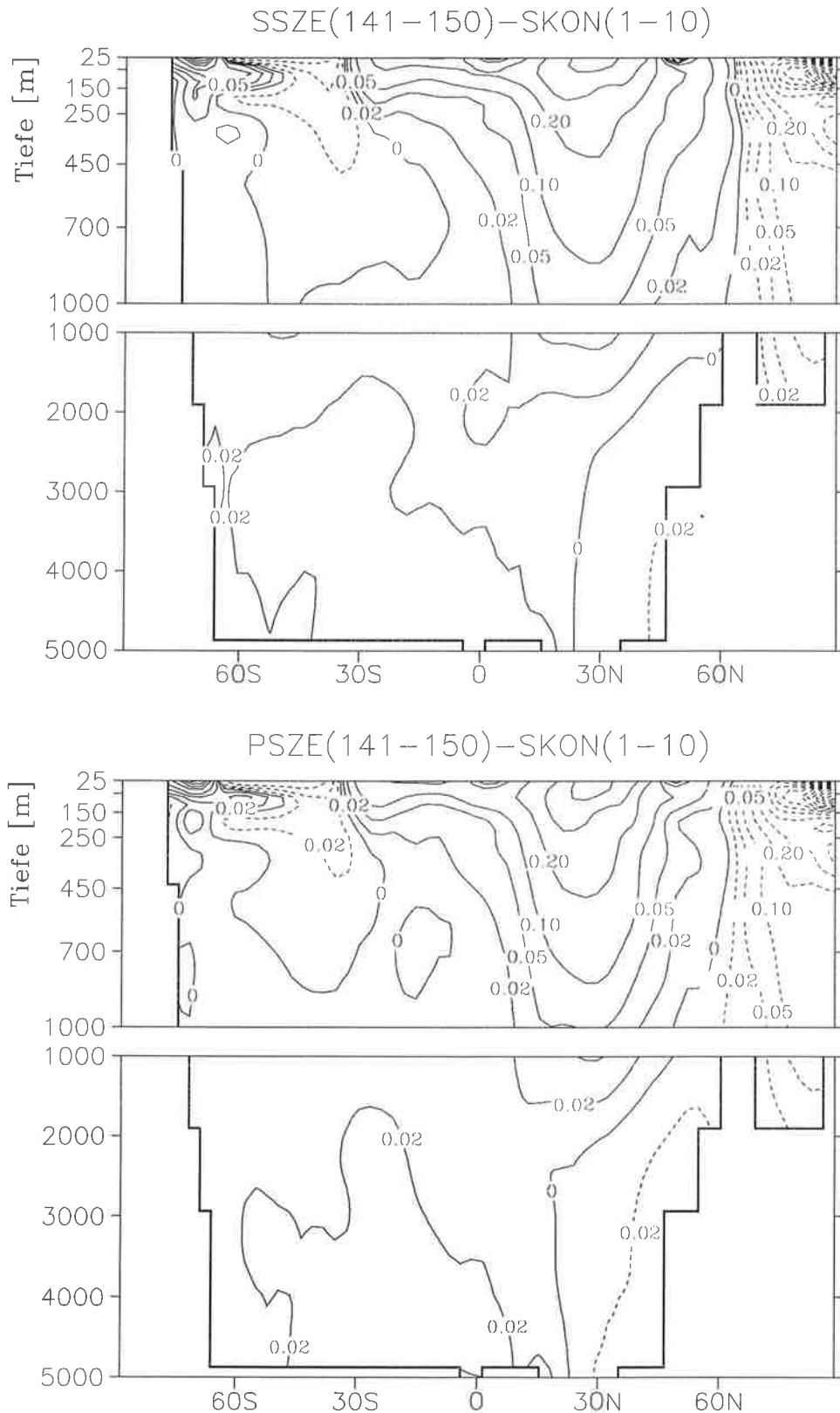


Abbildung 4.35: Differenzen der zonal über den Atlantik gemittelten Salzgehalte [g/kg] zwischen den Jahren 141-150 der beiden Experimente SSZE (oben) und PSZE (unten) und dem Mittel über die Jahre 1-10 des Experiments SKON. Isolinien: ± 0.02 , ± 0.05 , ± 0.10 , ± 0.20 , ± 0.30 , ± 0.40 , ± 0.50 , ± 0.60 , ± 0.70 , ± 0.80 , ± 0.90 , ± 1.00 g/kg.

4.7 Die Klimaänderungen auf langen Zeitskalen

4.7.1 Die Änderungen im Zustand der Atmosphäre

Die periodisch-synchrone Kopplung ist vor allem bei sehr langen Simulationen gekoppelter Zirkulationsmodelle von Vorteil, denn bei diesen aufwendigen Modellläufen fällt die Rechenzeiterparnis durch die reduzierte Simulation der Atmosphäre besonders ins Gewicht. Im vorangegangenen Abschnitt wurden die synchron und periodisch-synchron gekoppelten Klimaänderungsexperimente SSZE und PSZE über einen Zeitraum von 150 Jahren untersucht. Um das periodisch-synchrone Kopplungsverfahren über eine längere Simulationsdauer zu testen, wurde das Klimaänderungsexperiment PSZE auf 500 Jahre ausgedehnt (siehe Kapitel 4.4). So kommt man einem neuen Gleichgewichtszustand des Modells näher. In den im Kapitel 4.6 gezeigten Abbildungen zur zeitlichen Entwicklung der ersten 150 Jahre der Experimente mit CO_2 -Anstieg wird deutlich, daß die Klimaänderung trotz des konstanten CO_2 -Gehalts ab dem Jahr 61 nach 150 Jahren nicht abgeschlossen ist. In diesem Kapitel soll nun die weitere Entwicklung untersucht werden.

Der Anstieg der global gemittelten oberflächennahen Lufttemperatur beträgt zum Zeitpunkt der CO_2 -Verdoppelung nach 60 Jahren in den Klimaänderungsläufen SSZE und PSZE etwa 1.5 K (siehe Abbildung 4.25). In den folgenden 90 Jahren ist ein weiterer Anstieg von etwa 1 K zu beobachten. Nach 500 simulierten Jahren beträgt die Erwärmung im Experiment PSZE etwa 3.1 K (Abbildung 4.36). Die oberflächennahe Temperatur steigt also zwischen den Jahren 150 und 500 im Durchschnitt um knapp 0.2 K pro Jahrhundert an. Eine deutliche Schwächung des Temperaturanstiegs ist auch nach 500 Jahren nicht zu beobachten. Gemessen an der mittleren

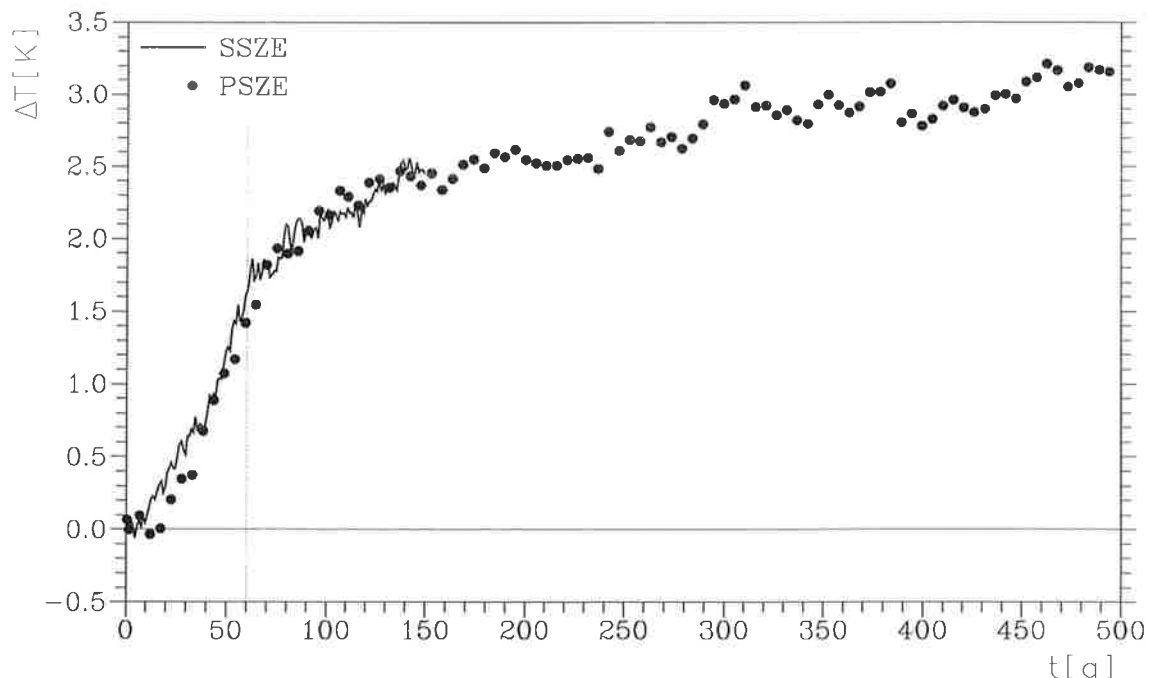


Abbildung 4.36: Zeitliche Entwicklung der global gemittelten oberflächennahen Lufttemperatur für das Experiment PSZE. Gezeigt sind die Abweichungen vom Mittel der ersten Dekade des Laufs SKON.

