

**Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e.V.**

Forschungsbericht 2003-16

Klimawirkung von Kondensstreifen:
Untersuchungen mit einem globalen
atmosphärischen Zirkulationsmodell

Susanne Marquart

Institut für
Physik der Atmosphäre
Oberpfaffenhofen

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-
Universität München

161 Seiten

48 Bilder

25 Tabellen

164 Literaturstellen

Gutachter der Dissertation:

Erster Gutachter: Prof. Dr. R. Sausen

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. H. Quenzel

Tag der Abgabe: 27. März 2003

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Juli 2003

Klimawirkung von Kondensstreifen: Untersuchungen mit einem globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell

Dissertation
der Fakultät für Physik der
Ludwig–Maximilians–Universität München

Susanne Marquart

Institut für Physik der Atmosphäre
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) e.V.
D-82234 Weßling

Oberpfaffenhofen 2003

Kondensstreifen, ECHAM, Klimamodell, Strahlungsantrieb, Klimawirkung

Klimawirkung von Kondensstreifen:

Untersuchungen mit einem globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wurde erstmals eine Parametrisierung von linienförmigen Kondensstreifen für ein globales atmosphärisches Zirkulationsmodell (ECHAM) entwickelt. Diese erlaubt es, Bedeckungsgrad, optische Eigenschaften und Strahlungsantrieb von Kondensstreifen zu jedem Modellzeitschritt in physikalisch begründeter Abhängigkeit von den jeweils vorherrschenden atmosphärischen Umgebungsbedingungen zu simulieren. Zusätzlich können mögliche Einflüsse auf atmosphärische Parameter ermittelt werden, was auch die Bestimmung eines Klimasensitivitätsparameters speziell für linienförmige Kondensstreifen ermöglicht. Regionale Kondensstreifenbedeckungsgrade sowie die große simulierte Bandbreite an optischen Dicken zeigen befriedigende qualitative und quantitative Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten. Sensitivitätsstudien ergeben für linienförmige Kondensstreifen einen geringeren globalen Strahlungsantrieb als vom Intergovernmental Panel on Climate Change (1999) abgeschätzt. Die größte Unsicherheit ist dabei mit der mangelhaften Kenntnis mikrophysikalischer Eigenschaften wie Eiswassergehalt, Partikelform und Partikelgröße verbunden. Unter Beachtung künftiger Veränderungen des Luftverkehrsaufkommens und der Triebwerkstechnologie, sowie anthropogener Klimaänderungen, ergeben die Modellsimulationen eine Vervielfachung des globalen Bedeckungsgrads sowie Strahlungsantriebs zwischen 1992 und 2050.

contrails, ECHAM, climate model, radiative forcing, climate impact

Climate impact of contrails:

Investigations by means of an atmospheric general circulation model

Short Abstract

A parameterization of line-shaped contrails for use within the framework of a general circulation model (ECHAM) was developed for the first time. Contrail coverage, optical properties and radiative forcing are calculated at any model time step depending in a physically based manner on the respective conditions in the ambient air. In addition, possible effects on atmospheric parameters can be simulated, allowing for the determination of a climate sensitivity parameter especially for line-shaped contrails. Regional contrail cover as well as the large range of simulated optical depth values show a fair qualitative and quantitative agreement with observations. Sensitivity studies result in a lower global radiative forcing of line-shaped contrails than estimated by the Intergovernmental Panel on Climate Change (1999). Remaining uncertainties are mainly associated with poor knowledge of microphysical properties such as ice water content, particle shape and size. Considering future changes in air traffic density, and aircraft technology, as well as anthropogenic climate change, an increase of global contrail cover and radiative forcing by roughly a factor of four between 1992 and 2050 is simulated.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	viii
1 Einleitung	1
2 Parametrisierung von Kondensstreifen im Klimamodell ECHAM: Modellbeschreibung	8
2.1 Das Klimamodell ECHAM4.L39(DLR)	8
2.2 Parametrisierung von stratiformen Wolken	11
2.2.1 Subskalige Wolkenbildung	11
2.2.2 Kondensation und Verdunstung von Wolkenwasser	12
2.2.3 Bildung und Verdunstung von Niederschlag	12
2.3 Parametrisierung von Kondensstreifen	13
2.3.1 Thermodynamische Kondensstreifenbildung	13
2.3.2 Subskalige Kondensstreifenbildung	15
2.3.3 Eiswassergehalt	18
2.4 Optische Eigenschaften von Wolken und Kondensstreifen	19
2.5 Der Strahlungsantrieb von Kondensstreifen	21
2.6 Besonderheiten der Strahlungswirkung optisch dünner Wolken in E39	23
2.6.1 Strahlungstransfer in E39	23
2.6.2 Vergleichsrechnungen mit einem hochwertigen Strahlungstransfermodell	24
2.6.2.1 Langwelliger Strahlungsantrieb	26
2.6.2.2 Kurzwelliger Strahlungsantrieb	28
2.6.3 Physikalische Ursachen der Unterschätzung der Strahlungswirkung optisch dünner Wolken	28

2.6.4	Korrektur der Parametrisierung des langwelligen Strahlungstransfers in bewölkter Atmosphäre	32
3	Kondensstreifen in E39: Referenzsimulation für 1992	36
3.1	Experimentbeschreibung	36
3.2	Bedeckungsgrad	38
3.3	Optische Eigenschaften	47
3.4	Strahlungsantrieb und Strahlungserwärmungsraten	55
4	Einfluss des Tagesgangs des Luftverkehrs	61
4.1	... auf tageszeitliche Verläufe von Kondensstreifeneigenschaften	62
4.2	... auf den jährlich gemittelten Strahlungsantrieb	68
4.3	Einfluss längerer Lebenszeiten von Kondensstreifen	70
5	Sensitivitäten und Unsicherheiten	74
5.1	Die Kalibrierung	75
5.2	Der Flugverkehrsdatensatz	76
5.2.1	Systematische Veränderungen der Flugniveaus	76
5.2.2	Geflogene Distanzen statt Treibstoffverbrauch	79
5.3	Mikrophysikalische Eigenschaften	80
5.4	Natürliche Wolken	84
5.5	Variable Meeresoberflächentemperaturen	87
5.6	Systematische Fehler im Modellklima	89
5.7	Zusammenfassung globaler Strahlungsantriebe	97
6	Zukunftsszenarien	100
6.1	Kondensstreifen in den Jahren 2015 und 2050	100
6.1.1	Bedeckungsgrad, Strahlungsantrieb, optische Dicke	101
6.1.2	Auswirkung systematischer Fehler im Modellklima	109
6.2	Kondensstreifen von Cryoplanes	110

7 Klimawirkung von Kondensstreifen	116
7.1 Veränderung der Bewölkung	118
7.2 Veränderung der Temperatur	120
7.3 Veränderung der Wasserdampfkonzentration	121
7.4 Klimasensitivität	123
7.4.1 Klimasensitivitätsparameter	123
7.4.2 Offene Fragen	124
8 Schlussfolgerungen und Ausblick	126
Symbole	132
Abkürzungen	134
Literaturverzeichnis	136

Kurzfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde erstmals eine Parametrisierung von linienförmigen Kondensstreifen für ein globales atmosphärisches Zirkulationsmodell (ECHAM) entwickelt. Diese erlaubt es, Bedeckungsgrad, optische Eigenschaften und Strahlungsantrieb von Kondensstreifen zu jedem Modellzeitschritt in physikalisch begründeter Abhängigkeit von den jeweils vorherrschenden atmosphärischen Umgebungsbedingungen zu simulieren. Zusätzlich können im Modell Rückkopplungen zwischen den parametrisierten Kondensstreifen und dem Modellklima zugelassen werden, so dass über die reine Strahlungswirkung hinaus auch mögliche Einflüsse auf atmosphärische Parameter ermittelt sowie ein Klimasensitivitätsparameter speziell für linienförmige Kondensstreifen bestimmt werden konnten.

Die simulierten Kondensstreifenbedeckungsgrade zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit Satellitenbeobachtungen über verschiedenen Regionen. Auch die große Bandbreite lokal oder regional beobachteter optischer Dicken von Kondensstreifen wird vom Modell wiedergegeben. Ebenso werden in Messungen gefundene regionale Unterschiede, wie höhere optische Dicken über den USA als über Europa, in den Modellrechnungen reproduziert. Der Mittelwert der simulierten optischen Dicken (im globalen Mittel knapp 0.1) liegt dagegen unter den aus Beobachtungen abgeleiteten Werten.

Mit Hilfe von zahlreichen Sensitivitätsstudien konnte der globale Nettostrahlungsantrieb linienförmiger Kondensstreifen fundiert quantifiziert werden. In Betracht gezogen wurden Unsicherheiten bezüglich mikrophysikalischer und optischer Eigenschaften der Kondensstreifenpartikel, Ungenauigkeiten verbunden mit den verwendeten Luftverkehrskatastern, Auswirkungen systematischer Fehler im Modellklima, sowie einige modellspezifische Vereinfachungen. Die global gemittelten Nettostrahlungsantriebe der einzelnen Sensitivitätsexperimente für das Jahr 1992 variieren zwischen 2.5 und 10.7 mW/m², was insgesamt unter der Abschätzung des Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC, 1999) von 17 mW/m² liegt.

Die größte Unsicherheit bezüglich des global gemittelten Nettostrahlungsantriebs von Kondensstreifen ist den Erkenntnissen dieser Arbeit nach mit der mangelhaften Kenntnis mikrophysikalischer Eigenschaften wie Eiswassergehalt, Partikelform und Partikelgröße verbunden. Besonders interessant ist die Abhängigkeit des Nettostrahlungsantriebs vom mittleren effektiven Partikelradius, die gerade in dem auf Kondensstreifen zutreffenden Partikelgrößenbereich höchst nichtlinear ist. Verglichen mit den Unsicherheiten aufgrund von nur ungenau bekannten mikrophysikalischen Eigenschaften erwiesen sich alle weiteren untersuchten Sensitivitäten im globalen Mittel als weniger bedeutend. Dies ist insofern ein befriedigendes Ergebnis, als die dem Klimamodell und der entwickelten Parametrisierung inhärenten Vereinfachungen nicht zu gravierenden Fehlern führen, sofern hauptsächlich der global und jährlich gemittelte Nettostrahlungsantrieb betrachtet wird.

Der für linienförmige Kondensstreifen bestimmte Klimasensitivitätsparameter ist von ähnlicher Größe wie der einer homogenen CO₂-Störung. Er kann allerdings aufgrund der bisher durchgeführten Simulationen nur mit einer verhältnismäßig großen statistischen Unsicherheit angegeben werden.

Außer langfristig gemittelten Größen wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Tages- und Jahresgänge analysiert. Daraus geht hervor, dass der simulierte Nettostrahlungsantrieb in einzelnen Regionen im monatsgemittelten Tagesverlauf starken und raschen quantitativen Schwankungen unterworfen sein kann, die vor allem vom Zusammenwirken des Flugverkehrsaufkommens und des Sonnenstands zu der jeweiligen Tageszeit abhängen. Da der tageszeitliche Verlauf des Sonnenstands in den vielbeflogenen mittleren Breiten auch im Lauf eines Jahres stark variiert, ist der qualitative Tagesgang des Nettostrahlungsantriebs, insbesondere das tageszeitliche Auftreten der Extrema, in deutlichem Maße von der Jahreszeit geprägt.

In der vorliegenden Arbeit wurde auch abgeschätzt, welche Größenordnung die Strahlungswirkung linienförmiger Kondensstreifen in Zukunft annehmen könnte: Werden sowohl die zu erwartenden Veränderungen auf dem Luftfahrtsektor (d.h. ein steigendes Luftverkehrsaufkommen und eine verbesserte Triebwerkstechnologie), als auch die prognostizierte anthropogene Klimaänderung berücksichtigt, so ergeben die Modellsimulationen einen Anstieg des globalen Kondensstreifenbedeckungsgrads von 0.06% im Jahr 1992 auf 0.14% im Jahr 2015 und 0.22% im Jahr 2050. Der global gemittelte Strahlungsantrieb von Kondensstreifen steigt dabei von 3.5 mW/m^2 im Jahr 1992 auf 9.4 mW/m^2 im Jahr 2015 und 14.8 mW/m^2 im Jahr 2050, was etwa einer Vervierfachung von 1992 bis 2050 entspricht. Der relative Anstieg des Strahlungsantriebs fällt dabei etwas stärker aus als der des Bedeckungsgrads, was unter anderem darauf zurückzuführen ist, dass die optische Dicke der Kondensstreifen in der sich im Laufe der Zeit erwärmenden Troposphäre zunimmt.

Kapitel 1

Einleitung

Linienförmige Wolken, die sich im Nachlauf von Flugzeugen bilden, gehören heutzutage zu den alltäglichen optischen Erscheinungen am Himmel. Die ersten publizierten Berichte über die Beobachtung derartiger Wolken, für die sich später der Begriff Kondensstreifen durchsetzte, stammen aus dem Jahr 1919 (Ettenreich, 1919; Weickmann, 1919), kurze Zeit nachdem Flugzeuge Höhen von etwa 8 km erreichen konnten, in denen in mittleren Breiten die Bildung von Kondensstreifen möglich ist. Gesteigerte Aufmerksamkeit wurde dem Phänomen der Kondensstreifenbildung jedoch erst in den 40er Jahren entgegengebracht, als zunehmend Interesse am Aufspüren von Flugzeugen bestand (z.B. Löhner, 1940; Schmidt, 1941; Weickmann, 1945).

Aus diversen Vorschlägen, auf welche Weise und unter welchen Umständen sich Kondensstreifen bilden, setzte sich allmählich eine Theorie durch: Aufgrund der Emission von Wasserdampf und Wärme mit den Flugzeugabgasen kann Übersättigung bezüglich der Flüssigwasserphase erreicht werden, was zur Kondensation an Umgebungs- oder vom Flugzeug emittierten Aerosolen und anschließendem homogenen Gefrieren der flüssigen Tröpfchen führt (Varney, 1921; Regener, 1941; Brewer, 1946; Appleman, 1953; Scorer, 1955). Dabei ist die Kondensstreifenbildung nur möglich bei Unterschreitung einer Grenztemperatur, die vom Druck und der Feuchtigkeit der Umgebungsluft sowie von der Wasserdampf- und Wärmefreisetzung mit dem Abgasstrahl abhängt (Schmidt, 1941; Appleman, 1953). Diese thermodynamische Theorie ist in ihren wesentlichen Zügen bis heute anerkannt und mittlerweile durch eine Vielzahl von Messungen experimentell bestätigt (z.B. Jensen et al., 1998; Kärcher et al., 1998; Schumann, 2000). Sie stellt eine wesentliche Grundlage der vorliegenden Arbeit dar.

Nicht nur der Frage nach der Bildung von Kondensstreifen, sondern auch nach ihrer Lebenszeit in der Atmosphäre wurde bereits frühzeitig nachgegangen (Brewer, 1946). Der thermodynamischen Theorie nach können sich in genügend kalter Umgebungsluft auch in vollkommen trockener Atmosphäre kurzzeitig Kondensstreifen bilden. Dagegen ist die Persistenz von Kondensstreifen, d.h. ihr Fortbestehen auch nach weitgehender Durchmischung mit der Umgebungsluft, nur dann gewährleistet, wenn die Umgebungsfeuchte die Sättigung bezüglich der Eisphase überschreitet (Schumann, 1996; Jensen et al., 1998). In solchen eisübersättigten Regionen können Kondensstreifen mehrere Stunden lang existieren, wobei sich ihr Aussehen allmählich dem von natürlichen Zirren annähert (Schumann und Wendling, 1990; Minnis et al., 1998).

Die genaue zeitliche Entwicklung eines Kondensstreifens hängt im Anfangsstadium (bis etwa 100 Sekunden nach der lokalen Emission) wesentlich von der Wirbeldynamik im Nachlauf des Flugzeugs ab, während in späteren Entwicklungsstadien dynamische Vorgänge in der Atmosphäre, wie turbulente Diffusion und vertikale Windscherung, zunehmend an Bedeutung gewinnen (Hoshizaki et al., 1975; Freudenthaler et al., 1995; Gierens, 1996; Dürbeck und Gerz, 1996). Die im Anfangsstadium gebildeten Partikel wachsen dabei durch Anlagerung von sublimierendem Wasserdampf, der dem in der Umgebungsluft vorhandenen Sättigungsüberschuss entzogen wird (Schumann, 1996).

Obwohl Kondensstreifen, nicht zuletzt dank ihrer Sichtbarkeit für das menschliche Auge, bereits verhältnismäßig früh das Interesse der Forscher weckten und das fundamentale Prinzip der Kondensstreifenbildung schon seit über fünfzig Jahren bekannt ist, hat sich die Frage nach der Klimawirkung dieser anthropogenen Eiswolken erst in den letzten Jahren zu einem relevanten Thema der Atmosphärenforschung entwickelt. Ähnliches gilt auch für dünne Zirruswolken im Allgemeinen, da diese im Vergleich zu den vertikal mächtigeren Wasserwolken und Cumulonimben in wesentlich geringerem Ausmaß die atmosphärische Dynamik oder die solare Einstrahlung verändern (Seinfeld, 1998; Lynch et al., 2002).