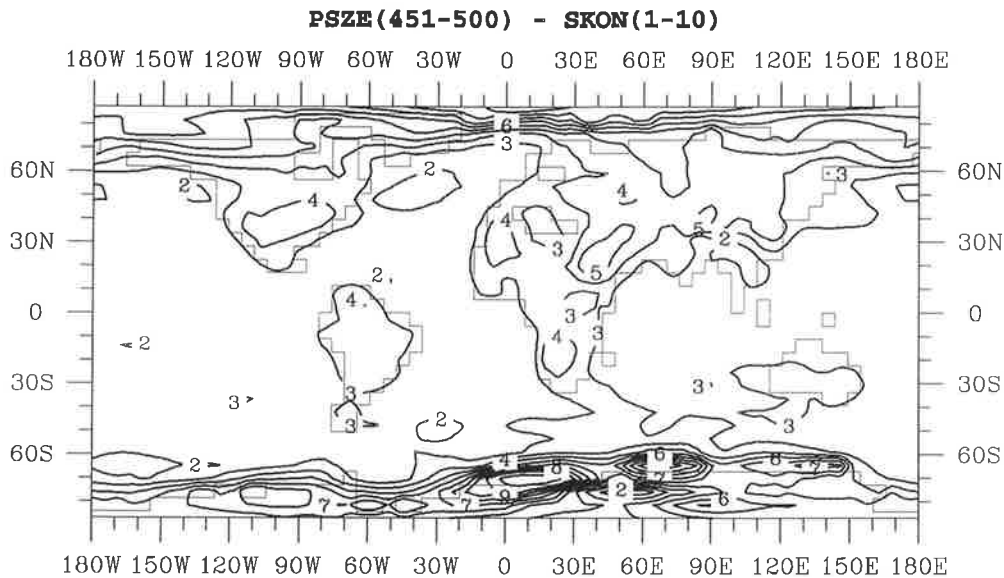


Abbildung 4.37: Abweichung der mittleren oberflächennahen Lufttemperatur der Jahre 451-500 des Experiments PSZE vom Mittel der ersten Dekade des Laufs SKON. Isolinien: ± 0.5 , ± 1.0 , ± 2.0 , ± 3.0 , ± 4.0 , ± 5.0 , ± 6.0 , ± 7.0 , ± 8.0 , ± 9.0 , ± 10.0 K

Anstiegsrate in den ersten 60 Jahren von 2.5 K pro Jahrhundert hat sich die Erwärmung aber wesentlich verlangsamt.

Um einen mittleren Zustand der Atmosphäre zu bestimmen, wurden jeweils die letzten 12 Monate der zehn synchron gekoppelten Phasen des Experiments PSZE zwischen den Modelljahren 451 und 500 ausgewertet. Die mittlere Verteilung der oberflächennahen Lufttemperatur dieses Zeitraums (Abbildung 4.37) hat ein sehr ähnliches großräumiges Erwärmungsmuster wie die entsprechende Verteilung der Jahre 141-150 (Abbildung 4.29). Die räumlichen Muster der mittleren Verteilungen der Jahre 141-150 des Experiments PSZE* und der Jahre 451-500 des Laufs PSZE haben einen Korrelationskoeffizienten von 0.91. Wie auch aus den globalen Mitteln hervorgeht, ist die Amplitude leicht angestiegen. Die deutlichsten Kennzeichen sind auch hier die stärkere Erwärmung über dem Land als über dem Meer und die starke Erwärmung der polaren Regionen der Nord- und Südhemisphäre

Auch in der freien Atmosphäre findet man eine leichte Verstärkung des Klimaänderungssignals im Verlauf der Jahre 151 bis 500, wie am Beispiel für die mittleren Verteilungen der Monate Dezember, Januar und Februar in Abbildung 4.38 gezeigt ist. Das für die Jahre 141-150 in der zonal gemittelten Temperatur gefundene Klimaänderungsmuster (Abbildung 4.30) tritt verstärkt in den Jahren 451-500 auf. Während die Temperatur in der Troposphäre weiter zunimmt, kühlt sich die Stratosphäre weiter ab.

Die in den zonalen Mitteln von Niederschlag und Verdunstung gefundenen Tendenzen während der ersten 150 Jahre der Klimaänderungsläufe (Abbildung 4.33) festigen sich während der folgenden Jahre des Experiments PSZE. Die Abweichungen der Jahre 141-150 und 451-500 zur ersten Dekade des synchron gekoppelten Laufs mit konstantem CO_2 -Gehalt SKON sind in Abbildung 4.39 dargestellt. Die Verdunstung erhöht sich im zonalen Mittel in allen Breiten mit

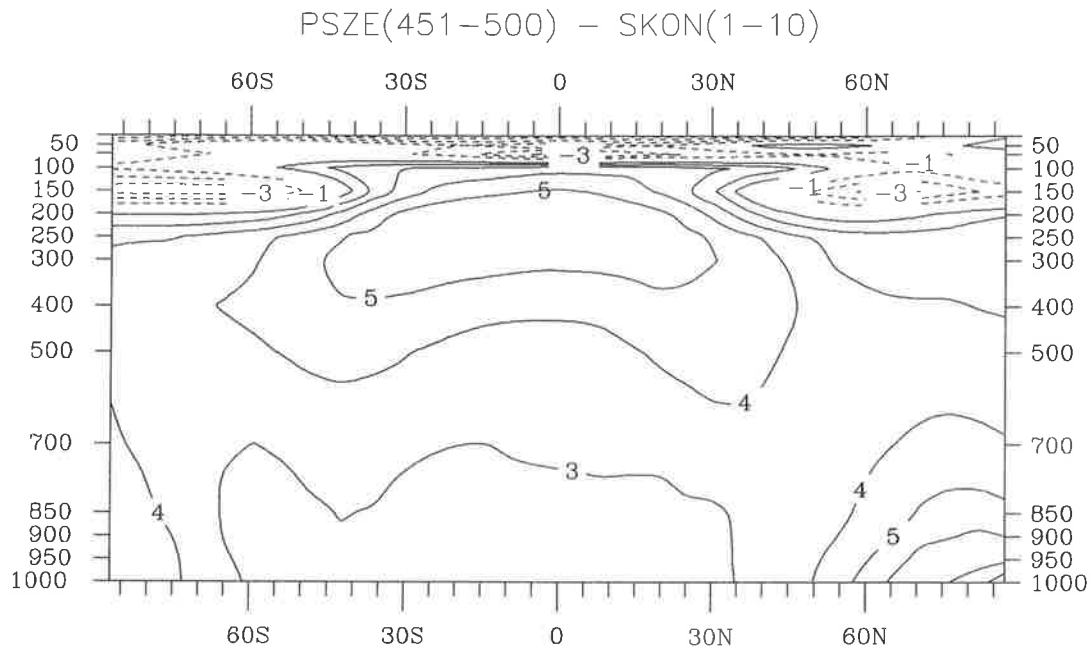


Abbildung 4.38: Differenzen der zonal gemittelten atmosphärischen Temperatur der Monate Dezember, Januar und Februar zwischen dem Mittel der Jahre 451-500 des Experiments PSZE und dem Mittel der Jahre 1-10 des Experiments SKON.

Ausnahme eines Bereichs in den hohen südlichen Breiten. Auch die Niederschläge erhöhen sich mit Ausnahme der Subtropen in allen Breiten. In beiden Größen scheint sich das Signal während der Jahre 150 bis 500 leicht zu verstärken. Dies spiegelt sich auch in der Bilanz aus Niederschlag und Verdunstung wider, die zusammen mit dem Eintrag durch Flüsse den Frischwassertransport zwischen Atmosphäre und Ozean bestimmt.

Wie am Beispiel des Niederschlags gezeigt, ist es bei Größen, die durch eine hohe Variabilität gekennzeichnet sind, schwierig, eine Verstärkung des Klimaänderungssignals zwischen den Jahren 150 und 500 nachzuweisen. Bei anderen Größen, wie zum Beispiel bei der atmosphärischen Temperatur, findet man noch eine leichte Verstärkung des Signals in diesem Zeitraum. Die Änderungen in der Atmosphäre während der ersten 150 Jahre sind aber wesentlich stärker.

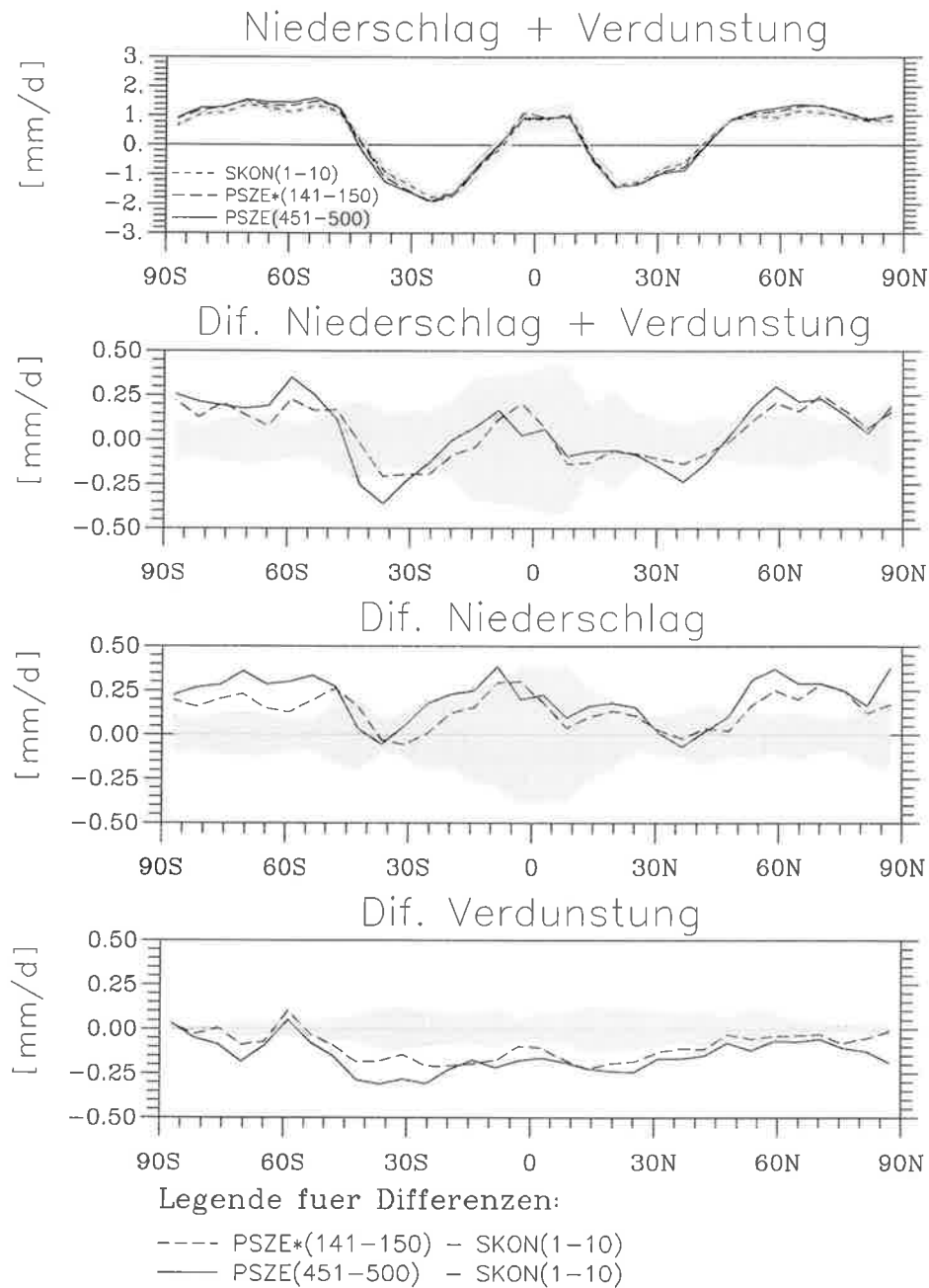


Abbildung 4.39: Zonal gemittelte Verteilungen für den Niederschlag und die Verdunstung. Der Bereich, der kleiner als die doppelte Standardabweichungen der Jahresmittel der ersten Dekade des Laufs SKON ist, ist schattiert.

4.7.2 Die Änderungen im Zustand des Ozeans

Während die Klimaänderungen in der Atmosphäre im Verlauf der Simulation PSZE stark abnehmen, reduzieren sich die Anstiegsraten im Ozean, besonders in den tieferen Schichten, nur langsam (Abbildung 4.40). In Abbildung 4.41 sind hierzu die zeitlichen Entwicklungen für 25 m und 2000 m Tiefe gegenübergestellt. In 2000 m Tiefe steigt die global gemittelte Temperatur während der ersten 100 Jahre um 0.2 K. Die maximalen Anstiegsraten werden in den nächsten beiden Jahrhunderten mit etwa 0.3 K pro Jahrhundert erreicht. In den Jahren 401-500 beträgt der Anstieg noch 0.2 K. Die Anstiegsraten im oberen Ozean sind aufgrund der starken

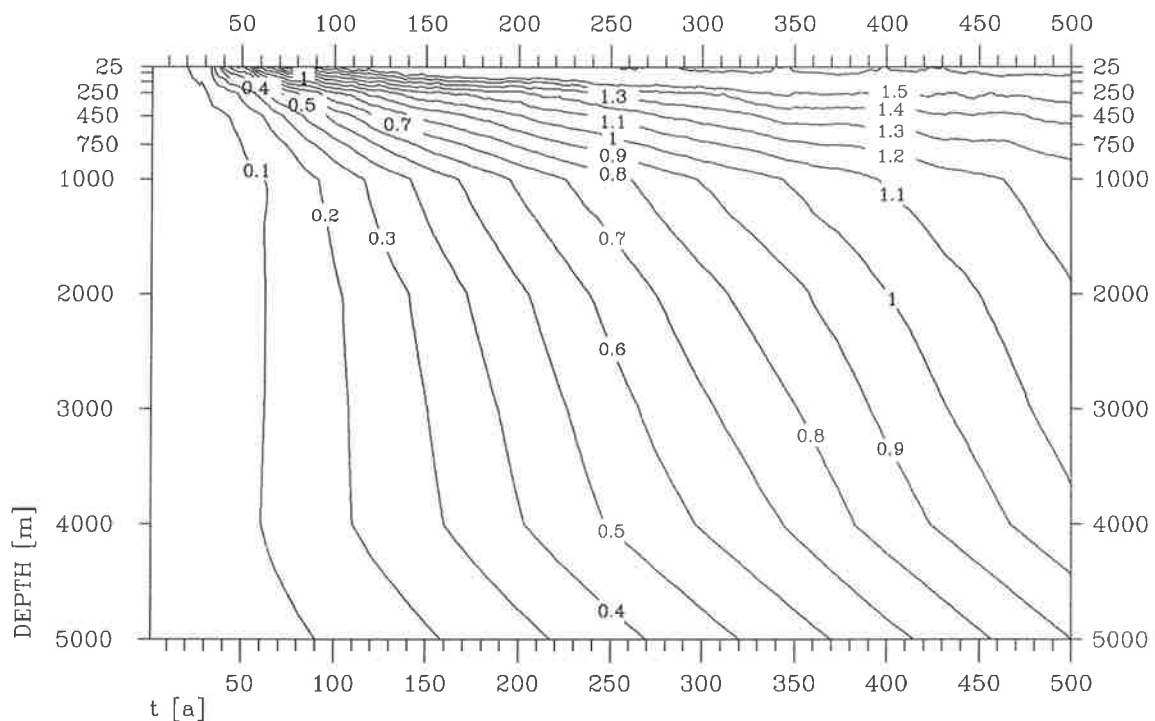


Abbildung 4.40: Zeitliche Entwicklung der Abweichung der horizontal gemittelten Ozeantemperaturen [K] vom entsprechenden Mittel über die ersten 10 Jahre des synchron gekoppelten Experiments SKON. Isolinien: ± 0.1 , ± 0.2 , ± 0.3 , ± 0.4 , ± 0.5 , ± 0.6 , ± 0.7 , ± 0.8 , ± 0.9 , ± 1.0 , ± 1.1 , ± 1.2 , ± 1.3 , ± 1.4 , ± 1.5 , ± 2.0 , ± 2.5 , ± 3.0 K.

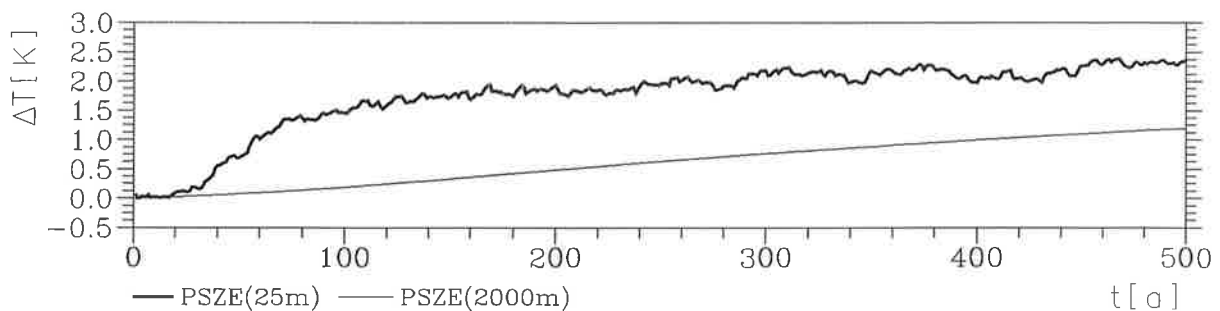


Abbildung 4.41: Zeitliche Entwicklung der Abweichung der horizontal gemittelten Ozeantemperaturen in 25 m und 2000 m Tiefe vom entsprechenden Mittel über die ersten 10 Jahre des Laufs SKON.

Kopplung mit der Atmosphäre ähnlich wie in der Atmosphäre. Die Änderungen sind im ersten Jahrhundert an stärksten. So erreicht der Ozean in 2000 m Tiefe nach 500 Jahren eine Erwärmung im globalen Mittel von etwa 1.2 K, einem Wert den die oberste Ozeanschicht schon nach etwa 70 Jahren erreicht hat. Die Erwärmung im tiefen Ozean liegt weit über der Temperaturänderung durch die Klimadrift des Modells. So zeigt das periodisch-synchron gekoppelte Experiment mit konstantem CO_2 -Gehalt PKON in den 250 simulierten Jahren einen Anstieg der Temperatur in 2000 m Tiefe von ca. 0.1 K pro Jahrhundert (Abbildung 4.7). Die Erwärmungsraten im tiefen Ozean des Laufs PSZE zeigen also, daß die Klimaänderung im Ozean durch den CO_2 -Anstieg in der Atmosphäre nach 500 Jahren bei weitem noch nicht abgeschlossen ist.