Kondensstreifen beeinflussen genauso wie natürliche Zirruswolken die Strahlungsbilanz der Erdatmosphäre und somit das Klima (z.B. Liou, 1986): Einerseits reduzieren sie durch die Streuung kurzwelliger Strahlung die solare Einstrahlung auf der Erdoberfläche (Albedoeffekt), andererseits reduzieren sie durch die Absorption langwelliger Strahlung auch die terrestrische Ausstrahlung (Treibhauseffekt). Ob der kühlende Albedoeffekt oder der wärmende Treibhauseffekt der Kondensstreifen überwiegt, hängt unter anderem von der Höhe und der optischen Dicke der Wolke ab (Cox, 1973; Platt, 1981; Stephens und Webster, 1981; Stephens et al., 1990). Bei optisch dünnen, hohen Eiswolken wie Kondensstreifen dominiert in den meisten Fällen der langwellige, erwärmende Effekt (Platt, 1981; Betancor Gothe und Graßl, 1993; Fortuin et al., 1995; Meerkötter et al., 1999), so dass Kondensstreifen zum sogenannten anthropogenen Treibhauseffekt beitragen.

Ein Grund für das steigende Interesse an Kondensstreifen und Zirruswolken ist sicherlich auch das seit Jahren stetig anwachsende Luftverkehrsaufkommen. Im Vergleich zu anderen Wirtschaftszweigen ist die Wachstumsrate des Flugverkehrs hoch – die jährliche Zunahme an Transportleistung liegt derzeit bei etwa 5% (IPCC, 1999) – was auch zu einer stetig steigenden Umweltbelastung durch diesen Verkehrssektor führt. Im Jahr 1995 trug der Luftverkehr weltweit 2.4% zum Verbrauch fossiler Brennstoffe und somit auch zur Erhöhung der CO₂-Konzentration bei (Sausen und Schumann, 2000). Außer durch die Emission von CO₂ kann der Luftverkehr das Klima noch auf mehrere andere Weisen beeinflussen, wovon einige im Vergleich zu anderen anthropogenen Einflussfaktoren einzigartig sind. Letzteres hängt damit zusammen, dass der Flugverkehr der einzig bedeutende anthropogene Emittent in einer Höhe von 10–11 km ist. In dieser Höhe unterscheiden sich die atmosphärischen Umgebungsbedingungen, und damit die Grundlagen für physikalische und chemische Prozesse, deutlich von den Verhältnissen in Bodennähe.

Im Jahr 1999 wurde vom „Intergovernmental Panel on Climate Change“ (IPCC) ein

ausführlicher Bericht erstellt, der sich exklusiv mit der globalen Beeinflussung von Atmosphäre und Klima durch den Luftverkehr auseinandersetzt und den damaligen Wissensstand zusammenfasste. Aus diesem Bericht stammt auch Abbildung 1.1, die den globalen Strahlungsantrieb¹ des Luftverkehrs im Jahr 1992 darstellt, sowie die Beiträge der einzelnen Komponenten angibt. Der gesamte Strahlungsantrieb des Luftverkehrs (rechter Balken) beträgt danach rund 50 mW/m^2 , was immerhin etwa 3% des gesamten durch anthropogenes CO_2 verursachten Strahlungsantriebs ausmacht (IPCC, 1999).

¹Der Strahlungsantrieb bezeichnet das durch eine (anthropogene) Störung in der Atmosphäre hervorgerufene Strahlungsungleichgewicht und wird in der Wissenschaft derzeit oft als Maß für eine Klimaänderung herangezogen. Einzelheiten hierzu sind in Abschnitt 2.5 zu finden.

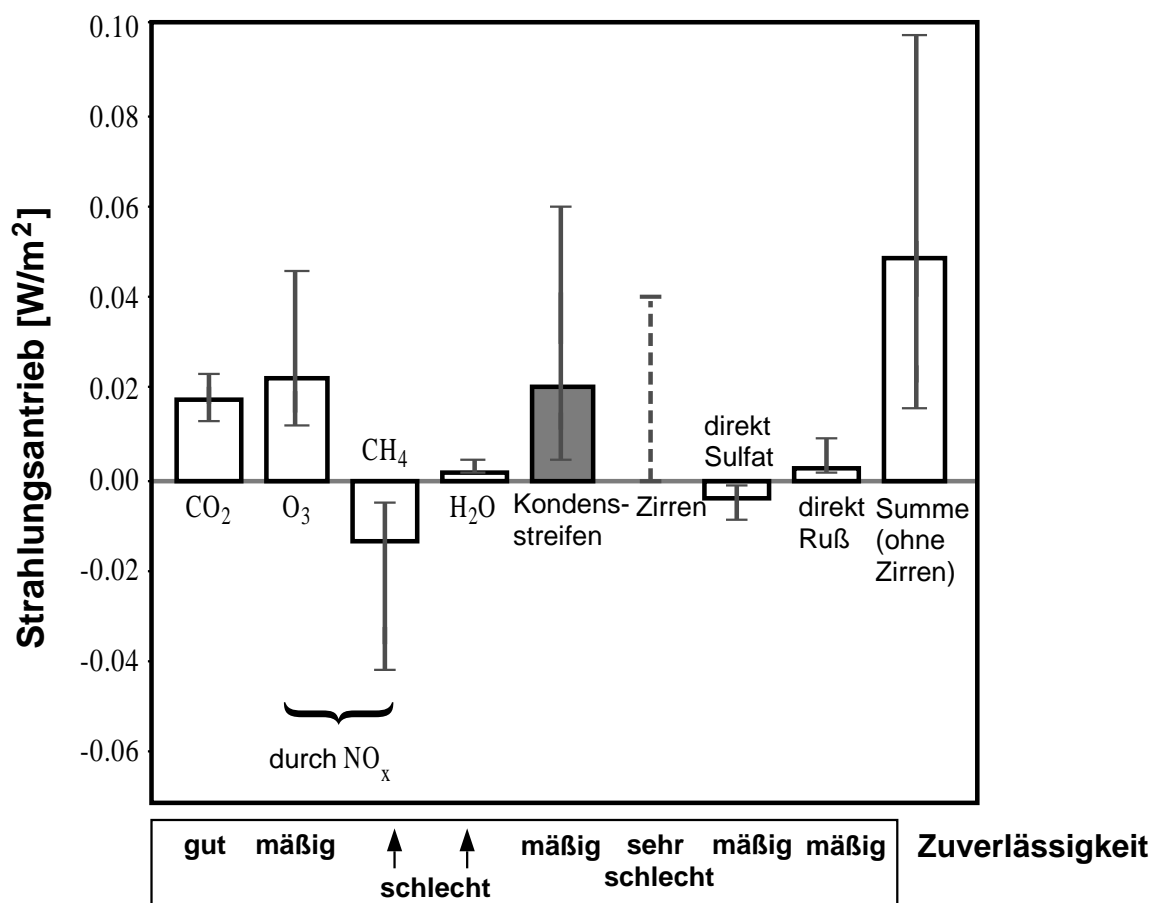


Abbildung 1.1: Global und jährlich gemittelter Strahlungsantrieb durch den Luftverkehr im Jahr 1992, nach IPCC (1999, Figure 6-14). Die Balken stellen den jeweiligen „best estimate“ dar. Zusätzlich ist für die einzelnen Beiträge das 67%–Konfidenzintervall sowie eine qualitative Einschätzung des Wissensstands angegeben. Für die Summe der Beiträge ist eine Unsicherheitsabschätzung in Form der Wurzel der Summe der quadrierten unteren bzw. oberen Grenzen der einzelnen Konfidenzintervalle (ohne Zirren) angegeben. Der Strahlungsantrieb linienförmiger Kondensstreifen ist durch graue Einfärbung hervorgehoben.

Linienhafte Kondensstreifen stellen nach den Einschätzungen des IPCC (1999) neben CO₂ und Ozon eine der wesentlichen Komponenten des Strahlungsantriebs des Luftverkehrs dar (grau eingefärbter Balken in Abbildung 1.1). Allerdings wurde auch die quantitative Unsicherheit dieses Beitrages vom IPCC (1999) als verhältnismäßig hoch eingestuft. Letzteres ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass die Abschätzung des globalen Strahlungsantriebs von Kondensstreifen damals auf einer einzigen Studie beruhte (Minnis et al., 1999). Der Bedarf an weiteren quantitativen Studien in diesem Bereich ist also hoch.

Noch wesentlich unsicherer als der Strahlungsantrieb linienförmiger Kondensstreifen ist nach den Einschätzungen des IPCC (1999) der Strahlungsantrieb Flugverkehrs-induzierter Zirren (sechste Spalte in Abbildung 1.1), der wenigstens zum Teil ein indirekter Effekt der Kondensstreifenbildung ist: Der Flugverkehr kann nämlich entweder durch Emission von Aerosolen oder durch Alterung von Kondensstreifen die „natürliche“ Bewölkung verändern. Persistente Kondensstreifen verlieren im Zuge von Alterungsprozessen allmählich ihr linienhaftes Aussehen, so dass sie nur noch schwer oder überhaupt nicht von natürlichen Zirruswolken zu unterscheiden sind (Minnis et al., 1998). Dieser Prozess führt höchstwahrscheinlich zu einer Erhöhung der Zirrusbewölkung (Boucher, 1999). Darüber hinaus kann die Bildung von Kondensstreifen-Eispartikeln und deren späteres Verdampfen zu Veränderungen im atmosphärischen Hintergrundaerosol führen (Kärcher, 1999). Da Aerosole stets maßgeblich an Wolkenbildungsprozessen beteiligt sind, könnte auch dieser indirekte Kondensstreifeneffekt die Zirrusbewölkung möglicherweise modifizieren. Derartige Prozesse sind jedoch zum gegenwärtigen Stand der Forschung kaum quantifizierbar.

Linienförmige Kondensstreifen betreffend wurden in den letzten Jahren einige Modellansätze entwickelt, um die Wirkung der Kondensstreifenbildung auf Atmosphäre und Klima wenigstens näherungsweise quantifizieren zu können. Sausen et al. (1998) entwickelten eine Methode zur Berechnung der globalen Verteilung des Kondensstreifenbedeckungsgrads auf der Basis der thermodynamischen Theorie der Kondensstreifenbildung. Diese Methode liefert auch eine Aussage über die geografische Verteilung von Regionen in der Atmosphäre, die potenziell für die Bildung von Kondensstreifen geeignet sind. Zur Abschätzung der Strahlungswirkung von Kondensstreifen wurden verschiedene Berechnungen mit Strahlungstransfermodellen durchgeführt (Fortuin et al., 1995; Meerkötter et al., 1999; Minnis et al., 1999; Myhre und Stordal, 2001). Um globale Verteilungen des Strahlungsantriebs realistisch berechnen zu können, müssen bei derartigen Modellstudien mittlere Kondensstreifeneigenschaften (v.a. Bedeckungsgrad und optische Dicke) sowie gemittelte meteorologische Umgebungsbedingungen extern vorgegeben werden (Minnis et al., 1999; Myhre et al., 2001). In der den Abschätzungen des IPCC (1999) zugrunde liegenden Studie von Minnis et al. (1999) wurden beispielsweise monatlich gemittelte Kondensstreifenbedeckungsgrade aus den erwähnten Berechnungen von Sausen et al. (1998) sowie eine in Fallstudien beobachtete mittlere optische Dicke zugrunde gelegt.

In der Realität bilden sich Kondensstreifen bevorzugt in solchen Regionen der Atmosphäre, die auch für die Bildung von Zirruswolken geeignet sind. Trotzdem können auch immer wieder Situationen beobachtet werden, in denen sich Kondensstreifen an einem ansonsten wolkenlosen Himmel bilden. In solchen Situationen ist die Strahlungswirkung der Kondensstreifen in der

Regel größer als im bewölkten Fall. Leider können derartige zeitliche und räumliche Inhomogenitäten mit reinen Strahlungstransferrechnungen nicht erfasst werden, denn die Eigenschaften der Kondensstreifen sind hierbei, wie oben ausgeführt, von den atmosphärischen Umgebungsbedingungen weitgehend entkoppelt.

Um potenziellen Nichtlinearitäten in der Strahlungswirkung von Kondensstreifen gerecht zu werden, ist ein Modellansatz nötig, der die Variabilität der Kondensstreifen vom Bedeckungsgrad über optische Eigenschaften bis hin zu Strahlungsantrieb oder Klimawirkung konsistent innerhalb eines einzigen Modellrahmens erfasst. Eine geeignete derartige Modellplattform stellt ein globales atmosphärisches Zirkulationsmodell dar. In bisherigen Klimamodellstudien wurde die mögliche Klimawirkung von Kondensstreifen jedoch lediglich mit Hilfe einiger schematisierter Sensitivitätsstudien untersucht: Fiktive Kondensstreifen wurden in Form von konstanten Erhöhungen des Wolkenbedeckungsgrads entlang von Flugrouten vorgeschrieben (Ponater et al., 1996; Rind et al., 2000), so dass auch in diesen Studien die Abhängigkeit der Kondensstreifenbildung von den aktuellen Umgebungsbedingungen unberücksichtigt blieb.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Parametrisierung von Kondensstreifen im Rahmen eines globalen atmosphärischen Zirkulationsmodells entwickelt, die den genannten Forderungen gerecht wird: Bedeckungsgrad, optische Eigenschaften, sowie der zugehörige Strahlungsantrieb von Kondensstreifen werden zu jedem Modellzeitschritt zueinander konsistent und in physikalisch begründeter Abhängigkeit von den jeweiligen atmosphärischen Umgebungsbedingungen berechnet. Die Grundlage für die Parametrisierung des Kondensstreifenbedeckungsgrads ist die thermodynamische Theorie der Kondensstreifenbildung, die in geeigneter Weise an die Wolkenparametrisierung im Modell angepasst wird. Die Berechnung der optischen Eigenschaften erfolgt in enger Anlehnung an die Behandlung natürlicher Wolken im Modell. Der Strahlungsantrieb schließlich kann als Differenz der Strahlungsflüsse mit und ohne Kondensstreifen in ansonsten identischen atmosphärischen Umgebungsbedingungen ermittelt werden.

In der entwickelten Klimamodellparametrisierung passen sich die Kondensstreifen also ständig an die simulierten atmosphärischen Umgebungsbedingungen an, so dass man im Verlauf einer Simulation eine an realen Verhältnissen überprüfbare hohe Variabilität der verschiedenen Eigenschaften der Kondensstreifen sowie derjenigen Zustände der Atmosphäre erhält, unter denen sich Kondensstreifen bevorzugt bilden. Diese Varianz ist eine wertvolle Zusatzinformation, die von keinem anderen derzeit existierenden Modellansatz in ähnlicher Weise zur Verfügung gestellt wird.

Im Rahmen der hier durchgeführten Klimamodellsimulationen können selbstverständlich auch Rückkopplungen mit dem Modellklima zugelassen und dadurch über den reinen Strahlungsantrieb hinaus die durch Kondensstreifen induzierten Veränderungen in der Atmosphäre, wie beispielsweise die Veränderung der Temperaturen nahe der Erdoberfläche, untersucht werden. Dies ermöglicht unter anderem auch die Bestimmung eines Klimasensitivitätsparameters² speziell für Kondensstreifen. Für die beiden anderen wichtigen klimarelevanten Komponenten

²Der Klimasensitivitätsparameter ist der Quotient aus der durch eine (anthropogene) Störung hervorgerufene Veränderung der global gemittelten bodennahen Temperatur und dem zugehörigen Strahlungsantrieb. Einzelheiten hierzu sind in Abschnitt 2.5 zu finden.

des Luftverkehrs, CO₂ und Ozon, wurden bereits Studien zur Ermittlung eines Klimasensitivitätsparameters durchgeführt (Ponater et al., 1999; Stuber et al., 2001a). Für linienförmige Kondensstreifen war ein solcher Parameter bislang nicht bekannt.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Im nächsten Kapitel (**Kapitel 2**) wird die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Kondensstreifenparametrisierung detailliert beschrieben. In den Abschnitten 2.1 und 2.2 werden zunächst die zum Verständnis der Parametrisierung nötigen fundamentalen Grundlagen bezüglich des als Basismodell verwendeten atmosphärischen Zirkulationsmodells ECHAM4 erläutert, wobei der Schwerpunkt auf der im Modell enthaltenen Wolkenparametrisierung liegt. Als weitere wesentliche Grundlage wird eine Einführung in die thermodynamische Theorie der Kondensstreifenbildung gegeben (Abschnitt 2.3.1). Die folgenden Abschnitte (2.3.2 bis 2.5) widmen sich der Vorstellung der eigentlichen Kondensstreifenparametrisierung. In einem weiteren wesentlichen Teil des Kapitels werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verbesserungen am Strahlungstransfermodul erklärt, durch die eine korrekte Erfassung der Strahlungswirkung von Kondensstreifen erst ermöglicht wird (Abschnitt 2.6).

Im Anschluss an die Modellbeschreibung folgen die Ergebnisse verschiedener Modellsimulationen. In **Kapitel 3** werden zunächst die Ergebnisse einer Referenzsimulation für die Zeitebene 1992 vorgestellt, diskutiert und soweit möglich mit Beobachtungsdaten verglichen. Hierbei liegt der Schwerpunkt auf dem Bedeckungsgrad, den optischen Eigenschaften und dem Strahlungsantrieb der simulierten Kondensstreifen.

In **Kapitel 4** wird über den Einfluss des Tagesgangs des Luftverkehrs auf Kondensstreifenbedeckung und Strahlungsantrieb berichtet. Insbesondere werden tageszeitliche Verläufe über ausgewählten Regionen dargestellt und mit den existierenden Beobachtungen verglichen. Auch mögliche Verzögerungseffekte im Tagesgang aufgrund einer längeren Lebensdauer der Kondensstreifen werden diskutiert.

Sensitivitäten und Unsicherheiten bezüglich Bedeckungsgrad und Strahlungsantrieb sowie die Auswirkung systematischer Fehler im Modellklima werden in **Kapitel 5** besprochen. In einer kurzen Zusammenfassung der Sensitivitätsstudien am Ende des Kapitels wird besondere Aufmerksamkeit auf den global gemittelten Strahlungsantrieb gerichtet, also die Größe, die auch vom IPCC (1999) zur Abschätzung der Klimawirksamkeit herangezogen wurde.

Kapitel 6 beschäftigt sich mit möglichen zukünftigen Veränderungen von Bedeckungsgrad, optischen Eigenschaften und Strahlungsantrieb von Kondensstreifen bis zum Jahr 2050. Dabei werden die zu erwartende künftige Erhöhung des Treibstoffverbrauchs, Verbesserungen auf dem Gebiet der Triebwerkstechnologie, sowie die prognostizierte zukünftige anthropogene Klimaerwärmung berücksichtigt. Welche Folgen eine mögliche Umstellung der Triebwerkstechnologie von Kerosin auf alternative Treibstoffe für die Bildung und die Strahlungswirksamkeit von Kondensstreifen haben könnte, wird am Beispiel einer wasserstoffgetriebenen Flugzeugflotte erläutert.

In **Kapitel 7** wird eine ausgewählte Modellsimulation vorgestellt, in der Rückkopplungen mit dem Modellklima und einer an das atmosphärische Zirkulationsmodell gekoppelten Ozeandeckschicht zugelassen werden. Die durch die Kondensstreifen verursachten Veränderungen in

atmosphärischen Parametern, insbesondere der Temperatur werden diskutiert, und ein Klimasensitivitätsparameter für Kondensstreifen wird bestimmt.

Schließlich werden die Hauptergebnisse dieser Arbeit in **Kapitel 8** zusammengefasst. Unsicherheiten und offene Fragen werden in Hinblick auf den zukünftigen Forschungsbedarf sowie mögliche künftige Einsatzgebiete der entwickelten Kondensstreifenparametrisierung aufgezeigt.

Kapitel 2

Parametrisierung von Kondensstreifen im Klimamodell ECHAM: Modellbeschreibung

In diesem Kapitel wird die im Rahmen der vorliegenden Arbeit für das atmosphärische Zirkulationsmodell ECHAM entwickelte Parametrisierung von Kondensstreifen vorgestellt. Nach einer kurzen allgemeinen Beschreibung des Klimamodells werden einige Aspekte der Wolkenparametrisierung näher erläutert, da diese die Grundlage für die Parametrisierung von Kondensstreifen darstellen. Kondensstreifen werden nämlich im Modell als Eiswolken dargestellt, die sich in Abhängigkeit vom thermodynamischen Zustand der Atmosphäre und einer extern vorgegebenen Flugverkehrsdichte zusätzlich bilden.

Im Anschluss an die Beschreibung der Kondensstreifenparametrisierung wird das in dieser Arbeit herangezogene Konzept des Strahlungsantriebs erläutert. Besonderes Augenmerk wird dann auf die im Klimamodell angewandte Berechnungsweise des kurz- und langwelligen Strahlungstransfers in der bewölkten Atmosphäre gerichtet. Um die Eignung der Strahlungsmodule zur Berechnung des Strahlungsantriebs speziell von Kondensstreifen zu testen, wurden Vergleichsrechnungen mit einem hochwertigen Strahlungstransfermodell durchgeführt. Diese ergaben eine systematische Unterschätzung der langwelligen Strahlungswirkung von Kondensstreifen sowie allgemein von optisch dünnen Zirren im verwendeten Klimamodell. Die zur Korrektur im Rahmen dieser Arbeit eingeführten Veränderungen am langwelligen Strahlungsmodul werden im letzten Abschnitt vorgestellt.

2.1 Das Klimamodell ECHAM4.L39(DLR)

Das atmosphärische Zirkulationsmodell ECHAM wurde vom Meteorologischen Institut der Universität Hamburg in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Meteorologie aus dem Wettervorhersagemodell des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

(ECMWF) entwickelt (**ECMWF** Modell, **HAM**burger Version). Da bei Klimasimulationen im Vergleich zur Wettervorhersage wesentlich längere Zeitskalen betrachtet werden (mehrere Dekaden im Vergleich zu einigen Wochen), mussten Anpassungen der Parametrisierungen vorgenommen werden (Roeckner et al., 1992). Mittlerweile liegt mit ECHAM4 die vierte Generation des Klimamodells ECHAM vor (Roeckner et al., 1996). In der vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) bereitgestellten Version ECHAM4.L39(DLR), die im folgenden mit E39 abgekürzt wird, wurde die vertikale Auflösung von 19 auf 39 Modellschichten erhöht (Land et al., 1999; Land et al., 2002). Eine hohe vertikale Auflösung ist zur Untersuchung von Luftverkehrseffekten sehr vorteilhaft, da die Hauptflughöhe lediglich einen eng begrenzten Höhenbereich von wenigen Kilometern umfasst.

Das Modell basiert auf den grundlegenden Bewegungsgleichungen der Atmosphäre, den „primitiven“ Gleichungen. Die prognostischen Variablen sind die Vorticity und die horizontale Divergenz des Windfeldes, der Logarithmus des Bodendrucks, die Temperatur, das Wasserdampf-massenmischungsverhältnis, das Massenmischungsverhältnis von Wolkenwasser (flüssige und feste Phase) und optional das Massenmischungsverhältnis von bis zu 21 passiven Spurengasen bzw. Aerosolen („Tracer“).

Mit Ausnahme von Wasserdampf, Wolkenwasser und den Tracern werden die prognostischen Variablen zunächst im Spektralraum behandelt. Ihre horizontale Verteilung auf einer zur Erdoberfläche konzentrischen Kugelschale wird als eine endliche Reihe von Kugel-flächenfunktionen dargestellt. Bei bestimmten Großkreiswellenzahlen wie 21 (T21), 30 (T30), 42 (T42) oder 106 (T106) erfolgt Dreiecksabschneidung. Im Spektralraum werden allerdings nur die linearen Terme der Gleichungen berechnet, während nichtlineare Terme nach der Transformation auf ein Gauß'sches Gitter behandelt werden. Auch physikalische Parametrisierungen (mit Ausnahme der horizontalen Diffusion) werden im Gitterpunktraum berechnet. Der horizontale Transport von Wasserdampf, Wolkenwasser und den Tracern erfolgt in E39 nicht im Spektralraum, da steile horizontale Gradienten bei spektralen Methoden aufgrund von „Unterschwingern“ negative Konzentrationen hervorrufen (Gibbs'sches Phänomen). Statt dessen wird ein Semi-Lagrange'sches Advektionsschema (Williamson und Rasch, 1994) im Gitterpunktraum verwendet, das auf der Berechnung von Rückwärtstrajektorien zu jedem Zeitschritt beruht.

In der Vertikalen wird ein hybrides σ - p -Koordinatensystem (Simmons und Burridge, 1981) mit 39 nicht-äquidistanten Modellschichten verwendet. Die höchste Auflösung liegt in der planetaren Grenzschicht, wobei sich die unterste Schicht vom Erdboden bis etwa 30 m erstreckt. In der Tropopausenregion bzw. den für den Luftverkehr relevanten Höhenschichten beträgt die Vertikalauflösung etwa 700 m bzw. 20 hPa. Der Modelloberrand ist zentriert um das Druckniveau 10 hPa, was einer Höhe von etwa 30 km entspricht. Während die unteren Modellschichten weitgehend der Orografie folgen, gehen die Schichten mit zunehmender Höhe allmählich in reine Druckflächen über.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde eine spektrale horizontale T30-Auflösung gewählt, was etwa isotropen 670 km (6°) entspricht. Das zugehörige Gauß'sche Gitter besitzt eine Auflösung von rund $3.75^\circ \times 3.75^\circ$ (etwa 420 km am Äquator). Für die zeitliche

Integration wird ein semi-implizites Leap-Frog-Verfahren verwendet. Ein Zeitfilter verhindert die Entkopplung der beiden Ebenen des Zeitschrittverfahrens (Asselin, 1972). Der verwendete Zeitschritt beträgt 30 Minuten, wobei die rechenzeitintensiven Strahlungsroutinen nur alle 2 Stunden aufgerufen werden.

Das Modell enthält Parametrisierungen für Strahlung, stratiforme und konvektive Wolken- und Niederschlagsbildung, horizontale Diffusion, Prozesse in der planetaren Grenzschicht, Schwerkwellen und verschiedene Landoberflächenprozesse. Zum Beispiel erfolgt die Berechnung der Bodentemperatur mit einem 5-Schichten-Bodenmodell. Die Parametrisierung von stratiformen Wolken, an die sich die Parametrisierung von Kondensstreifen anlehnt, sowie Teile der Strahlungsparametrisierung werden in den späteren Abschnitten dieses Kapitels genauer erläutert.

Als untere Randbedingungen sind im Modell die Land–Meer–Verteilung, die Meeresoberflächentemperaturen und die Meereisverteilung, die Orografie, die Rauigkeitslängen als Maß für die Bodenreibung, die Vegetationsbedeckung, die Bodenalbedo und weitere Bodeneigenschaften vorgeschrieben. Ebenfalls vorgegeben sind die Konzentrationen der wichtigsten Spurengase in der Atmosphäre.

Als Alternative zur festen Vorgabe bestimmter Randbedingungen kann das atmosphärische Zirkulationsmodell ECHAM mit weiteren Modulen gekoppelt werden. Hierbei ist insbesondere ein Modell der Ozeanmischungsschicht (MLO: „mixed layer ocean“) zu nennen, das es ermöglicht, die Reaktion einer 50 m tiefen Ozeanmischungsschicht auf Störungen im Klimasystem, sowie die damit verbundenen Rückkopplungen mit atmosphärischen Prozessen, zu berücksichtigen (Roeckner et al., 1995). Zu dem genannten Ozeanmodell gehört auch ein thermodynamisches Meereismodell. Durch die Kopplung mit MLO entfällt im Atmosphärenmodell die feste Vorgabe der Meeresoberflächentemperaturen und der Meereisverteilung. Weiterhin ist die interaktive Kopplung mit einem Chemiemodul (CHEM) möglich, das die wichtigsten in der Atmosphäre ablaufenden chemischen Prozesse beinhaltet: die troposphärische Hintergrund- NO_x - HO_x - CH_4 - CO - O_3 -Chemie sowie die stratosphärische Ozonchemie. Neben Gasphasenreaktionen werden auch heterogene Reaktionen an polaren Stratosphärenwolken und Sulfat-Aerosolen berücksichtigt (Steil et al., 1998; Hein et al., 2001). Auch eine Kopplung mit einem troposphärischen Sulfat-Aerosol-Modul (Feichter et al., 1996; 1997) ist möglich.

Eine ausführliche Beschreibung des atmosphärischen Zirkulationsmodells ECHAM4 sowie eine Analyse der Modellklimatologie ist in Roeckner et al. (1996) zu finden. Auf technische Aspekte wird v.a. in DKRZ (1992) eingegangen. Die modifizierte Version E39 ist in Land et al. (1999) und Land et al. (2002) dokumentiert. Detaillierte Untersuchungen zum Strahlungshaushalt und zu Wolkenparametern im Modell werden in Chen und Roeckner (1996; 1997) dargestellt.

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Studien, bei denen die Klimawirkung von Kondensstreifen in Form des Strahlungsantriebs (siehe Abschnitt 2.5) bestimmt wird (Kapitel 3 bis 6), werden mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell E39 durchgeführt. Werden dagegen Temperaturänderungen als Klimaindikator herangezogen (Kapitel 7), wird das gekoppelte Atmosphären–Ozean–Modell E39/MLO verwendet, um die Rückkopplung mit den bodennahen

Schichten erfassen zu können. Dies ist für eine realistische Beschreibung des Temperatursignals notwendig.

2.2 Parametrisierung von stratiformen Wolken

2.2.1 Subskalige Wolkenbildung

Da die Parametrisierung von stratiformen Wolken die Grundlage zur Parametrisierung von Kondensstreifen im Klimamodell darstellt, sollen hier die wichtigsten Aspekte vorgestellt werden. Details können außer in den oben genannten Modellbeschreibungen auch in Roeckner (1995) gefunden werden.

Die Grundlage für die Parametrisierung von stratiformen Wolken sind die Bilanzgleichungen für die prognostischen Variablen Wasserdampfmasseverhältnis (q) und Masseverhältnis von Wolkenwasser in flüssiger und fester Form (m). Dabei erfolgt die Aufteilung des Wolkenwassers in flüssige Tröpfchen und Eisteilchen diagnostisch als Funktion der Temperatur der Gitterzelle (Rockel et al., 1991). Oberhalb von 0°C werden reine Wasserwolken gebildet, bei -40°C beträgt der Eisanteil beispielsweise 99%. Die zeitliche Änderung der Masseverhältnisse von Wasserdampf und Wolkenwasser an einem Ort ergibt sich aufgrund von advektiven und subskaligen Transportprozessen (R) sowie wolkenphysikalischen Vorgängen. Dazu gehören die Kondensation von Wasserdampf bzw. die Verdunstung von Wolkenwasser (C) als Senke (Quelle) bzw. Quelle (Senke) für Wasserdampf (Wolkenwasser), die Bildung von Niederschlag durch Koaleszenz von Wolkenröpfchen und Sedimentation von Eiskristallen (P) als Senke für Wolkenwasser, sowie die Verdunstung von Niederschlag in untersättigten Regionen (V) als Quelle für Wasserdampf.

Da es sich bei der Wolkenbildung in der Regel um subskalige Vorgänge handelt, werden die Modellgitterzellen in einen wolkenbedeckten Teil (b) und einen wolkenfreien Teil ($1 - b$) aufgeteilt (Sundqvist, 1978). Die Bilanzgleichungen für Wasserdampf bzw. Wolkenwasser nehmen damit folgende Form an:

$$\frac{(\partial q)}{(\partial t)} = R(q) - b \cdot C_w - (1 - b) \cdot C_0 + (1 - b) \cdot V_0 \quad (2.1)$$

$$\frac{(\partial m)}{(\partial t)} = R(m) + b \cdot C_w + (1 - b) \cdot C_0 - b \cdot P_w \quad (2.2)$$

Hierbei stehen die Indizes w für den wolkenbedeckten, 0 für den wolkenfreien Teil der Gitterzelle.

Der partielle Bedeckungsgrad b der Gitterzelle wird nach Sundqvist et al. (1989) diagnostisch aus der mittleren relativen Feuchte (r) der Gitterzelle berechnet,

$$b = \begin{cases} 1 - \sqrt{1 - \frac{r - r_{kr}}{1 - r_{kr}}} & \text{für } r > r_{kr} \\ 0 & \text{für } r \leq r_{kr} \end{cases} \quad (2.3)$$

wobei r_{kr} ein Schwellwert für die relative Feuchte ist, unterhalb dessen die Gitterzelle vollkommen wolkenfrei ist. Der Schwellwert wird nach Ergebnissen von Xu und Krüger (1991) als Funktion der Höhe dargestellt, die sich mit zunehmender Höhe einem konstanten Wert nähert. Dabei bezieht sich die relative Feuchte in Gleichung 2.3 für Temperaturen oberhalb von 0°C auf Sättigung bezüglich der Wasserphase, unterhalb dagegen auf die Sättigung bezüglich der Eisphase.

2.2.2 Kondensation und Verdunstung von Wolkenwasser

Entsprechend der Aufteilung in einen wolkenbedeckten und einen wolkenfreien Teil wird in jeder Gitterzelle auch das Wasserdampfmischungsverhältnis für beide Teile getrennt behandelt. Hierbei wird im wolkenbedeckten Teil Sättigung ($q_w = q_s$) – je nach Temperatur bezüglich der Wasser- oder Eisphase – angenommen, im wolkenfreien Teil ergibt sich zwangsläufig Untersättigung ($q_0 < q_s$):

$$q = b \cdot q_s + (1 - b) \cdot q_0 \quad (2.4)$$

Bildet man die zeitliche Ableitung von Gleichung (2.4), setzt in Gleichung (2.1) ein und separiert die Terme für den bedeckten Teil der Gitterzelle, so erhält man für die Kondensationsrate C_w :

$$C_w = R(q) - \frac{\partial q_s}{\partial t} \quad (2.5)$$

Eine Abnahme des Sättigungsmassenmischungsverhältnisses (bei Temperaturabnahme) hat also Kondensation im wolkenbedeckten Teil zur Folge. Auch eine positive Feuchteadvektion ($R(q) > 0$), die im wolkenbedeckten Teil zunächst Übersättigung bewirkt, führt zur Kondensation. Dadurch wird der Sättigungsüberschuss vollständig abgebaut, was implizit die Annahme zugrunde legt, dass in der Atmosphäre stets genügend Kondensations- und Eiskerne zur Verfügung stehen. In E39 sind somit persistente Übersättigungssituationen ausgeschlossen, d.h. eisübersättigte Regionen in der Atmosphäre können vom Modell per definitionem nicht erfasst werden.