Eine Bestätigung der fortdauernden Anpassung des Ozeans an die geänderte CO_2 -Konzentration findet man in den Zeitreihen des Meeresspiegelanstiegs (Abbildung 4.42). Hierbei werden nur die Volumenänderungen aufgrund thermischer Ausdehnungsprozesse relativ zum Zustand beim Start der Experimente betrachtet. Dieser Anfangszustand ist bei allen gezeigten Läufen gleich. Der mögliche Meeresspiegelanstieg durch einen erhöhten Frischwassereintrag in den Ozean (z.B. durch das Schmelzen von Gletschern) wird hier nicht berücksichtigt. Im Experiment PSZE steigt der Meeresspiegel um über 70 cm in 500 Jahren mit einer Anstiegsrate in den letzten 100 Jahren von 10 cm an. Auch in den Experimenten mit konstantem CO_2 -Gehalt steigt der Meeresspiegel. Dieser Anstieg wird aber durch die Klimadrift verursacht. Nach 250 Jahren beträgt der Anstieg aber weniger als 30% des entsprechenden Wertes des Laufs PSZE. Die zusätzlich eingezeichneten Werte der beiden synchron gekoppelten Experimente SKON und SSZE bestätigen die in den Kapiteln 4.5 und 4.6 gefundenen guten Übereinstimmungen mit den periodisch-synchron gekoppelten Experimenten. Auch die durch das periodisch-synchrone

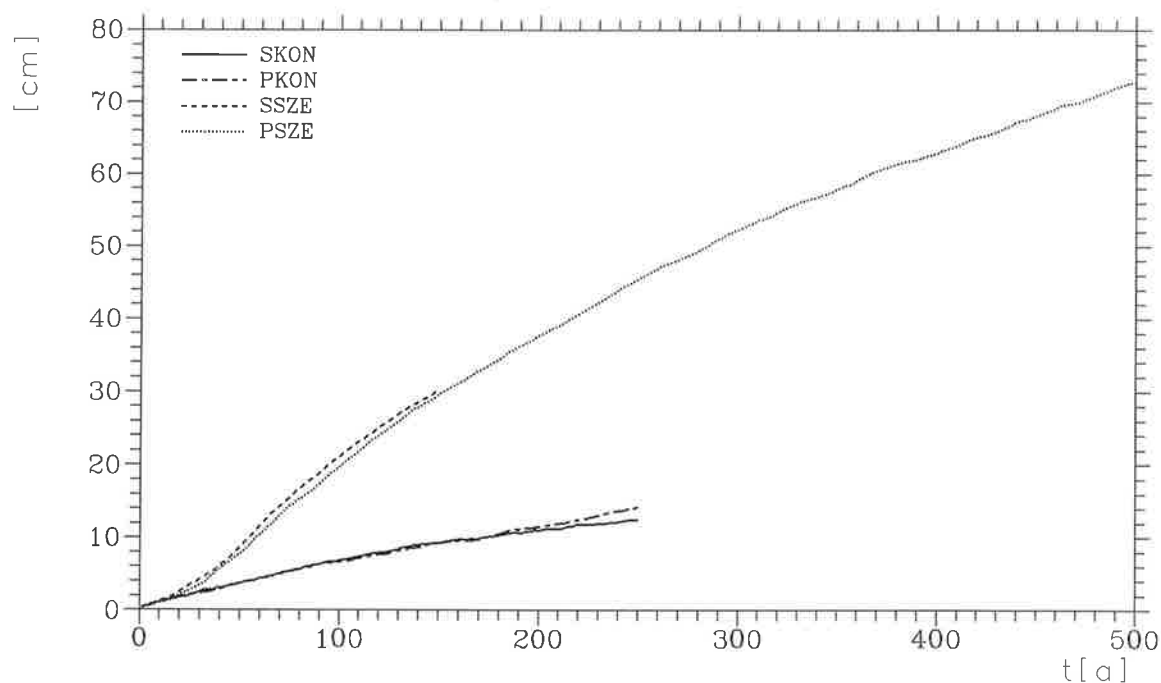


Abbildung 4.42: Global gemittelter Meeresspiegelanstieg durch thermische Expansion relativ zum Anfangszustand der Experimente.

Verfahren hervorgerufene leichte Zeitverzögerung ist zu sehen.

Das arktische Meereis nimmt im Verlauf der Simulation PSZE ab. Als Beispiel ist in Abbildung 4.43 die Entwicklung des Jahrgangs der eisbedeckten Fläche und des Eisvolumens der Nordhemisphäre dargestellt. Verglichen werden die jeweils über 50 Jahre gemittelten Jahreszyklen des Laufs PSZE mit den entsprechenden mittleren Jahrgängen der ersten 50 Jahre des Experiments SKON. Die Kurven des Experiments SKON stellen den Zustand des Modells für die heutige CO₂-Konzentration dar. Die Jahrgänge der eisbedeckten Fläche und des Eisvolumens mit dem Maximum im März und dem Minimum im August/September werden realistisch wiedergegeben. Der Vergleich mit Beobachtungen zeigt, daß die eisbedeckte Fläche vom Modell

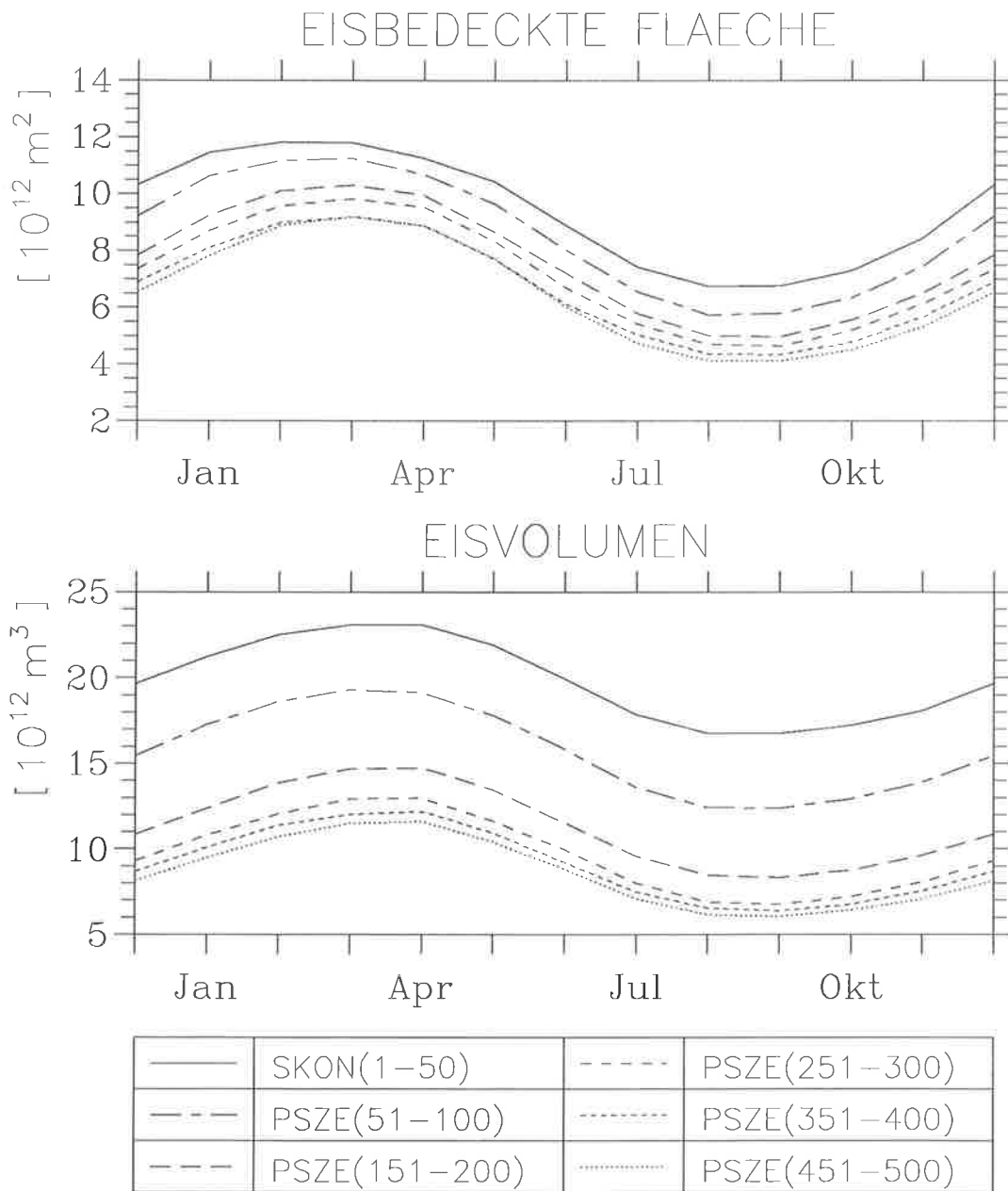


Abbildung 4.43: Mittlere Jahreszyklen der Eisverteilungen für die Nordhemisphäre.

etwas unterschätzt wird. Im Modell werden im Maximum etwa $12 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$ und im Minimum $7 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$ erreicht. Für die eisbedeckte Fläche gibt es Abschätzungen aus Satellitendaten. So geben zum Beispiel Parkinson und Cavalieri (1989) für das Maximum im März $15 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$ und für das Minimum im September $8.5 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$ an. Zu ähnlichen Werten kommen auch Mysak und Manak (1989). Für das Eisvolumen liegen keine entsprechenden Beobachtungsdaten vor.

Das Eisvolumen und die eisbedeckte Fläche nehmen im Modellauf PSZE erst stark und mit zunehmender Simulationsdauer immer langsamer ab. Die Abnahme des Meereises ist im Sommer und im Winter etwa gleich, so daß die relative Abnahme im Sommer wesentlich stärker als im Winter ist. Das Eisvolumen nimmt um etwa $12 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$ und die eisbedeckte Fläche um $3 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$ zwischen den ersten 50 Jahren des Laufs SKON und den letzten 50 Jahren des Laufs PSZE ab. Das Eisvolumen wird also im März um 50% und im September um 65% reduziert. Die entsprechenden relativen Änderungen für die eisbedeckte Fläche sind mit 25% bzw. 40% wesentlich kleiner. Bei der Reduzierung des Meereises besonders der eisbedeckten Fläche gibt es in den Übergangsjahreszeiten Unterschiede. Im Frühjahr ist die Abnahme schwächer als im Herbst.

Die unterschiedlichen Änderungsraten im oberen und tiefen Ozean wirken sich auf die Tiefenwasserbildung und damit auf die Ozeanzirkulation aus. Besonders deutlich wird dies im Atlantik mit den Konvektionsgebieten im nördlichen Nordatlantik. Durch den CO_2 -Anstieg wird eine Erwärmung der oberflächennahen Schichten bewirkt. In den gemäßigten Breiten nimmt der Frischwassereintrag durch erhöhte Niederschläge zu (siehe Abbildung 4.39). Der Salzgehalt sinkt in höheren Breiten zusätzlich durch das Schmelzen von Meereis. Alle drei Faktoren führen zu einer geringeren Dichte des oberen Ozeans und damit zu einer stabileren Schichtung. Da Temperatur und Salzgehalt in den tieferen Schichten langsamer abnehmen, führt dies zu einer Verringerung der Konvektionsereignisse in nördlichen Nordatlantik und damit zu einer Verringerung der Tiefenwasserproduktion.