Im Gegensatz zum bewölkten Teil führt eine positive Feuchteadvektion im wolkenfreien Teil zur Erhöhung der relativen Feuchte. Der wolkenfreie Teil enthält definitionsgemäß kein Wolkenwasser, herantransportiertes Wolkenwasser verdunstet instantan. Damit ergibt sich die Evaporationsrate C_0 :

$$C_0 = -R(m) \quad (2.6)$$

2.2.3 Bildung und Verdunstung von Niederschlag

Der Vollständigkeit halber sollen an dieser Stelle die Parametrisierung der Niederschlagsbildung im wolkenbedeckten Teil (P_w) und der Niederschlagsverdunstung im wolkenfreien Teil (V_0) erwähnt werden. Der Mechanismus der Niederschlagsbildung hängt im Modell vom Aggregatzustand der Wolkenteilchen ab. Für flüssige Wolkentröpfchen ist die Autokonversion

zu Regentropfen nach Sundqvist (1978) in Abhängigkeit vom Flüssigwassergehalt parametrisiert, ebenfalls berücksichtigt wird die Kollision von Wolkenröpfchen mit größeren Regentropfen (Smith, 1990). Die Sedimentationsgeschwindigkeit von Eiskristallen wird nach Heymsfield (1977) als Funktion des Eiswassergehalts parametrisiert. Die Verdunstung von Niederschlag, der in den wolkenfreien Teil einer Gitterzelle fällt, ist eine Funktion des Sättigungsdefizits. Das Schmelzen von Schneeflocken setzt oberhalb einer Temperatur von 2°C ein (Roeckner et al., 1992).

2.3 Parametrisierung von Kondensstreifen

Bei der Einführung von Kondensstreifen in ein globales Klimamodell können nicht alle in den Kondensstreifen ablaufenden physikalischen Prozesse explizit berücksichtigt werden, da die Modellauflösung sowohl im Vergleich zu den räumlichen Strukturen als auch dem zeitlichen Entwicklungsprozess realer Kondensstreifen grob ist. Auch können die den Kondensstreifen eigenen linienhaften Strukturen in einer Modellgitterzelle, deren horizontale Ausdehnung die von Kondensstreifen bei weitem übersteigt, nicht erfasst werden. Vielmehr ist eine Parametrisierung nötig, die den speziellen Gegebenheiten der Modellumgebung Rechnung trägt. Kondensstreifen werden dabei nicht anhand ihrer tatsächlichen geometrischen Gestalt und ihres zeitlichen Entwicklungsprozesses charakterisiert, sondern anhand räumlich und zeitlich gemittelter Eigenschaften (wie Bedeckungsgrad und optischen Parametern), die von den aktuellen meteorologischen Gegebenheiten der Modellumgebung abhängen.

Da die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Parametrisierung maßgeblich auf der thermodynamischen Theorie der Kondensstreifenbildung beruht, soll diese im nächsten Abschnitt vorgestellt werden, bevor auf die eigentliche Parametrisierung eingegangen wird. Die in den Abschnitten 2.3 und 2.4 beschriebene Parametrisierung von Kondensstreifen und ihren optischen Eigenschaften ist größtenteils in Ponater et al. (2002) veröffentlicht, die in Abschnitt 2.6 erläuterte Korrektur der Behandlung von Wolken und Kondensstreifen im langwelligen Strahlungsschema kann in Marquart und Mayer (2002) gefunden werden.

2.3.1 Thermodynamische Kondensstreifenbildung

In der realen Atmosphäre bilden sich Kondensstreifen aufgrund lokaler Übersättigung bezüglich der Wasserphase, wenn sich heiße, feuchte Flugzeugabgase beim Einmischen in die Umgebungsluft abkühlen. Nach der thermodynamischen Theorie (Schmidt, 1941; Appleman, 1953; Schumann, 1996) ist Kondensstreifenbildung nur möglich bei Unterschreitung einer Schwelltemperatur T^* und gleichzeitiger Überschreitung einer druck- und temperaturabhängigen Schwellfeuchte $r^*(p, T)$ in der Atmosphäre. Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts dient Abbildung 2.1: Die Vermischung von Abgas und Außenluft folgt (unter Voraussetzung einer isobaren Mischung der Luftmassen) einer Geraden. Eine Bildung von Kondensstreifen ist

möglich, wenn die Mischungsgerade die Sättigungsdampfdruckkurve bezüglich Wasser schneidet, was zur Kondensation und somit zur Bildung von Tröpfchen führt, die dann homogen gefrieren. Die Mischungsgerade in Abbildung 2.1 markiert gerade den Grenzfall einer möglichen Kondensstreifenbildung.

Eine gute Näherung für die Maximaltemperatur T^* (in °C) der Kondensstreifenbildung findet sich bei Schumann (1996):

$$T^* = -46.46^\circ\text{C} + 9.43^\circ\text{C} \cdot \ln(G/G_0 - 0.053) + 0.072 \cdot [\ln(G/G_0 - 0.053)]^2 \quad (2.7)$$

Hierbei ist $G_0 = 1 \text{ Pa/K}$. G repräsentiert die Steigung der Mischungsgeraden in Abbildung 2.1

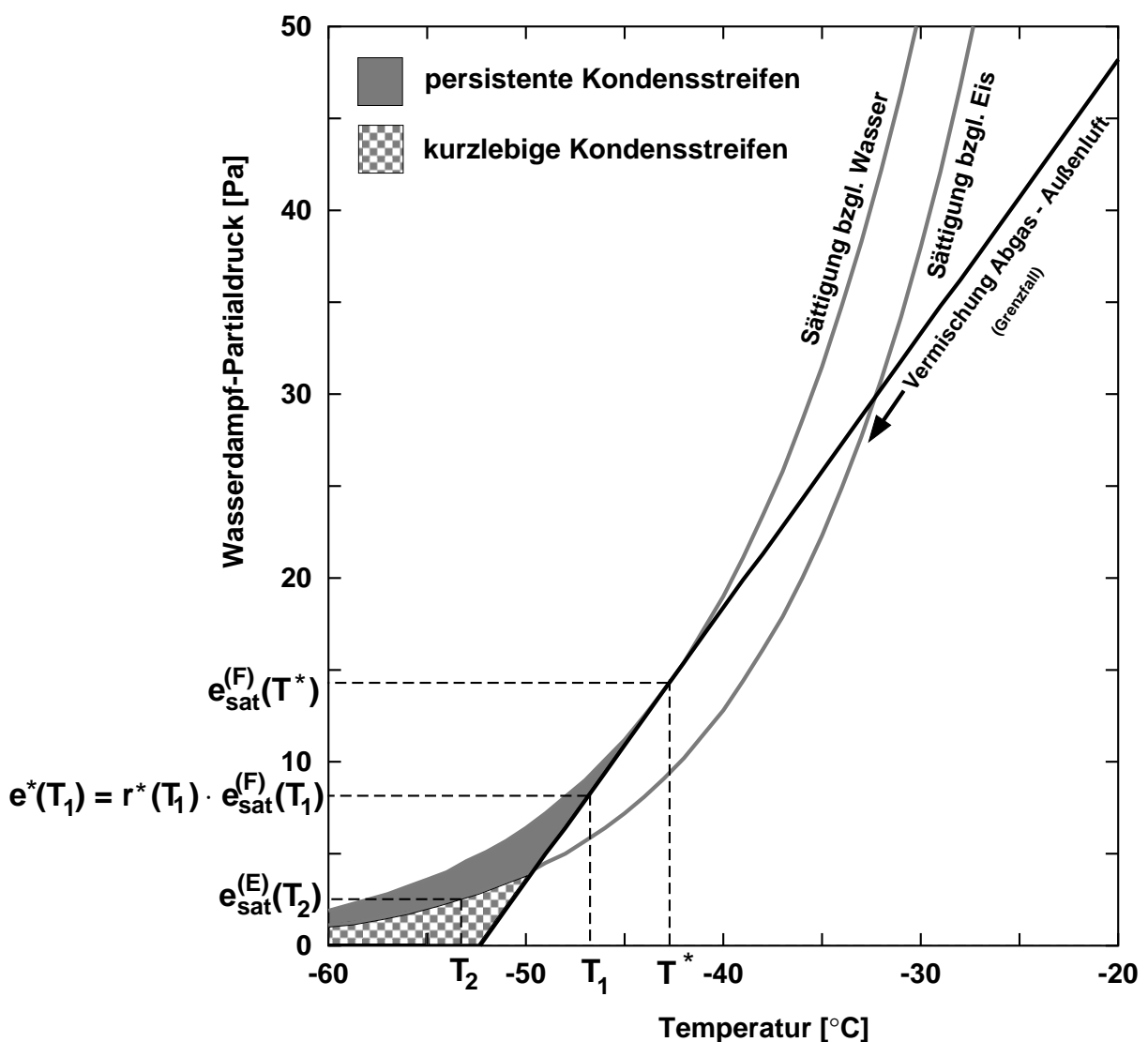


Abbildung 2.1: Partialdruck von Wasserdampf als Funktion der Temperatur mit den Sättigungsdampfdruckkurven für flüssiges Wasser und Eis, sowie ein Beispiel einer Geraden der isobaren Mischung von Abgas und Außenluft für den Grenzfall der Kondensstreifenbildung. Zur weiteren Erläuterung siehe Text.

und ist gegeben durch

$$G = \frac{c_p \cdot P}{\varepsilon} \cdot \frac{EI_{H_2O}}{(1 - \eta) \cdot Q} \quad (2.8)$$

Außer von den Konstanten c_p (spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck) und ε (Verhältnis der molekularen Massen von Wasser und Luft) und dem atmosphärischen Druck p ist G bestimmt durch die flugzeugspezifischen Größen EI_{H_2O} (Emissionsindex von Wasserdampf), Q (spezifische Verbrennungswärme) und η (Gesamtwirkungsgrad der Luftverkehrsflotte).

Der zur Kondensstreifenbildung minimal notwendige Wasserdampfdruck $e^*(p, T)$ ergibt sich aus der Gleichung der Mischungsgeraden:

$$e^*(p, T) = G \cdot (T - T^*) + e_{sat}^{(F)}(T^*) \quad (2.9)$$

$e_{sat}^{(F)}$ stellt hierbei den Sättigungswasserdampfdruck bezüglich Flüssigwasser dar. Somit gilt für die auf die Flüssigwasserphase bezogene relative Feuchte $r^*(p, T)$:

$$r^*(p, T) = e^*(p, T) / e_{sat}^{(F)}(T) \quad (2.10)$$

Während die Schwellwerte für Temperatur (T^*) und Feuchte (r^*) lediglich die Bedingungen zur Bildung von Kondensstreifen definieren, muss zur Persistenz von Kondensstreifen ein zusätzliches Kriterium erfüllt werden, nämlich die Übersättigung der Atmosphäre bezüglich der Eisphase. Andernfalls bilden sich nur kurzlebige Kondensstreifen, die sich nach Vermischung mit der Außenluft rasch auflösen. Welches der beiden genannten Kriterien für die Bildung persistenter Kondensstreifen restriktiver ist, hängt von der Temperatur ab. Abbildung 2.1 zeigt beispielhaft die verschiedenen Grenzkriterien zur Bildung persistenter Kondensstreifen bei Temperaturen T_1 und T_2 : Während die Bildung persistenter Kondensstreifen bei der Temperatur T_1 , die in der Nähe der Maximaltemperatur T^* liegt, durch die Schwellfeuchte zur Bildung von Kondensstreifen beschränkt wird, ist bei der niedrigeren Temperatur T_2 die Eisübersättigung der Atmosphäre ausschlaggebend. Kurzlebige Kondensstreifen können sich im Fall von T_2 dagegen bereits bei vollkommen trockener Atmosphäre bilden.

Die hier beschriebene thermodynamische Theorie der Kondensstreifenbildung, sowie die für die Persistenz von Kondensstreifen nötigen atmosphärischen Rahmenbedingungen, wurden in den vergangenen Jahren mehrfach experimentell überprüft und bestätigt: In Flugzeugmesskampagnen wurden Temperatur, relative Feuchte und atmosphärischer Druck gemessen, sowie simultan die Bildung und Persistenz von Kondensstreifen beobachtet (Jensen et al., 1998; Kärcher et al., 1998; Schumann, 2000). Die Abhängigkeit der Kondensstreifenbildung vom Gesamtwirkungsgrad des jeweiligen Flugzeugs wurde ebenfalls durch Flugzeugmessungen bestätigt (Schumann et al., 2000).

2.3.2 Subskalige Kondensstreifenbildung

Da die beschriebenen kleinräumigen Prozesse der Kondensstreifenbildung, wie oben bereits erwähnt, in dem groben numerischen Gitter eines Klimamodells wie E39 nicht aufgelöst werden, ist eine Parametrisierung notwendig. Diese muss sich notwendigerweise an der schon

bestehenden Parametrisierung von Zirren im Klimamodell (siehe Abschnitt 2.2) orientieren. Würde die thermodynamische Theorie, wie oben beschrieben, ohne Modifikation im Modell Anwendung finden, wäre beispielsweise die Bildung persistenter Kondensstreifen per definitionem ausgeschlossen, da Eisübersättigung im Klimamodell nicht zugelassen ist und die Gitterzelle bereits bei Eissättigung nach Gleichung (2.3) vollständig mit natürlichen stratiformen Zirren bedeckt wäre.

Der Grundgedanke der Kondensstreifenparametrisierung besteht in der Definition eines modifizierten Schwellwerts, der die Bildung von Kondensstreifen im Modell bereits erlaubt, ehe es zur Ausbildung von natürlichen Zirren im Modell kommt. Dass sich Kondensstreifen auch in der Realität vor natürlichen Zirren bilden können, ist schon allein durch das häufige Vorkommen von persistenten Kondensstreifen an einem sonst wolkenlosen Himmel offensichtlich. Im Rahmen der Parametrisierung wird der Feuchteschwellwert r^* der thermodynamischen Theorie mit dem modellbedingten Schwellwert r_{kr} der Zirrenbildung zu einem neuen Schwellwert r_{kr}^* der Kondensstreifenbildung kombiniert:

$$r_{kr}^*(p, T) = r^*(p, T) \cdot r_{kr} \quad (2.11)$$

Da Kondensstreifen definitionsgemäß vollständig aus Eispartikeln bestehen, beziehen sich r_{kr} und r_{kr}^* (im Gegensatz zu r^*) stets auf Eissättigung. In Analogie zu Gleichung (2.3) kann damit ein gesamter potenzieller Wolkenbedeckungsgrad (d.h. natürliche Wolken + mögliche Kondensstreifen) definiert werden:

$$b_{ges} = \begin{cases} 1 - \sqrt{1 - \frac{r - r_{kr}^*}{1 - r_{kr}^*}} & \text{für } r > r_{kr}^* \\ 0 & \text{für } r \leq r_{kr}^* \end{cases} \quad (2.12)$$

Der potenzielle, d.h. der aufgrund des thermodynamischen Zustandes maximal mögliche, Bedeckungsgrad b_k^{pot} von Kondensstreifen (Index k) ergibt sich damit zu:

$$b_k^{pot} = b_{ges} - b \quad (2.13)$$

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.2 die Parametrisierung des Bedeckungsgrads von natürlichen Zirren und potenziellen Kondensstreifen in E39 für ein Beispiel dargestellt. Die kurz gestrichelte Kurve gibt den unter den gewählten Umgebungsbedingungen maximal möglichen Kondensstreifenbedeckungsgrad an.

Hierin sind zunächst keine Aussagen über die Persistenz der Kondensstreifen enthalten. Allerdings ist die minimal mögliche Lebensdauer von Kondensstreifen durch den numerischen Zeitschritt der Modellsimulationen vorgegeben. Da dieser in der verwendeten Version des Klimamodells 30 Minuten beträgt, ist eine realistische Erfassung kurzlebiger Kondensstreifen von vornherein ausgeschlossen. Die damit implizierte Beschränkung auf persistente Kondensstreifen ist auch aus dem Grund sinnvoll, dass nur persistente Kondensstreifen aufgrund ihrer wesentlich längeren Lebensdauer nennenswert zu einer Klimaveränderung beitragen können. Somit ist es naheliegend, außer dem thermodynamischen Schwellwert r^* auch das Kriterium für

Persistenz von Kondensstreifen in eisübersättigter Atmosphäre in die Parametrisierung aufzunehmen.

Um den realen Verhältnissen möglichst nahe zu kommen, sollte dies am besten in völliger Analogie zur Definition des Modellgrenzwerts r_{kr}^* erfolgen: Zunächst wird – analog zur Definition von r^* (Gleichung 2.10) – die relative Feuchte (bezüglich Flüssigwasser) bestimmt, die für die Eisübersättigung in der realen Atmosphäre überschritten werden muss:

$$r^{pers}(T) = e_{sat}^{(E)}(T)/e_{sat}^{(F)}(T) \quad (2.14)$$

Zur Übertragung auf den Rahmen des Klimamodells wird, wie in Gleichung 2.11, mit r_{kr} multipliziert, so dass sich der parametrisierte Persistenzschwellewert r_{kr}^{pers} (der wie r_{kr}^* auf Eissättigung bezogen ist) folgendermaßen berechnen lässt:

$$r_{kr}^{pers}(T) = r^{pers}(T) \cdot r_{kr} \quad (2.15)$$

Wenn die thermodynamischen Bedingungen in der Atmosphäre Kondensstreifenbildung zulassen, müssen in derselben Gitterzelle selbstverständlich Flugbewegungen stattfinden, damit es tatsächlich zur Bildung von Kondensstreifen kommt. Um zu einer realistischen Abschätzung des tatsächlichen Bedeckungsgrads mit Kondensstreifen zu kommen, sollte die potenzielle Kondensstreifenbedeckung b_k^{pot} also idealer Weise mit einem räumlich und zeitlich hochaufgelösten

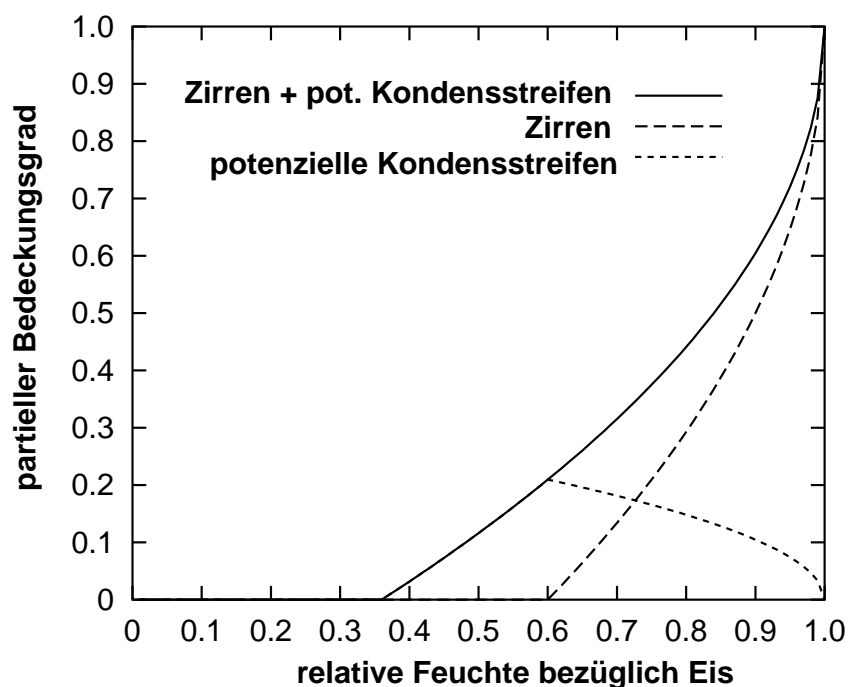


Abbildung 2.2: Parametrisierung der partiellen Bedeckungsgrade von natürlichen stratiformen Wolken (lang gestrichelt), von potenziellen Kondensstreifen (kurz gestrichelt) und der Summe von Wolken und potenziellen Kondensstreifen (durchgezogen) für $r^*(p, T) = 0.6$ und $r_{kr} = 0.6$ (Darstellung nach Sausen et al., 1998).

Datensatz der Luftverkehrsdichte gewichtet werden. In Ermangelung solcher Datensätze wird in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen auf räumlich dreidimensionale, monatsgemittelte Datensätze von Treibstoffverbrauch oder geflogenen Distanzen zurückgegriffen, die auf Zeitschrittweite interpoliert werden. Geht man von einer linearen Abhängigkeit der Kondensstreifenbedeckung vom Luftverkehrsaufkommen aus, so ergibt sich der tatsächliche Kondensstreifenbedeckungsgrad b_k zu:

$$b_k = \gamma \cdot F \cdot b_k^{pot} \quad (2.16)$$

Dabei gibt F den spezifischen Treibstoffverbrauch bzw. spezifische Flugdistanzen (pro Zeit- und Flächeneinheit) an. Die Konstante γ ist ein nicht-physikalischer Kalibrierungsfaktor, der nötig ist, um die mit dem Flugverkehr gewichtete Kondensstreifenbedeckung auf reale Beobachtungen von Kondensstreifen zu eichen. Da gegenwärtig kein beobachteter Datensatz über die globale Kondensstreifenbedeckung existiert, wird die Kalibrierung auf Gebiete beschränkt, für die verlässliche Beobachtungsdaten vorhanden sind. Genauere Angaben über die verwendeten Flugverkehrskataster und Einzelheiten der Kalibrierung sind in den jeweiligen Kapiteln zu finden.

2.3.3 Eiswassergehalt

Der Eiswassergehalt gealterter Kondensstreifen wird primär vom Angebot an kondensierbarem Wasser in der Atmosphäre bestimmt, nicht von der Wasserdampfemission des den Kondensstreifen erzeugenden Flugzeugs (Schumann, 1996). Aus diesem Grund ist es gerechtfertigt, die Kondensationsrate im kondensstreifenbedeckten Teil (C_k) einer Gitterzelle analog zu der Kondensationsrate im wolkenbedeckten Teil (C_w , siehe Gleichung 2.5) zu definieren.

$$C_k = R(q) - \frac{\partial q_s}{\partial t} \quad (2.17)$$

Weiterhin wird angenommen, dass sich das Eiswassermischungsverhältnis im kondensstreifenbedeckten Teil (m_k) zu jedem Zeitschritt allein durch die Kondensationsrate (C_k) ergibt. Die Sedimentation von Eiskristallen aus dem Kondensstreifen innerhalb eines Zeitschritts wird vernachlässigt. Damit ergibt sich:

$$\frac{\partial m_k}{\partial t} = C_k \quad (2.18)$$

Im Gegensatz zum Flüssig- bzw. Eiswassergehalt natürlicher Wolken (m), der im Modell eine prognostische Variable darstellt, ist der Eiswassergehalt der Kondensstreifen (m_k) eine diagnostische Größe. Im kondensstreifenbedeckten Teil wird Eiswasser von Zeitschritt zu Zeitschritt also nicht übertragen, so dass nur positive Kondensationsraten ($C_k > 0$), was gleichbedeutend ist mit kurzzeitiger Übersättigung im kondensstreifenbedeckten Teil, zu eiswasserhaltigen Kondensstreifen führen. Die bei negativen Kondensationsraten formal berechneten Bedeckungsgrade „eiswasserfreier Kondensstreifen“ werden dagegen auf Null zurückgesetzt. Dadurch stellt

der so definierte Eiswassergehalt gleichzeitig ein zusätzliches Persistenzkriterium als Restriktion für die Zulassung von Kondensstreifen im Modell dar.

Für die rein diagnostische Ermittlung des Strahlungsantriebs linienförmiger Kondensstreifen ist eine strikte Trennung zwischen Kondensstreifen und natürlichen Wolken notwendig. Wegen der Charakterisierung von Kondensstreifen durch zwei diagnostische Größen – Bedeckungsgrad b_k und Eiswassergehalt m_k – wird ihre Lebensdauer somit auf einen Zeitschritt, also 30 Minuten, beschränkt. Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass alle Kondensstreifen innerhalb eines Zeitschritts verdunsten. Die entwickelte Parametrisierung bietet allerdings auch noch andere Möglichkeiten: Beispielsweise könnte Eiswasser aus Kondensstreifen im nächsten Zeitschritt dem der natürlichen Wolken zugerechnet werden, was einer einfachen Parametrisierung des Übergangs von linienförmigen zu zirusähnlichen Kondensstreifen gleichkommen würde. Dieser Ansatz wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit allerdings nicht weiter verfolgt.

2.4 Optische Eigenschaften von Wolken und Kondensstreifen

Im Klimamodell E39 sind die optischen Eigenschaften natürlicher Wolken in Abhängigkeit von Eis- bzw. Flüssigwassergehalt im wolkenbedeckten Teil b der Gitterzelle und dem effektiven Radius r_{eff} parametrisiert, jeweils getrennt nach dem solaren (kurzwelligen) und dem terrestrischen (langwelligen) Strahlungsspektrum. Der Effektivradius r_{eff} ist seinerseits, in Abhängigkeit vom Aggregatzustand der Wolkenpartikel, eine Funktion des Eiswassergehalts (Heymsfield, 1977; McFarlane et al., 1992) oder des Flüssigwassergehalts (Roeckner, 1995; Johnson, 1993), wobei Werte außerhalb des Gültigkeitsbereiches der betreffenden empirischen Funktionsgleichung, nämlich $12 \leq r_{eff} \leq 80 \mu\text{m}$ für Eispartikel bzw. $4 \leq r_{eff} \leq 24 \mu\text{m}$ für Wassertröpfchen, nicht zugelassen werden.

Im kurzwelligen, solaren Strahlungsspektrum wird die Strahlungswirkung von Wolken durch die optische Dicke, die Einfachstreueralbedo (engl.: single scattering albedo) und den Asymmetrieparameter charakterisiert. Die verwendeten Parametrisierungen orientieren sich an hochauflösenden Mie-Rechnungen für sphärische Partikel (Rockel et al., 1991), die an die spektrale Auflösung des Strahlungstransfermoduls angepasst wurden. Um der Asphärizität von Eispartikeln Rechnung zu tragen, wird der Asymmetrieparameter für Eiskristalle um den empirisch bestimmten Faktor 0.91 reduziert (Roeckner, 1995). In E39 werden im solaren Spektrum zwei Strahlungsbanden, das Sichtbare ($0.2\text{--}0.68 \mu\text{m}$) und das nahe Infrarote ($0.68\text{--}4.0 \mu\text{m}$), unterschieden (Fouquart und Bonnel, 1980), für die jeweils getrennt optische Eigenschaften berechnet werden. Beispielsweise ergibt sich die optische Dicke τ für Eispartikel im sichtbaren Teil des Spektrums zu:

$$\tau_{VIS}^{(E)} = IWP \cdot 1.90561 \cdot r_{eff}^{-1.03188} \quad (2.19)$$

Die optische Dicke ist somit linear vom Eiswasserpfad im wolkenbedeckten Teil (IWP) und annähernd linear von $1/r_{eff}$ abhängig. Der Eiswasserpfad IWP ist dabei der über die vertikale

Erstreckung der jeweiligen Modellgitterzelle integrierte Eiswassergehalt. Einfachstreueralbedo und Asymmetrieparameter sind als Funktion des effektiven Radius parametrisiert (Rockel et al., 1991).

Im langwelligen, terrestrischen Strahlungsspektrum dient die Emissivität E als einziger Parameter zur Beschreibung der Strahlungswirkung der Wolken. Für Eiswolken ergibt sich die parametrisierte Emissivität in Anlehnung an Stephens et al. (1990) für alle sechs Strahlungsbanden des langwelligen Strahlungsschemas zu:

$$E = 1 - e^{-\tau_{LW}^{(E)}} \quad (2.20)$$

Hierbei ist die optische Dicke im langwelligen $\tau_{LW}^{(E)}$ ebenfalls abhängig vom Eiswasserpfad im wolkenbedeckten Teil IWP und vom effektiven Radius r_{eff} :

$$\tau_{LW}^{(E)} = IWP \cdot (0.02022 + 0.20586 \cdot e^{-0.06763 \cdot r_{eff}}) \quad (2.21)$$

Da Kondensstreifen im Modell als zusätzliche Eiswolken zu verstehen sind, gelten die Parametrisierungsvorschriften der optischen Eigenschaften von natürlichen reinen Eiswolken auch für Kondensstreifen. Unsicher ist dabei die Übertragbarkeit der Parametrisierung des effektiven Radius, da an dem mikrophysikalischen Bildungsprozess der Kondensstreifenpartikel außer den Umgebungsaerosolen auch die vom Flugzeug emittierten Partikel beteiligt sind, was die Eispartikel-Größenverteilung beeinflussen kann. Aufgrund der Tatsache, dass Kondensstreifen im Modell eine eigenständige Bewölkungskomponente mit individuellem Bedeckungsgrad und Eiswassergehalt darstellen, ist es aber leicht möglich, sich von entsprechenden Parametrisierungsvorschriften zu lösen und beispielsweise Ergebnisse aus Messungen oder mikrophysikalischen Simulationen als Eingangsparameter vorzuschreiben oder Sensitivitätsexperimente zur Abschätzung diesbezüglich bestehender Unsicherheiten durchzuführen (siehe Abschnitt 5.3).

Im Unterschied zu den Kondensstreifen, die definitionsgemäß nur Eispartikel enthalten, wird die Zusammensetzung natürlicher Wolken aus Wassertröpfchen und Eiskristallen anhand der Temperatur der Gitterzelle diagnostiziert (siehe Abschnitt 2.2.1). Zur Ermittlung der gesamten optische Dicke einer Wolke müssen sowohl der flüssige als auch der eisförmige Anteil berücksichtigt werden. Da die Strahlungsmodule des Klimamodells E39 keine getrennte Behandlung von Eis- und Flüssigwasserwolken vorsehen, müssen die Kondensstreifen für die Strahlungsberechnungen ebenfalls als Bestandteil einer „neuen Gesamtbewölkung“ aufgefasst werden, der „mittlere“ optische Eigenschaften zugeschrieben werden. Diese im Rahmen der vorliegenden Arbeit neu definierte Gesamtbewölkung kann dabei maximal aus den drei Komponenten Kondensstreifeneis, Wolkeneis und Wolkenwasser zusammengesetzt sein. Die entsprechenden Wasserpfadanteile (Eiswasserpfad $IWP_{w,ges}$ bzw. Flüssigwasserpfad $LWP_{w,ges}$ der natürlichen Wolken und Eiswasserpfad $IWP_{k,ges}$ der Kondensstreifen) an der Gesamtbewölkung („ges“) können wie folgt berechnet werden:

$$IWP_{w,ges} = IWP \cdot \frac{b}{b + b_k} \quad (2.22)$$

$$LWP_{w,ges} = LWP \cdot \frac{b}{b + b_k} \quad (2.23)$$

$$IWP_{k,ges} = IWP_k \cdot \frac{b_k}{b + b_k} \quad (2.24)$$

Die mit Hilfe dieser Eiswasserkomponenten und obigen Parametrisierungsvorschriften bestimmten anteiligen optischen Dicken addieren sich, in Analogie zur Behandlung der beiden Komponenten der natürlichen Bewölkung im Standardmodell, in beiden Spektralbereichen zur optischen Dicke der neu definierten Gesamtbewölkung. Ähnliche additive Vorschriften gelten auch für den Asymmetrieparameter und die Einfachstreualbedo der Gesamtbewölkung (Rockel et al., 1991).

2.5 Der Strahlungsantrieb von Kondensstreifen

Ein erster Prädiktor für die quantitative Wirkung klimarelevanter Substanzen, der z.B. vom IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) seit mehreren Jahren verwendet wird, ist der sogenannte Strahlungsantrieb (engl.: radiative forcing). Hierbei wird unterschieden zwischen dem instantanen Strahlungsantrieb (engl.: instantaneous radiative forcing) und dem Stratosphären-adjustierten Strahlungsantrieb (engl.: stratosphere adjusted radiative forcing). Während ersteres das durch die strahlungsaktive Substanz instantan hervorgerufene Ungleichgewicht in der Strahlungsbilanz in einem bestimmten Niveau (üblicherweise an der Tropopause oder am Oberrand der Atmosphäre) darstellt, gibt letzteres die Strahlungsimbalanz an, die sich einstellt, nachdem die Stratosphäre ein neues Strahlungsgleichgewicht erreicht hat (Hansen et al., 1997).³ Dieses Konzept beruht auf der Tatsache, dass sich in den stratosphärischen Temperaturen innerhalb weniger Wochen ein neuer quasi-stationärer Zustand einstellt, während das gekoppelte System Troposphäre–Erdboden–Ozeane ein neues Temperaturgleichgewicht erst nach mehreren Dekaden erreicht. Es ist daher sinnvoll, den Rückkopplungsprozess über die stratosphärische Temperatur dem Strahlungsantrieb zuzurechnen.

Das Konzept des Strahlungsantriebs beruht auf Simulationen zur Bestimmung der Klimasensitivität gut durchmischter Treibhausgase (z.B. Hansen et al., 1984), bei denen eine annähernd lineare Beziehung zwischen dem Strahlungsantrieb RF und der Veränderung der global gemittelten bodennahen Temperatur T_s gefunden wurde:

$$\Delta T_s = \lambda \cdot RF \quad (2.25)$$

Hierbei stellt λ den von der Stärke und Art der Störung im Strahlungshaushalt unabhängigen Klimasensitivitätsparameter dar. Wie aus neueren Studien (Ponater et al., 1999; Stuber et al., 2001a, b) hervorgeht, ist die Konstanz des Klimasensitivitätsparameters für inhomogen verteilte strahlungsaktive Substanzen (wie troposphärisches Ozon) allerdings nicht streng erfüllt, so dass der Strahlungsantrieb, auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit, nur als erste Abschätzung der vollen Klimawirkung verstanden werden sollte. Nach der derzeitigen Auffassung stellt der

³Da die dynamischen Erwärmungsraten dabei gegenüber dem Referenzzustand unverändert bleiben, wird dieses Verfahren in der englischsprachigen Literatur oft auch als „fixed dynamical heating method“ bezeichnet.

Stratosphären-adjustierte Strahlungsantrieb an der Tropopause diejenige Definition des Strahlungsantriebs dar, für die die oben genannte lineare Beziehung am besten erfüllt ist (Hansen et al., 1997).

Die hauptsächliche Motivation für die Verwendung des Strahlungsantriebs als Prädiktor für die Veränderung der global gemittelten bodennahen Temperatur besteht darin, dass der Strahlungsantrieb eine einfach und mit geringem zeitlichen Aufwand zu berechnende Größe ist, während die Ermittlung des neuen Gleichgewichtszustandes der bodennahen Temperatur rechenzeit-aufwändige 3D-Klimasimulationen erfordert. Zudem ist der Strahlungsantrieb im Gegensatz zur Temperaturveränderung keine statistisch verrauschte Größe, so dass auch kleine Störungen problemlos quantifiziert werden können.