Als Folge schwächt sich die thermohaline Zirkulation im Nordatlantik ab. Dies veranschaulicht Abbildung 4.44, in der die mittlere Meridionalzirkulation für die ersten 50 Jahre des Laufs SKON, die Jahre 101-150 und 451-500 des Experiments PSZE dargestellt sind. Da mit fortlaufender Integration auch in größeren Tiefen eine Erwärmung und Verringerung des Salzgehalts im nördlichen Nordatlantik eintritt, während sich die Änderungen in den oberflächennahen Schichten abschwächen, erholt sich die Zirkulation und erreicht an Ende der Simulation nahezu die Anfangswerte. Das nordatlantische Tiefenwasser erreicht in den gemäßigten Breiten aber eine geringere Tiefe als in dem Experiment SKON. Der Einbruch der Konvektion im Südlichen Ozean ist nicht so stark. Die Werte sind am Ende der Simulation sogar stärker als am Anfang (nicht gezeigt). Dies verdeutlicht die durch das antarktische Bodenwasser hervorgerufene Zirkulation in den tiefen Schichten des tropischen und südlichen Atlantiks, denn diese Wassermassen werden durch Konvektionsprozesse im Südlichen Ozean erzeugt.

Diese Abschwächung der atlantischen Zirkulation und deren Erholung wurde in einem ähnlichen Experiment von Manabe und Stouffer (1994) gefunden. In diesem Experiment wurde die CO_2 -Konzentration mit 1% pro Jahr bis zur Verdopplung nach 70 Jahren angehoben. In den folgenden Jahren bleibt die CO_2 -Konzentration konstant. In dem dort verwendeten synchron gekoppelten Modell Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodell sinkt das Maximum der

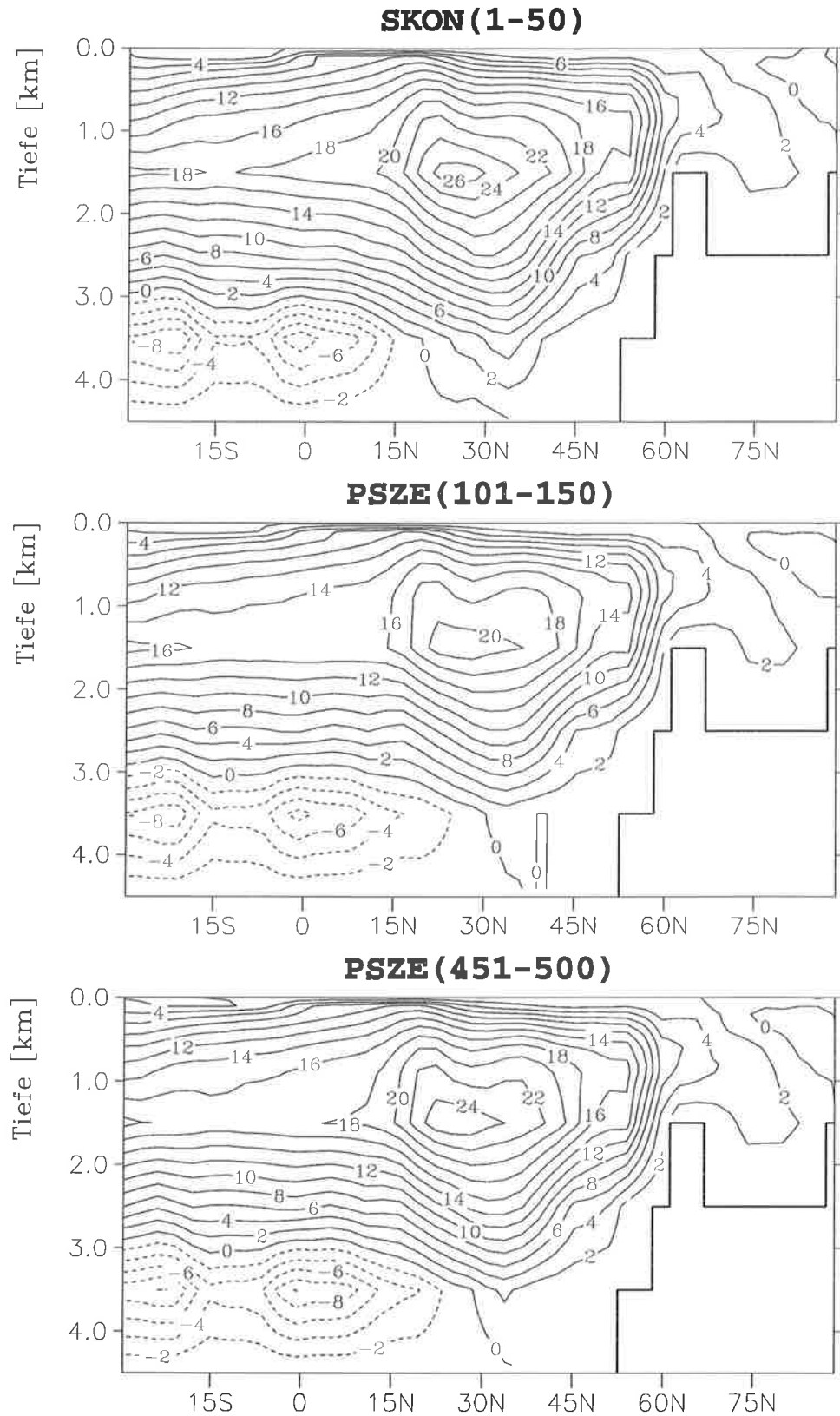


Abbildung 4.44: Zonal integrierte meridionale Stromfunktion [Sv] für den Atlantik. Positive Werte entsprechen einer Zirkulation im Uhrzeigersinn.

meridionalen Stromfunktion im Atlantik von etwa 20 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) auf weniger als die Hälfte ab, um dann nach 500 Jahren etwa den Startwert wieder erreicht zu haben. Wie Abbildung 4.45 zeigt ist in dem hier verwendeten Modell ECHAM3/LSG die Abschwächung mit etwa 6 Sv wesentlich geringer. Hinzu kommt ein deutlich höherer Wert in der Anfangsphase mit etwa 27 Sv. Das synchron gekoppelte Klimaänderungsexperiment zeigt in den ersten 150 simulierten Jahren ein ähnliches Verhalten, während die beiden Experimente mit konstantem CO_2 -Gehalt SKON und PKON eine hohe Variabilität um das Mittel von etwa 27 Sv simulieren, einem Wert der über den Abschätzungen aus Messungen liegt (siehe Kapitel 4.5.3).

Auch in den zeitlichen Entwicklungen der Meeresspiegeländerungen und der Temperatur zeigen die Ergebnisse des Laufs PKON und des Experiments von Manabe und Stouffer qualitative gute Übereinstimmungen.

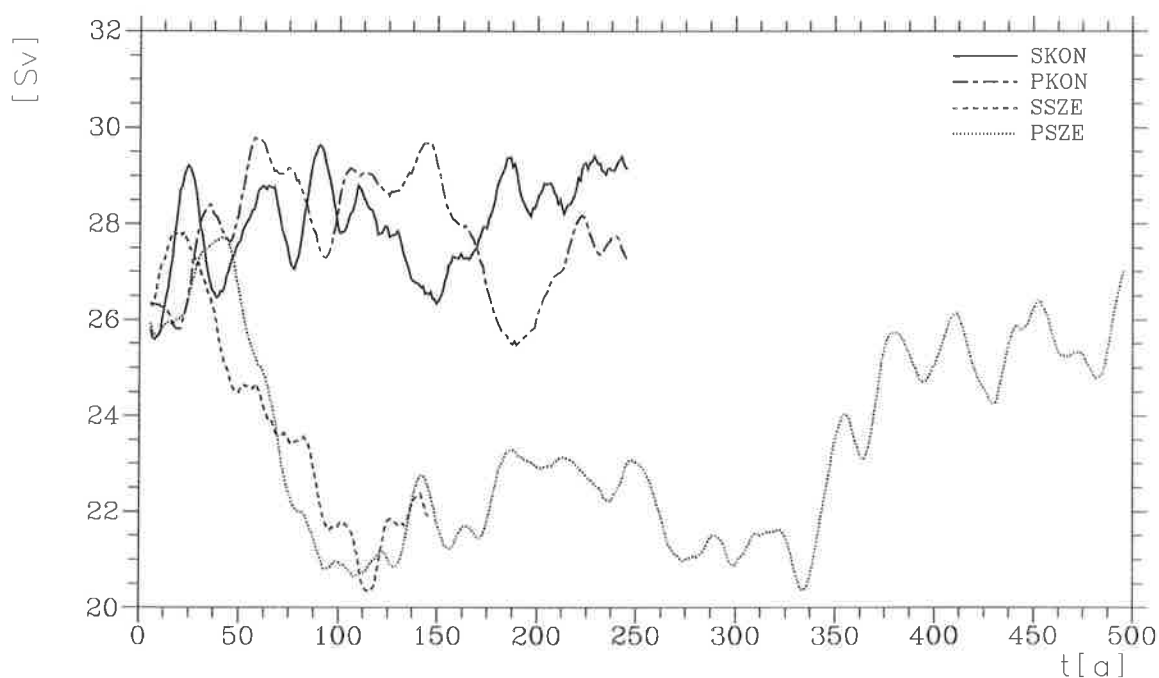


Abbildung 4.45: Zeitliche Entwicklung der Maximalwerte der zonal integrierten meridionalen Stromfunktion für den Atlantik (gleitende Mittel über zehn Jahre).