In dieser Arbeit wird die von Stuber et al. (2001a) entwickelte Methode zur Berechnung des Stratosphären-adjustierten Strahlungsantriebs in globalen Klimamodellen herangezogen. Die Stratosphäre wird nach unten durch die jährlich gemittelte, thermische Tropopause begrenzt. Gegenüber herkömmlichen „Offline“-Verfahren bietet die Methode von Stuber et al. (2001a) den Vorteil, dass keine zeitliche oder räumliche Mittelung der strahlungswirksamen Störung vorgenommen werden muss, sondern der Strahlungsantrieb unmittelbar zu jedem Strahlungszeitschritt berechnet werden kann. Die Bestimmung des Strahlungsantriebs wird dadurch genauer (Feichter et al., 1997).

Auf Kondensstreifen angewendet ergibt sich der durch sie induzierte Strahlungsantrieb für jeden Modellzeitschritt als Differenz der Strahlungsbilanz mit und ohne Kondensstreifen. Dabei sind Richtung Erdboden gerichtete Strahlungsflüsse als positiv definiert. Die für den langwelligen und kurzwelligen Teil des Spektrums ermittelten Strahlungsantriebe addieren sich zum Nettostrahlungsantrieb. Gemäß der Definition der Stratosphären-Adjustierung ist der Strahlungsantrieb an der Tropopause im Jahresmittel identisch mit dem am Oberrand der Atmosphäre.

Der langwellige Strahlungsantrieb von Kondensstreifen RF_{LW} ist außer von der Emissivität E von der Differenz zwischen der Kondensstreifentemperatur T_k und der Strahlungstemperatur der Atmosphäre unterhalb des Kondensstreifens T_S abhängig (Meerkötter et al., 1999):

$$RF_{LW} = \sigma \cdot E \cdot (T_S^4 - T_k^4) \quad (2.26)$$

σ bezeichnet die Stefan-Boltzmann-Konstante. T_S ist dabei in der Regel geringer als die Temperatur in direkter Bodennähe, insbesondere bei feuchter oder bewölkter Atmosphäre. Die langwellige Strahlungswirkung eines gegebenen Kondensstreifens ist somit über warmen Landoberflächen in trockener, wolkenloser Atmosphäre am größten.

Im solaren Spektralbereich wird die Strahlungsextinktion in Zirruswolken von der Streuung dominiert, während die Absorption in diesem Spektralbereich vernachlässigbar ist (Ebert und Curry, 1992; Stephens et al., 1990). Der kurzwellige Strahlungsantrieb von Kondensstreifen RF_{SW} ergibt sich aus der solaren Einstrahlung S und der Differenz der Systemalbedo mit und ohne Kondensstreifen ΔA (Meerkötter et al., 1999):

$$RF_{SW} = -S \cdot \Delta A \quad (2.27)$$

In den allermeisten Fällen führen Kondensstreifen zu einer Albedoerhöhung und somit zu einem negativen kurzwelligen Strahlungsantrieb. Die reflektierende Wirkung eines Kondensstreifens steigt dabei mit zunehmendem solaren Zenitwinkel, da sich die Wegstrecke der Strahlung innerhalb des Kondensstreifens mit schräger werdendem Einfall tendenziell vergrößert. Die kurzwellige Strahlungswirkung eines Kondensstreifens ist somit in den frühen Morgen- und Abendstunden sowie über Flächen mit niedriger Untergrundalbedo (z.B. über ruhigen Wasseroberflächen) am größten.

2.6 Besonderheiten der Strahlungswirkung optisch dünner Wolken in E39

2.6.1 Strahlungstransfer in E39

Die Berechnung des Strahlungstransfers und der entsprechenden Strahlungserwärmungsraten durch Spurengase, Aerosole und Wolkenpartikel orientiert sich in E39 an Parametrisierungen von Fouquart und Bonnel (1980) für den kurzwelligen, bzw. Morcrette (1989; 1991) für den langwelligen Teil des Spektrums. In beiden Strahlungstransfermodulen werden jeweils nur die abwärts und aufwärts gerichteten Strahlungsflüsse betrachtet (Zweistrom-Methode).

Im Langwelligen wird der Strahlungstransfer unter Annahme einer nicht streuenden Atmosphäre und der Verwendung einer Breitbandformulierung berechnet, wobei sich die sechs verwendeten Spektralbereiche an den Absorptionsbanden der wichtigsten atmosphärischen Spurengase orientieren. Die Wirkung strahlungsaktiver Substanzen wird durch breitbandige Emissivitäten gekennzeichnet. Speziell zur Charakterisierung von Wolken dient der sogenannte effektive Bedeckungsgrad b_{eff} , der das Produkt aus Emissivität E und Bedeckungsgrad b darstellt.

$$b_{eff} = E \cdot b \quad (2.28)$$

Zur Ermittlung des Effekts der Bewölkung auf die langwelligen Strahlungsflüsse werden zunächst schichtweise hypothetische Strahlungsflüsse in der Annahme von einzelnen, vollständig wolkenbedeckten, opaken Schichten in einer sonst wolkenfreien Atmosphäre bestimmt (Washington und Williamson, 1977). Um die Strahlungsflüsse für den tatsächlichen atmosphärischen Zustand (mit semitransparenter, fraktioneller Wolkenbedeckung in mehreren Modellschichten) zu bestimmen, werden diese Strahlungsflüsse im Standardmodell dann mit Hilfe von Wichtungsfaktoren linear kombiniert, die unter der Annahme maximal-zufälliger Überlappung (engl.: maximum-random overlap) der „effektiven“ Wolkenbedeckung ermittelt werden: Bei aneinandergrenzenden Wolkenschichten wird maximale, bei mindestens einer wolkenfreien Zwischenschicht zufällige Überlappung angenommen.

Im Kurzwelligen wird außer der Absorption notwendigerweise die Streuung an Luftmolekülen, Aerosolen und Wolkentröpfchen berücksichtigt. Die aufwärts und abwärts gerichteten Strahlungsflüsse ergeben sich aus der Reflexion und der Transmission der einzelnen Modellschichten. Die Strahlungsflüsse für die beiden spektralen Banden ($0.2\text{--}0.68\ \mu\text{m}$ und $0.68\text{--}4.0\ \mu\text{m}$) werden mit Hilfe der „Photon-path-distribution“-Methode berechnet, die auf der Ermittlung der Wahrscheinlichkeitsverteilung verschiedener Photonenwege beruht. Diese Methode ermöglicht es, die Parametrisierung der Streuprozesse von der der molekularen Absorption zu trennen. Streuprozesse an Wolkenpartikeln werden mit Hilfe der δ -Eddington-Approximation beschrieben.

Im folgenden werden Vergleichsrechnungen mit einem hochwertigen Strahlungstransfermodell vorgestellt, die letztlich die Notwendigkeit verdeutlichen, die Parametrisierung des langwelligen Strahlungstransfers zu korrigieren, um die Strahlungswirkung von Kondensstreifen im Speziellen oder optisch dünnen Wolken im Allgemeinen quantitativ erfassen zu können. Einzelheiten können auch in Marquart und Mayer (2002) gefunden werden.

2.6.2 Vergleichsrechnungen mit einem hochwertigen Strahlungstransfermodell

Bei den stark vereinfachten Strahlungstransferrechnungen, wie sie im Rahmen eines Klimamodells durchgeführt werden, steht nicht a priori fest, ob die Strahlungswirkung optisch dünner Wolken wie Kondensstreifen korrekt erfasst werden kann. Validierungen wurden nämlich lediglich für die Strahlungswirkung der Gesamtbewölkung durchgeführt (Chen und Roeckner, 1996), bei der eventuelle Fehler bezüglich der (im Vergleich zu mächtigen Wasserwolken geringen) Strahlungswirkung optisch dünner Wolken nicht entdeckt worden wären.

Um die Tauglichkeit der E39-Strahlungsmodule in Bezug auf die Strahlungswirkung von Kondensstreifen zu testen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Vergleichsrechnungen mit dem Strahlungstransfermodell LibRadtran (Kylling und Mayer, <http://www.libradtran.org>) durchgeführt. Hierbei wurde LibRadtran in einer numerischen Zweistrom-Methode verwendet (Kylling et al., 1995). Weiterhin wurde die „Correlated-k-distribution“-Methode von Fu und Liou (1992) mit 6 Banden im Kurzwelligen und 12 Banden im Langwelligen zur Berechnung herangezogen.⁴ Absorption und Streuung durch Moleküle sowie flüssige und eisförmige Wolkenpartikel wurden im Detail berücksichtigt.

Aufgrund der Zielsetzung möglichst exakter Vergleichsrechnungen wurden Wolken und Kondensstreifen in LibRadtran in weitgehender Analogie zu E39 behandelt: Die Bewölkung wurde nach dem „Maximum-random-overlap“-Prinzip angeordnet und der Strahlungstransfer an-

⁴Die grundlegende Idee dieser Methode besteht darin, die Integration im Spektralraum mit Hilfe einer Gruppierung spektraler Intervalle nach dem Kriterium ähnlicher Absorptionskoeffizienten numerisch effizient zu gestalten (Lacis und Oinas, 1991). Berechnet wird eine akkumulierte Häufigkeitsverteilung des Absorptionskoeffizienten (k), deren Inverse die sogenannte k -Verteilung („ k -distribution“) darstellt. Die spektrale Integration erfolgt dann über „künstliche Wellenzahlen“, die sich aus der Häufigkeitsverteilung ergeben. Der Effekt vertikaler Inhomogenitäten kann durch Korrelation der k -Verteilungen der verschiedenen Modellschichten berücksichtigt werden („Correlated k -distribution“; Lacis und Oinas, 1991).

schließlich unter Verwendung der Approximation unabhängiger Säulen („Independent-pixel“-Approximation) berechnet. Dazu wurde das jeweils entstandene Wolkenfeld in einzelne – in komplexen Fällen in mehrere tausend – Vertikalsäulen unterteilt und die gesamte Strahlungsbilanz als gewichteter Mittelwert der Resultate für die einzelnen Säulen berechnet. Dies stellt einen deutlichen Unterschied zu der Berechnungsmethode in E39 dar, wo sich die Strahlungsbilanz aus der Kombination gewichteter Strahlungsflüsse der ganzen Gitterzellen ergibt (Morcrette, 1989).

Um auch bei den atmosphärischen Bedingungen sowie bei den Wolken- und Kondensstreifeneigenschaften möglichst identische Voraussetzungen in beiden Modellen zu schaffen und gleichzeitig eine Vielzahl von Umgebungsbedingungen und Kondensstreifen–Wolken–Konstellationen testen zu können, wurden für eine ausgewählte Vertikalsäule des numerischen Gitters des Klimamodells über ein Modelljahr alle zwei Stunden Profile von Temperatur, Druck, Feuchte sowie Wolken- und Kondensstreifeneigenschaften (Bedeckungsgrad, Flüssig- bzw. Eisswassergehalt, effektiver Radius) extrahiert und als Eingabe für LibRadtran verwendet. Auf diese Weise ergaben sich über 4000 individuelle Situationen für den Modellvergleich. Die optischen Eigenschaften von Wasser- und Eiswolken wurden von LibRadtran aus den vorgegebenen mikrophysikalischen Größen mit Hilfe der Mie–Theorie unter Annahme sphärischer Tröpfchen und Eispartikel berechnet. Die für die Vergleichsrechnungen gewählte Vertikalsäule über Westeuropa zeichnet sich durch ein hohes Luftverkehrsaufkommen und deshalb eine vergleichsweise hohe Kondensstreifenbedeckung aus.

Die Genauigkeit der hier gewählten Konfiguration von LibRadtran wurde anhand von Testrechnungen untersucht. Wird statt der Zweistrom-Methode eine (wesentlich rechenzeit-intensivere) „Discrete-ordinates“-Methode (DISORT; Stamnes et al., 1988) verwendet, die die Strahlungstransfergleichung nahezu exakt löst, ergibt sich im Strahlungsantrieb der Kondensstreifen ein Unterschied von weniger als 10%. Zusätzlich wurde die Parametrisierung von Fu und Liou (1992) mit dem Verfahren von Kato et al. (1999) verglichen, das 32 Bänder im kurzwelligen Spektralbereich verwendet. Die jeweils berechneten kurzwelligen Strahlungsantriebe unterschieden sich um weniger als 5%. Somit rechtfertigen die Testrechnungen die Verwendung des Zweistrom-Verfahrens in Kombination mit der Bandparametrisierung von Fu und Liou (1992).

Das Ziel der Vergleichsrechnungen bestand in der Evaluierung des eindimensionalen ECHAM4–Strahlungsschemas im Vergleich zu einem „hochwertigen“ eindimensionalen Strahlungstransfermodell. Die Unsicherheiten, die durch einige vereinfachende Annahmen über das zugrunde liegende Wolkenfeld (wie Gestaltung der vertikalen Überlappung; horizontale Homogenität) sowie durch die Verwendung der „Independent-pixel“-Approximation hervorgerufen werden, wurden im Rahmen der Vergleichsrechnungen nicht näher untersucht. Eine Quantifizierung derartiger Aspekte ist Gegenstand gegenwärtiger Forschungsaktivitäten (z.B. Schulz, 1998; Weare, 2001; Buschmann et al., 2002; Li, 2002; Li und Barker, 2002) und würde den Rahmen der vorliegenden Arbeit deutlich sprengen.

In Tabelle 2.1 sind die verschiedenen Fallstudien einschließlich der eingeführten Kurzbezeichnungen aufgelistet, auf die in den nächsten Abschnitten sukzessive eingegangen wird. Die Ergebnisse der Vergleichsrechnungen werden im folgenden getrennt für den langwelligen und den

Tabelle 2.1: Kurzbezeichnungen und charakteristische Merkmale der Strahlungsvergleichsrechnungen mit E39 und LibRadtran. (b_{eff} : Methode des effektiven Bedeckungsgrads; MRO: Maximum-random overlap).

	E39	LibRadtran
LW	(E1-LW) b_{eff} + MRO (standard E39) (E2-LW) b_{eff} + Korrektur (Räisänen, 1998)	(L1-LW) MRO (Referenzlauf) (L2-LW) b_{eff} + MRO (L3-LW) Keine Streuung, MRO
SW	(E1-SW) Sphärische Partikel (E2-SW) Nicht-sphärische Partikel	(L-SW) Sphärische Partikel

kurzwelligem Teil des Strahlungsspektrums dargestellt. Aus Gründen der Einfachheit wurde der instantane Strahlungsantrieb am Oberrand der Atmosphäre als Vergleichsgröße herangezogen. Dies bedeutet jedoch keine Einschränkung in Bezug auf die später diskutierten Ergebnisse des Stratosphären-adjustierten Strahlungsantriebs (siehe Abschnitt 3.4).

2.6.2.1 Langwelliger Strahlungsantrieb

Abbildung 2.3 stellt die Ergebnisse der Vergleichsrechnungen bezüglich des langwelligem Strahlungsantriebs von Kondensstreifen am Oberrand der Atmosphäre dar. Wie aus Abbildung 2.3 a hervorgeht, zeigen sich in den jeweiligen Referenzkonfigurationen der beiden Modelle große Unterschiede: Der vom Standardmodell E39 (E1-LW) berechnete Strahlungsantrieb beträgt weniger als 50% des von LibRadtran (L1-LW) ermittelten Vergleichswertes. Um die Ursache dieser Diskrepanz zu finden, wurde der effektive Bedeckungsgrad b_{eff} , kombiniert mit „Maximum-random overlap“ (MRO), auch in LibRadtran eingesetzt. Verwendet man dieses zu der Berechnungsmethode in E39 analoge Verfahren, so erhält man eine ausgezeichnete Übereinstimmung der beiden Modelle (L2-LW, Abbildung 2.3 b). Damit ist gezeigt, dass die in E39 verwendete Approximation des effektiven Bedeckungsgrads in Kombination mit der „Maximum-random overlap“-Annahme (im folgenden kurz b_{eff} + MRO genannt) für die systematische Unterschätzung des langwelligem Strahlungsantriebs von Kondensstreifen verantwortlich ist.

Aus physikalischer Sicht ist dieser Sachverhalt durchaus plausibel, wie in Abschnitt 2.6.3 erläutert werden wird. Außerdem war es im Rahmen dieser Arbeit möglich, eine Korrektur des langwelligem E39 Strahlungsschemas zu finden, die die Übereinstimmung mit der LibRadtran-Referenzkonfiguration deutlich verbessert, ohne die Strahlungstransferrechnungen selbst maßgeblich zu verändern (Abbildung 2.3 c). Hierzu wurde eine von Räisänen (1998) für das Wettervorhersagemodell des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) entwickelte Methode auf das Klimamodell E39 übertragen, worauf in Abschnitt 2.6.4 noch näher eingegangen wird.

Verglichen mit der Standardversion des E39 Modells ergibt sich mit der korrigierten Version

eine Erhöhung des langwelligen Strahlungsantriebs durch Kondensstreifen um einen durchschnittlichen Faktor von 2.5. Trotzdem bleibt im Vergleich zur LibRadtran Referenzsimulation eine systematische Unterschätzung von etwa 25% bestehen. Diese ist hauptsächlich auf die Vernachlässigung der Streuung im Langwelligen zurückzuführen, wie der Vergleich mit der LibRadtran Konfiguration L3-LW zeigt, bei der langwellige Streuprozesse ausgeschaltet wurden (Abbildung 2.3 d). Die Streuung im Langwelligen ist zwar bei optisch dicken Wolken gegenüber der Absorption vernachlässigbar, kann jedoch im Falle optisch dünner Bewölkung durchaus von Bedeutung sein.

Alle im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Klimamodellsimulationen greifen auf das mit Hilfe der Methode von Räisänen (1998) korrigierte langwellige E39–Strahlungsschema zurück. Die oben erwähnte, verbleibende Unterschätzung des langwelligen Strahlungsantriebs durch Kondensstreifen von rund 25% ist, wie in Abbildung 2.3 c zu sehen, weitgehend systematischer Natur und kann deshalb a posteriori zur Korrektur des Strahlungsantriebs herangezogen werden.

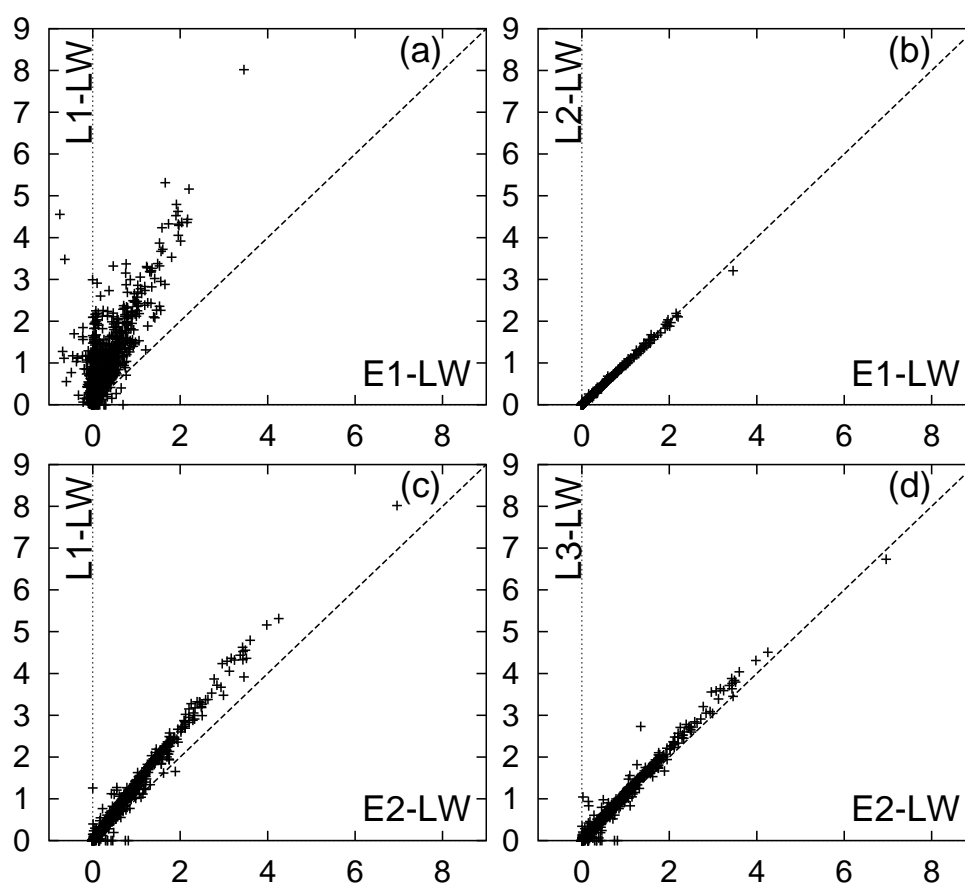


Abbildung 2.3: Vergleich des langwelligen Strahlungsantriebs von Kondensstreifen (in W/m^2) nach verschiedenen Modellversionen von E39 und LibRadtran. (a) E1-LW versus L1-LW (standard E39 versus LibRadtran Referenzlauf); (b) E1-LW versus L2-LW; (c) E2-LW versus L1-LW; (d) E2-LW versus L3-LW. Die Kurzbezeichnungen der jeweiligen Szenarien sind in Tabelle 2.1 erklärt.

2.6.2.2 Kurzwelliger Strahlungsantrieb

Für den kurzwelligen Spektralbereich ist die Übereinstimmung zwischen E39 und der Referenzkonfiguration der Strahlungsvergleichsrechnungen in statistischem Sinne gut mit einer systematischen Differenz von weniger als 5%. Wie aus Abbildung 2.4 a hervorgeht, kann die Abweichung für einzelne Fälle jedoch auch bedeutend größer sein. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass das kurzwellige Strahlungsmodul des Klimamodells im Vergleich zu dem wesentlich rechenzeitintensiveren Modell LibRadtran stark vereinfacht ist.

Um die Sensitivität des von E39 berechneten kurzwelligen Strahlungsantriebs von Kondensstreifen bezüglich der Gestalt der Kondensstreifenpartikel zu bestimmen, wurden Simulationen unter der Annahme sphärischer und nicht-sphärischer Eispartikel durchgeführt (Abbildung 2.4 b). Dabei wurde der Asymmetrieparameter entsprechend der Vorgehensweise in ECHAM (Roekner, 1995; siehe Abschnitt 2.4) an die Annahme der Sphärizität bzw. Asphärizität von Eispartikeln angepasst. Diesen Simulationen nach ist der kurzwellige Strahlungsantrieb von Kondensstreifen für sphärische Partikel etwa um 30% niedriger als für nicht-sphärische Partikel. Da die „wahre“ Gestalt von Kondensstreifeneispartikeln noch unsicher ist, sollte die Sensitivität des kurzwelligen Strahlungsantriebs bezüglich der Partikelgestalt als ein nicht zu vernachlässigender Unsicherheitsfaktor der Modellsimulationen verstanden werden.

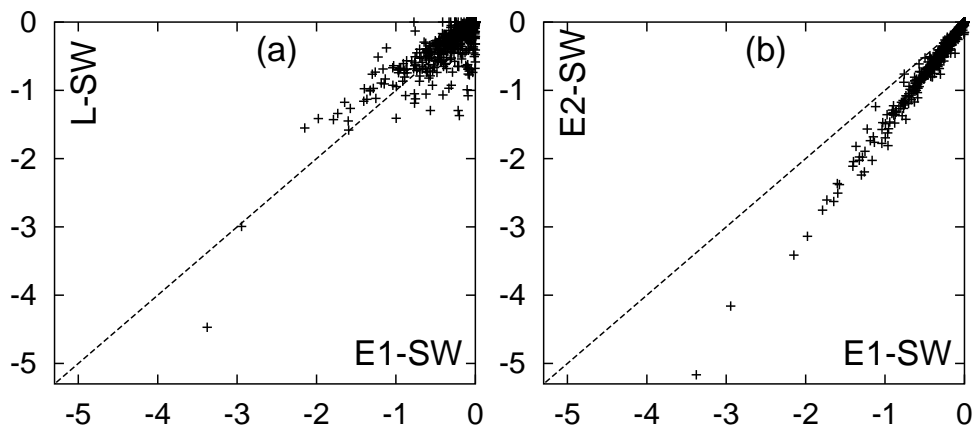


Abbildung 2.4: Vergleich des kurzwelligen Strahlungsantriebs von Kondensstreifen (in W/m^2) für verschiedene Eispartikelformen. (a) Sphärische Partikel: E39 versus LibRadtran; (b) E39: sphärische versus nicht-sphärische Partikel. Die Kurzbezeichnungen der jeweiligen Szenarien sind in Tabelle 2.1 erklärt.

2.6.3 Physikalische Ursachen der Unterschätzung der Strahlungswirkung optisch dünner Wolken

Wie in Abschnitt 2.6.2.1 erläutert wurde, ist das in E39 standardmäßig eingesetzte langwellige Strahlungsmodul nicht geeignet, den langwelligen Strahlungsantrieb von Kondensstreifen korrekt zu berechnen. Vielmehr wird der langwelligen Strahlungsantrieb von Kondens-

streifen im Standardmodell systematisch unterschätzt, was auf die Verwendung des effektiven Bedeckungsgrads b_{eff} (siehe Gleichung 2.28) in Kombination mit der „Maximum-random-overlap“-Annahme zurückzuführen ist. Dies ist folgendermaßen zu verstehen:

Im Gegensatz zu einer „realen“ Situation einer semitransparenten Bewölkung mit Bedeckungsgrad b und Emissivität E , entspricht die physikalische Vorstellung des effektiven Bedeckungsgrads einer opaken, „schwarzen“ Bewölkung mit der Emissivität 1 und dem Bedeckungsgrad b_{eff} . Im einfachen Fall eines Kondensstreifens in einer einzigen Modellschicht ohne angrenzende Wolkenschichten führen beide Ansätze zu annähernd gleichen Resultaten für den Strahlungsantrieb, zumindest wenn Streuprozesse vernachlässigt werden. Sobald aber natürliche Wolken oder weitere Kondensstreifen in direkt darunter oder darüber liegenden Modellschichten vorhanden sind, gilt dies nicht mehr. Man stelle sich beispielsweise eine Kondensstreifenschicht direkt unter einer Schicht natürlicher semitransparenter Wolken vor. Aufgrund des „Maximum-random-overlap“-Prinzips überlappen die beiden Schichten maximal (Abbildung 2.5). Während im „realen“ Fall von semitransparenter Bewölkung die langwellige Emission der Kondensstreifenschicht teilweise den Oberrand der Atmosphäre erreicht (Abbildung 2.5 oben), ist dies im Fall von „schwarzen“ Wolken nicht möglich (Abbildung 2.5 unten), d.h. von oben betrachtet verschwindet die Strahlungswirkung der Kondensstreifenschicht. Da Situationen mit Kondensstreifen in der Nähe anderer Kondensstreifen oder natürlicher Zirren häufig auftreten, muss der mittlere langwellige Strahlungsantrieb von Kondensstreifen bei Verwen-

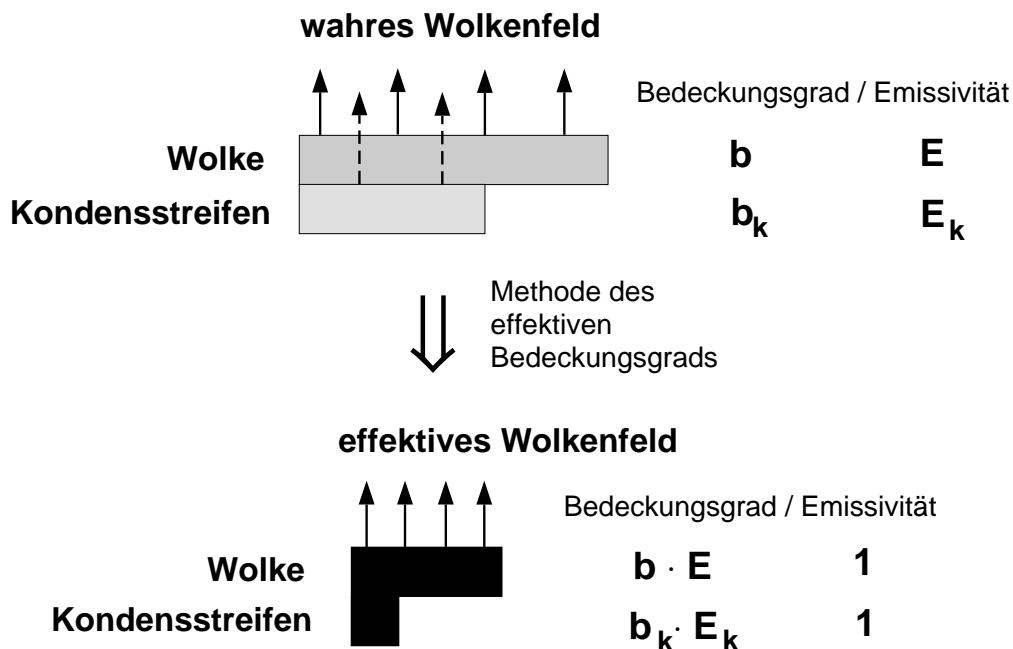


Abbildung 2.5: Schematisches Beispiel einer Kondensstreifen–Wolken–Konstellation zur Erläuterung, warum der Strahlungsantrieb durch Kondensstreifen bei Verwendung der Methode des effektiven Bedeckungsgrads in Kombination mit „Maximum-random overlap“ ($b_{eff} + MRO$) unterschätzt wird: Kondensstreifen direkt unter einer Wolkenschicht sind unter diesen Annahmen nicht strahlungsaktiv. Die Pfeile symbolisieren in Richtung Weltraum emittierte langwellige Strahlung.

dung der Methode des effektiven Bedeckungsgrads in Kombination mit „Maximum-random overlap“ unterschätzt werden.

Besonders fehlerhaft sind Kondensstreifen–Wolken–Konstellationen, bei denen sich die Überlappungssituation durch Einführung der Kondensstreifen ändert, beispielsweise wenn Kondensstreifenbildung in einer vorher wolkenfreien Modellschicht zwischen zwei wolkenbedeckten Schichten auftritt (Abbildung 2.6). Während die beiden Wolken Schichten aufgrund der wolkenfreien Zwischenschicht zufällig überlappen (Abbildung 2.6 oben), geht die Überlappung bei Anwesenheit der Kondensstreifen teilweise in maximale Überlappung über (Abbildung 2.6 unten). Bei Verwendung der Methode des effektiven Bedeckungsgrads kann eine solche Konstellation sogar einen künstlichen negativen langwelligen Strahlungsantrieb bewirken, da nicht nur die Kondensstreifenschicht strahlungsunwirksam ist, sondern auch der Teil der natürlichen Bewölkung, der nun maximal mit dem opaken Kondensstreifen überlappt.

Um den beschriebenen Sachverhalt an weiteren Beispielen zu veranschaulichen, wurden beispielhaft bestimmte Wolken–Kondensstreifen–Konstellationen aus Abbildung 2.3 a herausgegriffen (Abbildung 2.7): Grenzen die gebildeten Kondensstreifen in vertikaler Richtung nicht an natürliche Wolken oder andere Kondensstreifen an (Balkendiagramme 1 und 2), ist die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der LibRadtran–Berechnungen gut. Überlappen die Kondensstreifen dagegen maximal mit natürlichen Wolken (Balkendiagramm 4) oder anderen

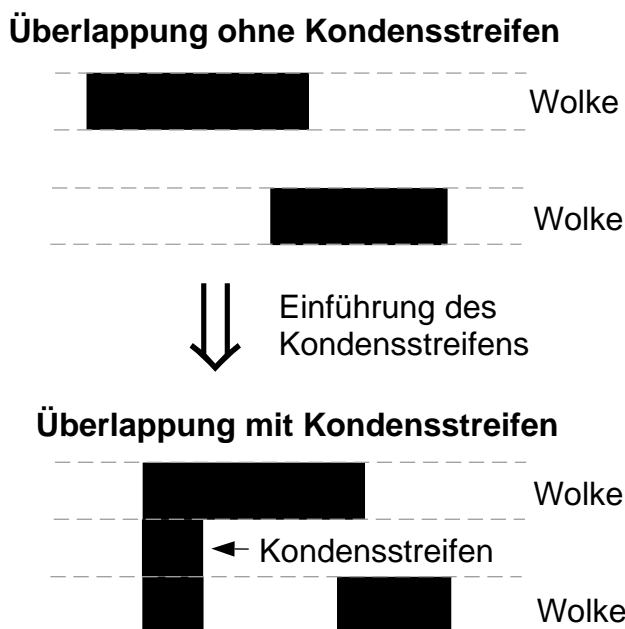


Abbildung 2.6: Schematisches Beispiel einer Kondensstreifen–Wolken–Konstellation zur Erläuterung, warum die Methode des effektiven Bedeckungsgrads in Kombination mit „Maximum-random overlap“ ($b_{eff} + MRO$) zu einem negativen Strahlungsantrieb durch Kondensstreifen führen kann: Die Bildung eines Kondensstreifens in einer sonst wolkenfreien Schicht zwischen zwei Zirus-Schichten ändert die Überlappungssituation im Modell.

Kondensstreifen (Balkendiagramm 3) in einer vertikal direkt angrenzenden Schicht, so ist der von E39 berechnete Strahlungsantrieb aus oben genannten Gründen zu gering. Balkendiagramm 5 stellt eine Konstellation dar, die im E39–Standardmodell zu einem negativen Strahlungsantrieb führt. Hier bilden sich Kondensstreifen zwischen bewölkten Schichten in einer ansonsten wolkenfreien Schicht, so dass sich die Überlappungssituation verändert (vergleiche Abbildung 2.6). Dass die Übereinstimmung mit den LibRadtran–Simulationen im Falle derartiger Konstellationen generell eher schlecht ist, zeigen die rot markierten Punkte in Abbildung 2.7. Für Konstellationen dagegen, bei denen mindestens eine Kondensstreifenschicht ohne vertikal angrenzende Bewölkung existiert (blau markierte Punkte), ist die Übereinstimmung in den meisten Fällen verhältnismäßig gut.