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden verschiedene Verfahren zur Kopplung von Atmosphäre- und Ozean-Modellen beschrieben. Die Verwendung der synchronen Kopplung in den meisten heutigen Modellen zeichnet sich besonders bei gekoppelten Zirkulationsmodellen durch einen hohen Rechenzeitbedarf aus. Bei diesem Verfahren werden beide Komponenten über die volle Simulationsdauer integriert. Außerdem findet ein häufiger Informationsaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean (z.B. einmal pro Modelltag) statt. Die Reduzierung der Rechenzeit erfolgt bei der asynchronen und periodisch-synchronen Kopplung durch eine reduzierte Simulation der Atmosphäre. Bei der asynchronen Kopplung wechseln sich kurze Simulationen der Atmosphäre mit langen Simulationen des Ozeans ab. Die periodisch-synchrone Kopplung besteht aus kurzen Phasen mit synchroner Kopplung und längeren Phasen mit reiner Ozeanintegration.

Um Einblick in die Eigenschaften der verschiedenen Kopplungsverfahren zu erlangen, wurde ein null-dimensionales Energiebilanzmodell verwendet. Neben der Nichtlinearität besitzt das Modell stark unterschiedliche Zeitkonstanten für die Atmosphäre, die ozeanische Mischungsschicht und den tiefen Ozean. Mit diesem einfachen Modell wurde eine große Anzahl von Experimenten zum Teil mit Änderung der atmosphärischen Emissivität durchgeführt. Als Referenz für die asynchron und periodisch-synchron gekoppelten Experimente dienten jeweils die Ergebnisse des synchron gekoppelten Modells. Bei der asynchronen Kopplung, die hauptsächlich für Modelle ohne Jahresgang Verwendung findet, sind vor allem zwei Faktoren für die Qualität der Ergebnisse verantwortlich. Einerseits muß den beiden Modellen genügend Zeit gelassen werden, um sich an geänderte Randbedingungen anzupassen. Andererseits sollte ein möglichst häufiger Informationsaustausch zwischen beiden Modellen stattfinden.

Für das einfache Modell mit Jahresgang wurde die periodisch-synchrone Kopplung verwendet. Besonders große Abweichungen zum synchron gekoppelten Referenzexperiment treten auf, wenn die synchronen Phasen und die reinen Ozeanphasen jedes oder jedes zweite Mal am gleichen Zeitpunkt des Jahreszyklus starten. Mit geschickter Wahl der Phasenlängen kann man ein nur geringes Anwachsen der Abweichungen mit steigender Länge der reinen Ozeanphasen (d.h. mit sinkendem Bedarf an Rechenzeit) erzielen. Teilweise können die Ergebnisse verbessert werden, wenn während der reinen Ozeanphasen ein lineares oder quadratisches Extrapolationsverfahren für die Bestimmung der Atmosphäre-Ozean-Flüsse verwendet wird.

Mit Hilfe der aus den bestehenden Kopplungsverfahren erlangten Erfahrungen wurde ein neues Verfahren entwickelt, das auch bei gekoppelten Modellen mit hoher interner Variabilität funktioniert. Bisherige Verfahren versagen bei Modellen mit hoher Variabilität. Eine hohe Variabilität zeichnet aber die meisten heutigen gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodelle aus. Besonderes Augenmerk wurde bei der Entwicklung des Verfahrens auf eine möglichst gute Erfassung des mittleren Zustands und von Änderungen auf Zeitskalen von Dekaden bis zu Jahrhunderten gelegt.

Dieses neue Verfahren wurde mit Hilfe des einfachen Energiebilanzmodells entwickelt. Das periodisch-synchrone Verfahren unterscheidet sich von älteren Verfahren durch die geänderte Bestimmung des Antriebs in den reinen Ozeanphasen. Hierzu werden gewichtete Jahresmittel der Atmosphäre-Ozean-Flüsse benutzt. Die Werte der letzten 12 Monate der gerade abgeschlosse-

nen synchron gekoppelten Phase werden als Jahreszyklus des Ozeantriebs verwendet. So bleibt die Variabilität, die innerhalb der 12 Monate auftritt, erhalten. Untersuchungen des transienten Verhaltens, des mittleren Zustands und der Variabilität ergaben, daß die besten Resultate mit einem Gewicht zwischen 1 und 3 erzielt werden. Da das Verfahren keine Änderungen des Jahresgangs und der Jahresmittel des Antriebs während der reinen Ozeanphasen zuläßt, zeigt sich eine leicht verspätete Reaktion gegenüber dem synchron gekoppelten Modell. Die Abweichungen nehmen mit wachsender Länge der reinen Ozeanphasen deutlich zu. Die interannuale Variabilität wird durch das Verfahren für kurze Perioden unter- und für lange Perioden überschätzt. Über- und Unterschätzung sind von den Längen der Ozeanphasen und der Wahl der Gewichte abhängig.

Da im einfachen Modell weder eine Land-Meer-Verteilung, ein Meereis-Modell noch dynamische Prozesse berücksichtigt sind, sollte das neu entwickelte Verfahren in einem gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodell getestet werden. Mit dem Modell ECHAM3/LSG wurden jeweils ein synchron und ein periodisch-synchron gekoppeltes Experiment mit konstantem CO_2 -Gehalt der Atmosphäre und mit einem transienten Anstieg des CO_2 -Gehalts bis zur CO_2 -Verdoppelung nach 60 Jahren durchgeführt. In den beiden Simulationen mit konstantem CO_2 -Gehalt wurden der mittlere Zustand und die interannuale Variabilität über einen Zeitraum von 250 Jahren untersucht. Bei den beiden Klimaänderungsläufen lag der Schwerpunkt in der Untersuchung des transienten Verhaltens und des Klimaänderungsmusters für die ersten 150 simulierten Jahre.

Die Ergebnisse der Simulationen mit dem gekoppelten Zirkulationsmodell bestätigen die mit Hilfe des einfachen Modells erlangten Erfahrungen. Mit einer Rechenzeiterparnis von etwa 70% gegenüber dem synchron gekoppelten Modell liegen die Abweichungen der Ergebnisse des periodisch-synchron gekoppelten Modells im Bereich der Variabilität des synchron gekoppelten Modells. Dies gilt sowohl für den mittleren Zustand als auch für die Klimaänderung. Die einzige Ausnahme bildet ein Gebiet im Südlichen Ozean, das durch eine hohe Variabilität des Meereises und durch konvektive Prozesse im Ozean geprägt ist. Übereinstimmungen mit dem einfachen Modell gibt es auch in der Variabilität. Wie sich zeigt, sind in allen untersuchten ozeanischen Größen die kurzperiodischen Schwankungen im periodisch-synchron gekoppelten Modell zu schwach wiedergegeben. Schwankungen mit Perioden von fünfzig und mehr Jahren wurden wegen der Kürze der Zeitreihen (250 Jahre) nicht untersucht.

Der periodisch-synchron gekoppelte Klimaänderungslauf wurde bis auf 500 Jahre ausgedehnt, um zu untersuchen, ob auch auf längeren Zeitskalen realistische Ergebnisse erzielt werden können. Nach dem CO_2 -Anstieg in den ersten 60 Jahren des Experiments, wurde die CO_2 -Konzentration konstant gehalten. Die Klimaänderungsraten in der Atmosphäre nehmen nach dem Erreichen der neuen konstanten CO_2 -Konzentration im Verlauf der Integration kontinuierlich ab. Im Ozean hingegen treten nach 500 Jahren besonders in tieferen Schichten noch immer starke Änderungen auf. So zeigen die Änderungen des Meeresspiegels durch thermische Ausdehnung nach 500 Jahren noch einen stetigen Anstieg (10cm/Jahr), obwohl der CO_2 -Anstieg schon seit 440 Jahren abgeschlossen ist. Auch die nordatlantische Zirkulation weist deutliche Änderungen auf. Die nordatlantische Tiefenwasserproduktion schwächt sich aufgrund der starken Änderungen im oberen Ozean in den ersten 100 Jahren ab. Nach einer Phase mit abgeschwäch-

ter Zirkulation setzt eine Erholung ein, so daß nach 500 Jahren fast wieder die ursprüngliche Stärke erreicht wird. Zu qualitativ ähnlichen Ergebnissen kommen Manabe und Stouffer (1994) in einem entsprechenden Lauf mit einem anderen synchron gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodell.

Bisher gab es keinerlei Erfahrungen mit periodisch-synchron gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen. So sind die ersten hier vorgestellten Läufe ein wichtiger Schritt in der Entwicklung dieser Kopplungsstrategie. Der einfache Ansatz zur Bestimmung des Antriebs in den reinen Ozeanphasen ist raum- und zeitunabhängig. Außerdem bleibt der Umfang der Datenbank relativ klein. Das Verfahren läßt sich in verschiedene Richtungen weiterentwickeln. Dies ist davon abhängig, ob bei den geplanten Experimenten keine, eine langsame oder schnelle Änderung des Klimas erwartet wird. Um bei einer langsamen Klimaänderung die reinen Ozeanphasen wesentlich zu verlängern, sollte ein Rückkopplungsterm für die Atmosphäre während der reinen Ozeanphase eingeführt werden. Dies kann zum Beispiel durch eine Relaxation auf den bereits erreichten Klimazustand geschehen. Dadurch wird eine mögliche Drift bei langen reinen Ozeanphasen aufgrund der fehlenden Reaktion des atmosphärischen Modells auf Zustandsänderungen des Ozeans abgeschwächt.

Ein weiterer Schritt wäre die Verbesserung der Variabilität im periodisch-synchron gekoppelten Modell. Dies bezieht sich besonders auf die reinen Ozeanphasen, denn hier wird für jede Ozeanphase durchgehend der gleiche Jahreszyklus der Antriebsfelder benutzt. Eine verbesserte Variabilität führt nicht zuletzt auch zu einem verbesserten mittleren Zustand, wie die Experimente mit den einfachen Modell verdeutlichen. Bei langsamen Änderungen im gekoppelten System kann dies durch synchron gekoppelte Phasen von mehreren Jahren geschehen. Durch eine längere zusammenhängende Simulation der Atmosphäre kann die atmosphärische Variabilität statistisch besser beschrieben werden. Damit läßt sich auch die Variabilität der Atmosphäre-Ozean-Flüsse während der reinen Ozeanphasen besser simulieren. Bedenken sollte man aber, daß längere synchron gekoppelte Phasen auch entsprechend längere reine Ozeanphasen bedingen, wenn die Rechenzeiterparnis erhalten werden soll.

Die Rechenzeit eines gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Modells kann durch die Verwendung der periodisch-synchronen Kopplung anstatt der meist benutzten synchronen Kopplung erheblich reduziert werden. Besonders bei gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmodellen mit ihren enormen Rechenzeitbedarf ist dies von Bedeutung. Die Reduzierung der Rechenzeit ermöglicht zum Beispiel:

- 1.) *Längere Simulationen.* Die Wichtigkeit langer Experimente veranschaulicht der in dieser Arbeit gezeigte Klimaänderungslauf über 500 Jahre. Der Einfluß des tiefen Ozeans mit seinen Zeitkonstanten in der Größenordnung von Jahrhunderten spielt eine wichtige Rolle bei der Betrachtung von Klimaänderungen und Klimavariabilität.
- 2.) *Eine größere Anzahl von Simulationen.* Ein großes Ensemble an Realisationen erhöht die statistische Sicherheit bei der Erkennung von Signalen (siehe z.B. Monte-Carlo-Experimente von Cubasch et al. (1994)).
- 3.) *Eine höhere räumliche Modellauflösung.* Dies ist eine Möglichkeit um zum Beispiel detailliertere räumliche Muster zu erhalten oder regionale Effekte (z.B. hervorgerufen durch die Orographie) im Modell aufzulösen.

Danksagung

Ich bedanke mich besonders bei Dr. Robert Sausen für die Anregung zu dieser Arbeit und die intensive Betreuung.

Prof. Dr. Martin Dunst danke ich für die Begutachtung der Arbeit.

Für die kritischen Diskussionen und Ratschläge bedanke ich mich bei Dr. Ulrich Cubasch, Dr. Frank Lunkeit, Dr. Uwe Mikolajewicz und Dipl.-Met. Frank Sielmann.

Weiterhin möchte ich mich bei den Mitarbeitern des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg, des Max-Planck-Instituts für Meteorologie und des Deutschen Klimarechenzentrums für die freundliche Unterstützung bei dieser Arbeit bedanken.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank Andrea für ihr Verständnis und ihre moralische Unterstützung.

Die Untersuchungen wurden im Rahmen zweier Projekte der Kommission der Europäischen Union finanziell unterstützt. Die Beobachtungsdaten des ECMWF wurden vom Deutschen Wetterdienst zur Verfügung gestellt.

Literaturverzeichnis

- Arakawa, A. und V.R. Lamb, 1977: Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods Comp. Phys.*, 17, 173-265.
- Broecker, W.S., 1991: The great ocean conveyor. *Oceanography*, 4, 79-89.
- Bryan, K., S. Manabe und R.C. Pacanowski, 1975: A global ocean-atmosphere climate model. Part II: The ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 5, 30-46.
- Cubasch, U., K. Hasselmann, H. Höck, E. Maier-Reimer, U. Mikolajewicz, B.D. Santer und R. Sausen, 1992: Time-dependent greenhouse warming computations with a coupled ocean-atmosphere model. *Clim. Dyn.*, 8, 55-69.
- Cubasch, U., B.D. Santer, A. Hellbach, G. Hegerl, H. Höck, E. Maier-Reimer, U. Mikolajewicz, A. Stössel und R. Voss, 1994: Monte Carlo climate change forecasts with a global coupled ocean-atmosphere model. *Clim. Dyn.*, 10, 1-19.
- Eliassen E., B. Machenhauer und E. Rasmussen, 1970: On a numerical method for integration of the hydrological equations with spectral representation of the horizontal fields. *Report No. 2, Institut for teoretisk meteorologi, Universität Kopenhagen*.
- Gates, W.L., 1992: AMIP: The atmospheric model intercomparison project. *Bull. Amer. Soc.*, 73, 1962-1970.
- Gates, W.L., U. Cubasch, G.A. Meehl, J.F.B. Mitchell und R.J. Stouffer, 1993: An intercomparison of selected features of the control climates simulated by coupled ocean-atmosphere general circulation models. Report of the Steering Group on Global Climate Modelling, WCRP-82, WMO/TD-No. 574.
- Gordon, A.L., 1986: Interocean exchange of thermocline water. *J. Geophys. Res.*, 91, 5037-5046.
- Harvey, L.D.D., 1986: Computational efficiency and accuracy of methods for asynchronously coupling atmosphere-ocean models. Part II: Testing with a seasonal cycle. *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 11-24.
- Hasselmann, K., 1982: An ocean model for climate variability studies. *Progr. Oceanogr.*, 11, 69-82.
- Hasselmann, K., 1988: Some problems in the numerical simulation of climate variability using high resolution coupled models. In: *Physically-based modelling and simulation of climate and climate change - Part I*, (ed. M.E. Schlesinger), Kluwer Academic Publishers, 583-614.
- Hasselmann, K., R. Sausen, E. Maier-Reimer und R. Voss, 1993: On the cold start problem in transient simulations with coupled atmosphere-ocean models. *Clim. Dyn.*, 9, 53-61.
- Hasselmann, K., L. Bengtsson, U. Cubasch, G. Hegerl, H. Rodhe, E. Roeckner, H. von Storch, R. Voss und J. Waszkewitz, 1995: Detection of anthropogenic climate change using a fingerprint method. *Report Nr 168, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg*.
- Hellermann, S., und M. Rosenstein, 1983: Normal monthly windstress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1093-114.
- Houghton, J.T., G.J. Jenkins und J.J. Ephraums, (eds), 1990: Climate change: The IPCC scientific assessment. *Cambridge University Press, Cambridge*, 363 pp.

- Houghton, J.T., B.A. Callander und J.J. Varney, (eds), 1992: Climate change 1992: The supplementary report to the IPCC scientific assessment. *Cambridge University Press, Cambridge*.
- Levitus, S., 1982: Climatological atlas of the world ocean. NOAA Professional Paper, 13, 173 Seiten.
- Lunkeit, F., R. Sausen und J.M. Oberhuber, 1996: Climate simulations with the global coupled atmosphere-ocean model ECHAM2/OPYC. Part I: Present-day climate and ENSO events. *Clim. Dyn.*, 12, 195-212.
- Maier-Reimer, E., U. Mikolajewicz und K. Hasselmann, 1993: Mean circulation of the Hamburg LSG OGCM und its sensitivity to the thermohaline surface forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 731-757.
- Manabe, S., und K. Bryan, 1969: Climate calculations with a combined ocean-atmosphere model. *J. Atm. Sci.* 26, 786-789.
- Manabe, S., K. Bryan und M.J. Spelman, 1975: A global ocean-atmosphere climate model. Part I: The atmospheric circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 5, 3-29.
- Manabe, S., K. Bryan und M.J. Spelman, 1979: A global ocean atmosphere climate model with seasonal variation for future studies of the climate system. *Dyn. Atmos. Oceans*, 3, 393-426.
- Manabe, S., und R.J. Stouffer, 1988: Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model. *J. Clim.*, 1, 841-866.
- Manabe, S., R.J. Stouffer, M.J. Spelman und K. Bryan, 1991: Transient response of a coupled ocean-atmosphere model to gradual changes of atmospheric CO₂. Part I: Annual mean response. *J. Clim.*, 4, 785-818.
- Manabe, S., und R.J. Stouffer, 1994: Multiple-century response of a coupled ocean-atmosphere model to an increase of the atmospheric carbon dioxide. *J. Clim.*, 7, 5-23.
- Mikolajewicz, U., E. Maier-Reimer, 1990: Internal secular variability in an ocean general circulation model. *Clim. Dyn.*, 4, 145-156.
- Mikolajewicz, U., U. Cubasch, G. Hegerl, H. Höck, E. Maier-Reimer, B.D. Santer und S. Schultz, 1994: Changes in oceanic circulation of the North Atlantic as a result of an increase in atmospheric greenhouse gas concentration. *ICES mar. Sci.-Symp.*, 198, 292-296.
- Murphy, J.M., 1995: Transient response of the Hadley centre coupled ocean-atmosphere model to increasing carbon dioxide. Part I: Control climate and flux adjustment. *J. Clim.*, 8, 36-56.
- Murphy, J.M., und J.F.B. Mitchell, 1995: Transient response of the Hadley centre coupled ocean-atmosphere model to increasing carbon dioxide. Part II: Spatial and temporal structure of response. *J. Clim.*, 8, 57-80.
- Mysak, L.A., D.K. Manak, 1989: Arctic sea-ice extent and anomalies, 1953-1984. *Atmosphere-Ocean*, 27, 376-405.
- North, G.R., R.F. Cahalan und J.A. Coakley, 1981: Energy balance climate models. *Rev. Geoph. Space Phys.*, 19, 91-121.
- Orzag, S., 1970: Transform method for the calculation of vector-coupled sums: Application to the spectral form of the vorticity equation. *J. Atmos. Sci.*, 27, 890-895.

- Parkinson C.L., D.J. Cavalieri, 1989: Arctic sea ice 1973-1987: seasonal, regional, and interannual variability. *J. Geophys. Res.*, *94*, 14499-14523.
- Pollard D., I. Muszynski, S.H. Schneider und S.L. Thompson, 1990: Asynchronous coupling of ice-sheet and atmospheric forcing models. *Annals of Glac.*, *14*, 247-251.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, S. Brinkop, L. Dümenil, M. Esch, E. Kirk, F. Lunkeit, M. Ponater, B. Rockel, R. Sausen, U. Schlese, S. Schubert und M. Windelband, 1992: Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: impact of the model physics and resolution. *Report Nr 93, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg*.
- Roeckner, E., J.M. Oberhuber, A. Bacher, M. Christoph und I. Kirchner, 1996: ENSO variability and atmospheric response in a global coupled atmosphere-ocean GCM. *Clim. Dyn.*, (eingereicht).
- Roberts, D.L., 1990: An investigation of the Gates asynchronous coupling strategy using a simple energy-balance model. *Dyn. Atmos. Oceans*, *14*, 279-301.
- Sausen, R., 1988: Asynchronous coupling of ocean and atmosphere models. In: *Modelling the Sensitivity and Variations of the Ocean-Atmosphere System. Report of a workshop at the ECMWF. WCRP-15, WMO/TD-No. 254, 280-289.*
- Sausen, R., K. Barthel und K. Hasselmann, 1988: Coupled ocean-atmosphere models with flux correction. *Clim. Dyn.*, *2*, 145-163.
- Sausen, R., und F. Lunkeit, 1990: Some remarks on the cause of the climate drift of coupled ocean-atmosphere models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, *63*, 141-146.
- Sausen, R., S. Schubert und L. Dümenil, 1994: A model of the river runoff for the use in coupled atmosphere-ocean models. *J. Hydrology*, *155*, 337-352.
- Sausen, R., R. Voss und M. Ponater, 1993: Orographic forcing in ECHAM. *Beitr. Phys. Atmosph.*, *66*, 239-252.
- Sausen, R., und R. Voss, 1996: Techniques for asynchronous and periodically-synchronous coupling of atmosphere and ocean models. Part I: General strategy and application to the cyclo-stationary case. *Clim. Dyn.*, (im Druck).
- Schiller A., U. Mikolajewicz und R. Voss, 1996: The stability of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere general circulation model. *Clim. Dyn.*, (eingereicht).
- Schlesinger, M.E., 1979: Discussion of "A global ocean-atmosphere model with seasonal variation for future studies of climate sensitivity". *Dyn. Atmos. Oceans*, *3*, 427-432.
- Schmitz, W.J., 1995: On the interbasin-scale thermohaline circulation. *Rev. Geophys.*, *33*, 151-173.
- Schneider, S.H., und L.D.D. Harvey, 1986: Computational efficiency and accuracy of methods for asynchronously coupling atmosphere-ocean models. Part I: Testing with a mean annual model. *J. Phys. Oceanogr.*, *16*, 3-10.
- Stefan, R., 1891: The theory of ice formation especially in the Arctic ocean. *Ann. Phys. Chem. N.F.*, *42*, 269-278.
- von Storch, J.-S., 1994: Interdecadal variability in a global coupled model. *Tellus*, *46A*, 419-432.
- Stouffer, R.J., S. Manabe und K.Y. Vinnikov, 1994: Model assessment of the role of natural variability in recent global warming. *Nature*, *367*, 634-636.

-
- Voss, R., und R. Sausen, 1996: Techniques for asynchronous and periodically-synchronous coupling of atmosphere and ocean models. Part II: Impact of variability. *Clim. Dyn.*, (im Druck).
- Washington, W.M., A.J. Semtner, G.A. Meehl, D.J. Knight und T.A. Mayer, 1980: A general circulation experiment with a coupled atmosphere, ocean and sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1887-1908.
- Washington, W.M., und G.A. Meehl, 1989: Climate sensitivity due to increased CO₂: Experiments with a coupled atmosphere and ocean general circulation model. *Clim. Dyn.*, 4, 1-38.
- Woodruff, S.D., R.J. Slutz, R.L. Jenne und P.M. Steurer, 1987: A comprehensive ocean-atmosphere data set. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 68, 1239-1250.

- EXAMENSARBEIT Nr. 10**
Januar 1991
Interne Variabilität in einem stochastisch angetriebenen ozeanischen Zirkulationsmodell
Uwe Mikolajewicz
- EXAMENSARBEIT Nr. 11**
Februar 1991
Bildung und Transport von Aerosolteilchen und ihre Bedeutung für den Strahlungshaushalt
Ingrid Schult
- EXAMENSARBEIT Nr. 12**
März 1991
Strahlungsübertragung in klaren Atmosphären im IR mit k-Verteilungs- und Linie-für-Linie Modellen
Heinz-Dieter Hollweg
- EXAMENSARBEIT Nr. 13**
November 1991
Die bodennahe Luftströmung über inhomogenen Oberflächen
Martin Claußen
- EXAMENSARBEIT Nr. 14**
März 1992
Windinduzierte interannuale Variabilität in der Warmwassersphäre von 1981 bis 1987
Teil II: Fluktuationen im Kohlenstoffkreislauf
Arne M. E. Winguth
- EXAMENSARBEIT Nr. 15**
Dezember 1992
Fernerkundung der optischen Eigenschaften von Seen mit Landsat 5 Thematic Mapper
Waltraud Manschke
- EXAMENSARBEIT Nr. 16**
Juli 1993
Baroklin instabile Wellen der Atmosphäre: Empirisch abgeleitete Moden im Vergleich zu quasi-geostrophischer Theorie
Reiner Schnur
- EXAMENSARBEIT Nr. 17**
September 1993
Messung des Wasserdampfes in der konvektiven Grenzschicht mit DIAL und RADAR-RASS
Christoph Senff
- EXAMENSARBEIT Nr. 18**
November 1993
Zur saisonalen Variation des ozeanischen Kohlendioxidpartialdrucks
Katharina D. Kurz
- EXAMENSARBEIT Nr. 19**
Januar 1994
Dynamisch-stochastische Vorhersage-Experimente mit Modellen der allgemeinen Zirkulation für einen Zeitraum von 10 Tagen bis 100 Jahren
Ulrich Cubasch
- EXAMENSARBEIT Nr. 20**
Februar 1994
Deposition radioaktiver Tracer in einem Transportmodell der Atmosphäre
Stefan Rehfeld
- EXAMENSARBEIT Nr. 21**
Februar 1994
Der Einfluß vulkanischen Aerosols und simultaner Temperaturanomalien der tropischen Meeresoberfläche (El Niño) auf das Klimasystem
Ingo Kirchner
- EXAMENSARBEIT Nr. 22**
Juni 1994
ENSO induzierte Variabilität im Indischen Ozean
Andreas Villwock
- EXAMENSARBEIT Nr. 23**
Juni 1994
Untersuchungen zu Mechanismus und Vorhersagbarkeit von ENSO mit einem vereinfachten gekoppelten Ozean - Atmosphäre - Modell
Moritz Flügel
- EXAMENSARBEIT Nr. 24**
Juli 1994
Nordatlantische Variabilität in einem Ozeanzirkulationsmodell im Zeitbereich von Dekaden
Ralf Weiße

- | | |
|--|--|
| EXAMENSARBEIT Nr.25
August 1994 | Inverse Modellierung des atmosphärischen Methan-Kreislaufs unter Verwendung eines drei-dimensionalen Modells des Transports und der Chemie der Troposphäre
Ralf Hein |
| EXAMENSARBEIT Nr. 26
August 1994 | Optimierung eines Seegangmodells mit der Adjungierten Methode
Georg Barzel |
| EXAMENSARBEIT Nr. 27
März 1995 | Stabile Wasserisotope im allgemeinen Zirkulationsmodell ECHAM
Georg Hoffmann |
| EXAMENSARBEIT Nr. 28
Mai 1995 | The Atmospheric Response to North Atlantic Sea Surface Temperature Anomalies in GCM Experiments
Viacheslav V. Kharin |
| EXAMENSARBEIT Nr. 29
Juni 1995 | Einbindung der regionalen troposphärischen Chemie in die Hamburger Klimamodellumgebung: Modellrechnungen und Vergleich mit Beobachtungsdaten
Bärbel Langmann |
| EXAMENSARBEIT Nr. 30
Juli 1995 | Messung des Ozonflusses in der unteren Troposphäre mit einem neuen Ozon-DIAL-System und einem Radar-RASS
Thorsten Schaberl |
| EXAMENSARBEIT Nr. 31
November 1995 | Untersuchungen troposphärischen Ozons mit DIAL
Gunther C. Grabbe |
| EXAMENSARBEIT Nr. 32
November 1995 | Die Schneedecke als Komponente des Klimasystems und ihre Modellierung
Bettina Loth |
| EXAMENSARBEIT Nr. 33
Dezember 1995 | Der Einfluß des El Niño/Southern Oscillation Phänomens auf die atmosphärische Zirkulation in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel: Beobachtungen und Modellsimulationen
Wilhelm May |
| EXAMENSARBEIT Nr. 34
Dezember 1995 | DIAL-Messungen von vertikalen Wasserdampfverteilungen Ein Lasersystem für Wasserdampf- und Temperaturmessungen in der Troposphäre
Volker Wulfmeyer |
| EXAMENSARBEIT Nr. 35
Januar 1996 | Der Einfluß von Datenassimilation auf ENSO Simulationen und Vorhersagen
Martin Fischer |
| EXAMENSARBEIT Nr. 36
Februar 1996 | Bodengebundene Fernerkundung von Eiswolken im nahen Infrarot
Margarita Betancor Gothe |
| EXAMENSARBEIT Nr. 37
März 1996 | Turbulenzcharakteristiken von Golfstromtrajektorien in einem quasigeostrophischen Zirkulationsmodell basierend auf Lagrange'schen Vorticitytracern
Miguel Zorita Calvo |
| EXAMENSARBEIT Nr. 38
Mai 1996 | Entwicklung eines Kopplungsverfahrens zur Reduzierung der Rechenzeit von Atmosphäre-Ozean-Modellen
Reinhard Voß |