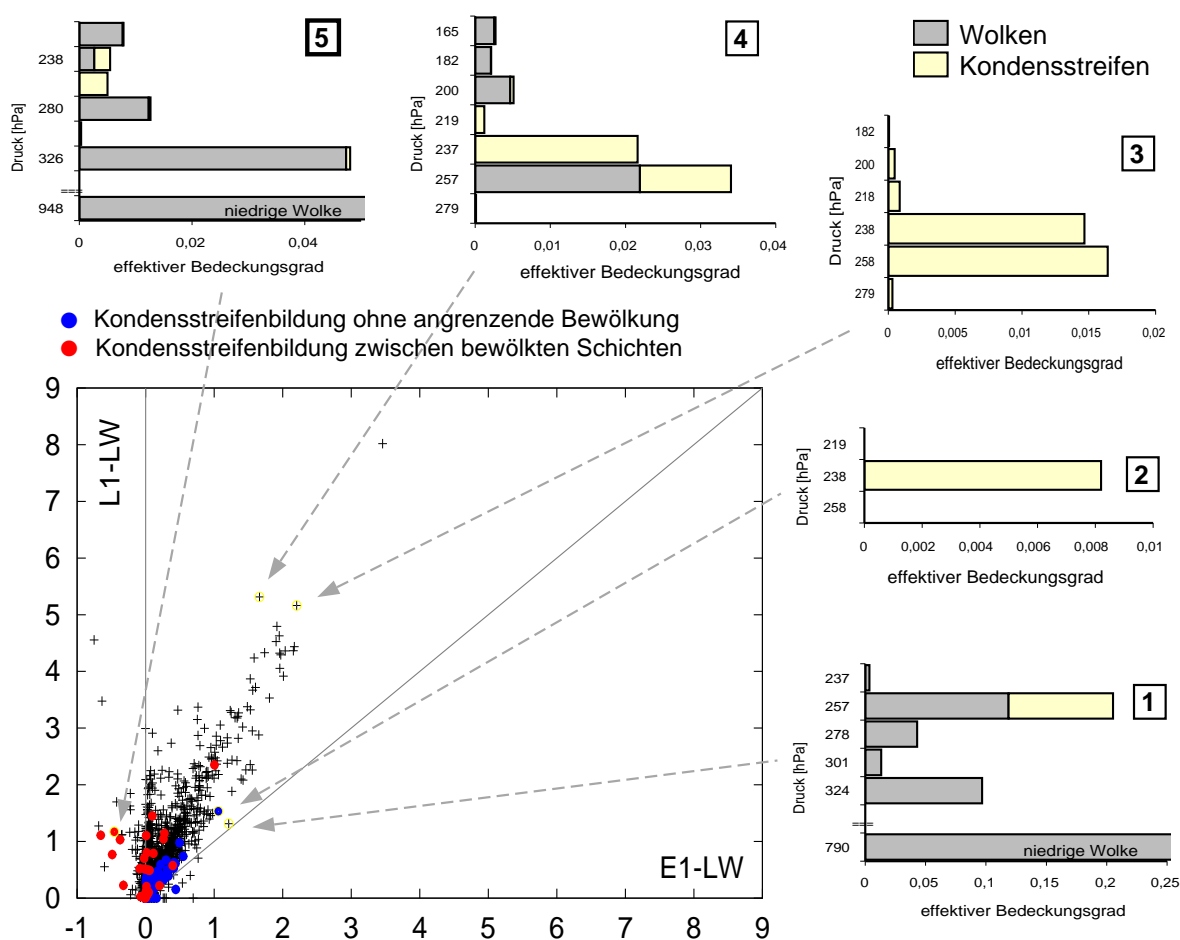


Abbildung 2.7: Wie Abbildung 2.3 a, jedoch werden einige einfache Wolken–Kondensstreifen–Konstellationen zusätzlich hervorgehoben: Blau markierte Konstellationen zeichnen sich durch die Existenz mindestens einer Kondensstreifenschicht ohne vertikal angrenzende Bewölkung (d.h. natürliche Wolken oder andere Kondensstreifen) aus. Rot markierte Konstellationen zeichnen sich durch Bildung von Kondensstreifen zwischen bewölkten Schichten in einer sonst wolkenlosen Schicht aus. Für fünf Punkte sind die Wolken–Kondensstreifen–Konstellationen in Form von Balkendiagrammen des effektiven Bedeckungsgrads explizit angegeben. (Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde in den Balkendiagrammen auf eine exakte Darstellung der zufälligen Überlappung verzichtet.)

An dieser Stelle soll betont werden, dass die Unterschätzung des langwelligen Strahlungsantriebs im E39–Standardmodell selbstverständlich nicht beschränkt ist auf künstlich induzierte, zusätzliche Eiswolken wie Kondensstreifen. Vielmehr sind ebenso natürliche Wolken betroffen, deren optische Dicke klein genug ist (kleiner als etwa 3), um einen deutliche Unterschied zwischen tatsächlichem und effektivem Bedeckungsgrad hervorzurufen. Von der Verwendung des effektiven Bedeckungsgrads muss also ganz allgemein abgeraten werden, wenn die Strahlungswirkung von optisch dünnen Wolken quantifiziert werden soll.

2.6.4 Korrektur der Parametrisierung des langwelligen Strahlungstransfers in bewölkter Atmosphäre

Um den systematischen Fehler im langwelligen E39–Strahlungsschema zu verringern ohne die Strahlungstransferrechnungen selbst grundlegend zu verändern, muss die Überlappung der verschiedenen Wolkenschichten in einer Weise gestaltet werden, die es erlaubt, Bedeckungsgrad und Emissivität als getrennte Informationen zu benutzen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde, wie oben bereits erwähnt, eine von Räisänen (1998) für das langwellige Strahlungsschema des Wettervorhersagemodells des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) entwickelte Methode auf das Klimamodell E39 übertragen.

Wie in Abschnitt 2.6.1 erläutert wurde, werden im E39–Standardmodell hypothetische Strahlungsflüsse berechnet, die sich unter der Annahme vollständig wolkenbedeckter, opaker Schichten in einer sonst wolkenfreien Atmosphäre ergeben. Diese Strahlungsflüsse werden mit Hilfe von Wichtungsfaktoren kombiniert, wobei „Maximum-random overlap“ und eine effektive Wolkenbedeckung angenommen werden. Die Hauptidee der Methode von Räisänen (1998) besteht darin, bei der Berechnung der Wichtungsfaktoren anstelle des effektiven Bedeckungsgrads den tatsächlichen Bedeckungsgrad und die Emissivität als zwei separate Informationen zu nutzen, um damit die Semitransparenz der Wolkenbedeckung explizit berücksichtigen zu können. Diese zusätzliche Information der Semitransparenz der Bewölkung wird dabei nur zur Gewichtung der Strahlungsflüsse herangezogen, nicht jedoch zur Berechnung der Strahlungsflüsse selbst. In dieser Hinsicht bleibt die Methode des Standardmodells unverändert. Wie in Abschnitt 2.6.2 ausgeführt, bewirkt die geschilderte Ergänzung der Morcrette’schen Strahlungsparametrisierung eine durchgreifende Verbesserung der Strahlungsberechnung bei optisch dünnen Wolken. Details zur Berechnungsweise können in Räisänen (1998) gefunden werden.⁵

Soll die von Räisänen (1998) entwickelte Methode operationell im Rahmen von E39–Klimamodellsimulationen eingesetzt werden, so ist zu bedenken, dass sich durch die oben geschilderten Veränderungen im langwelligen Strahlungscode die Strahlungsbilanz am Modelloberrand aufgrund des erhöhten Strahlungsantriebs der optisch dünnen Wolken verschiebt: Die langwellige Ausstrahlung Richtung Weltraum verringert sich wegen der erhöhten Absorption

⁵ Es sei erwähnt, dass Räisänen (1998) die oben beschriebene Methode in völlig anderem Zusammenhang entwickelte, nämlich aufgrund der Feststellung, dass der langwellige Strahlungsantrieb von Wolken bei Verwendung des effektiven Bedeckungsgrads unrealistischer Weise von der vertikalen Modellauflösung abhängt.

Tabelle 2.2: Wolkenmikrophysikalische Konstanten, die in verschiedenen Modellversionen von ECHAM zur Anpassung der jeweiligen Strahlungsbilanz am Modelloberrand an Beobachtungsdaten neu bestimmt wurden. Dabei sind r_{kr} : Schwellwert für die subskalige Wolkenbildung (siehe Abschnitt 2.2.1); c_0 : Effizienz der Niederschlagsbildung in stratiformen Wolken; c_2 : Effizienz der Sedimentation von Eiskristallen; c_3 : Effizienz der Verdunstung von Niederschlag; c_{conv} : Effizienz der Niederschlagsbildung in konvektiven Wolken.

Parameter	ECHAM4	E39	E39+Räisänen
r_{kr}	0.6	0.7	0.6
c_0 [s^{-1}]	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
c_2 [$m^{1.48} s^{-1} kg^{-0.16}$]	1.8	1.6	2.3
c_3	0.015	0.012	0.015
c_{conv} [s^{-1}]	$6.0 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$

terrestrischer Strahlung in Zirruswolken um etwa 10 W/m^2 . Da für Klimasimulationen sinnvoller Weise nur Zirkulationsmodelle mit hinreichend ausgeglichener Strahlungsbilanz am Modelloberrand eingesetzt werden können, muss das Strahlungsgleichgewicht zwischen solarer Einstrahlung und langwelliger Ausstrahlung durch geeignete Parameteränderung wiederhergestellt werden. Dabei ist selbstverständlich auch auf Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten (ERBE; z.B. Barkstrom, 1984) zu achten.

Im Rahmen dieser Arbeit mussten somit verschiedene mikrophysikalische Konstanten modifiziert werden, die in E39 bei der Parametrisierung von Wolken und Niederschlag Verwendung finden (Tabelle 2.2). Sämtliche Parameteränderungen bewirken letztlich eine Verringerung der „hohen“ Bewölkung zugunsten der „tiefen“ Bewölkung (siehe Abbildung 2.8 a). Da tiefe Wolken einen deutlich geringeren langwelligeren Strahlungsantrieb aufweisen als hohe Wolken,

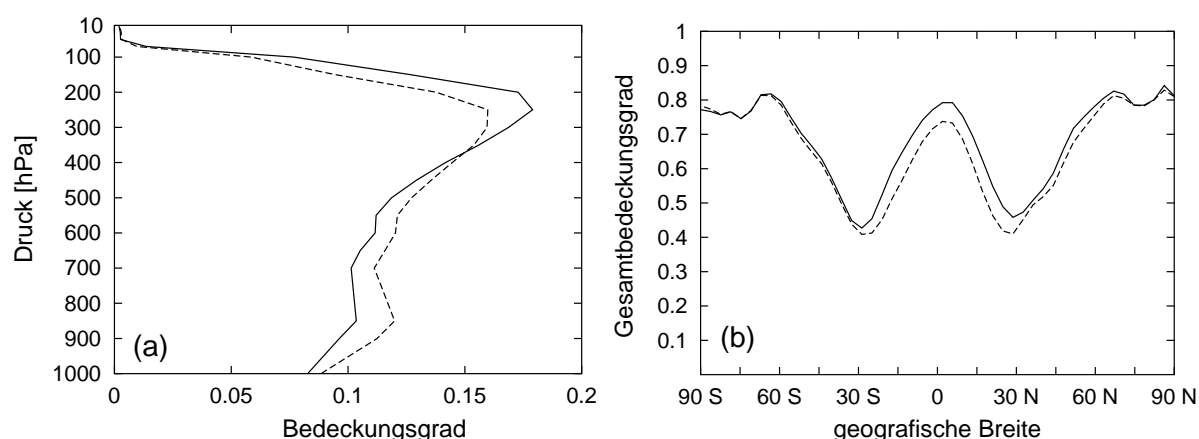


Abbildung 2.8: Wolkenbedeckung im E39-Standardmodell (durchgezogene Linie) und der modifizierten Modellversion E39+Räisänen (gestichelte Linie). (a) Bedeckungsgrad in Abhängigkeit von der Höhe; (b) Totaler Bedeckungsgrad in Abhängigkeit von der geografischen Breite.

Tabelle 2.3: Global und jährlich gemittelte Strahlungsbilanz und totale Wolkenbedeckung in verschiedenen Modellversionen von ECHAM. Die Strahlungsgrößen beziehen sich jeweils auf den Oberrand der Atmosphäre. Die Beobachtungsdaten der Strahlungsflüsse basieren auf ERBE–Satellitenbeobachtungen, die Wolkenbeobachtungen entstammen ISCCP–Daten. Die Ergebnisse für ECHAM4 (der ursprünglichen Modellversion mit 19 Schichten) wurden Chen und Roeckner (1996, 1997) entnommen. Die Ergebnisse für E39 und E39+Räisänen sind klimatologische Mittelwerte eigener Modellsimulationen.

Modell	kurzwellige Strahlungsbilanz	langwellige Strahlungsbilanz	Bedeckungsgrad Wolken
ECHAM4	236.9 W/m ²	-235.2 W/m ²	59.9 %
E39	236.5 W/m ²	-235.4 W/m ²	64.8 %
E39+Räisänen	237.7 W/m ²	-235.6 W/m ²	60.7 %
Beobachtung	240.3 W/m ²	-235.3 W/m ²	62.2 %

bewirkt die genannte Veränderung des vertikalen Wolkenprofils eine Verringerung des langwelligeren Strahlungsantriebs der Gesamtbewölkung, was letztendlich die Wiederherstellung des Strahlungsgleichgewichts am Modelloberrand ermöglicht.

Auffällig ist die Ähnlichkeit der nach zahlreichen Sensitivitätsexperimenten als am besten erachteten Parameterkombination der neuen Modellversion (kurz als E39+Räisänen bezeichnet) mit der Parameterkombination der ursprünglichen ECHAM4–Modellversion mit nur 19 vertikalen Schichten (Tabelle 2.2): Außer der Konstante c_2 , die die Sedimentation von Eiskristallen regelt, stimmen alle Parameter überein. Die Ähnlichkeit ist durch die von Räisänen (1998) gefundene Sensitivität des Modellfehlers bezüglich der vertikalen Modellauflösung zu erklären: Je feiner die vertikale Auflösung ist, desto geringer ist die optische Dicke von Einzelschichtwolken, wodurch der Unterschied zwischen tatsächlichem und effektivem Bedeckungsgrad tendenziell höher und der damit verbundene Modellfehler ausgeprägter ist. Im Rückblick betrachtet waren die beim Übergang von 19 auf 39 Modellschichten (Land et al., 1999) nötigen Parameteränderungen zum großen Teil eine Folge des hier beschriebenen Modellfehlers.

Außer der bereits erwähnten Veränderung des vertikalen Wolkenprofils beim Übergang vom E39–Standardmodell auf die Modellversion E39+Räisänen ist in Abbildung 2.8 auch die Veränderung der Gesamtbewölkung in Abhängigkeit von der geografischen Breite dargestellt. Erkennbar ist, dass die Gesamtbewölkung in allen Regionen in der neuen Modellversion etwas geringer ist, wobei der deutlichste Rückgang in den tropischen Regionen zu erkennen ist. Im globalen Mittel reduziert sich der Gesamtbedeckungsgrad von 64.8% auf 60.7%, was aber im Rahmen der bestehenden Unsicherheiten im Einklang mit Wolkenbeobachtungen im Rahmen des „International Satellite Cloud Climatology Project“ (ISCCP, z.B. Rossow und Schiffer, 1991) steht (Tabelle 2.3). Hierbei ist auch zu bedenken, dass der Rückgang der unter der „Maximum-random overlap“–Annahme berechneten Gesamtbewölkung hauptsächlich auf die größere Steilheit des Wolkenprofils und nicht auf einen Rückgang der Summe der Bewölkung aller Modellschichten zurückzuführen ist. Wie ebenfalls aus Tabelle 2.3 hervorgeht, stimmt die Strahlungsbilanz der neuen Modellversion E39+Räisänen im Rahmen der Messgenauigkeit mit

Satellitenbeobachtungen des „Earth Radiation Budget Experiment“ (ERBE, z.B. Barkstrom, 1984) überein.

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Modellergebnisse beziehen sich stets auf die in diesem Abschnitt beschriebene modifizierte Modellversion von E39.

Kapitel 3

Kondensstreifen in E39: Referenzsimulation für 1992

In diesem Kapitel werden Ergebnisse einer Modellsimulation präsentiert, die als Referenzsimulation der vorliegenden Arbeit dient. Da das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell einschließlich der entwickelten Parametrisierung von Kondensstreifen in Kapitel 2 bereits ausführlich vorgestellt wurde, wird in Abschnitt 3.1 nur noch auf die speziellen Einzelheiten der Konfiguration der Referenzsimulation eingegangen, bevor in den Folgeabschnitten Modellergebnisse vorgestellt werden. Dabei werden der Kondensstreifenbedeckungsgrad, die optischen Eigenschaften von Kondensstreifen sowie der von ihnen verursachte Strahlungsantrieb ausführlich diskutiert und, soweit möglich, mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen.

3.1 Experimentbeschreibung

Die hier beschriebene Referenzsimulation wurde ausgewählt mit dem Ziel, die gegenwärtige Kondensstreifenbedeckung und die durch sie hervorgerufene Klimawirkung möglichst realistisch zu erfassen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sogenannte Zeitscheibenexperimente durchgeführt, bei denen die Jahreszyklen von Randbedingungen (Meeresoberflächentemperaturen, solare Einstrahlung, Konzentrationen von Treibhausgasen) fest vorgegeben sind. Da leider bisher kein Flugverkehrsdatensatz für die Gegenwart (z.B. Jahr 2000) vorliegt, wurde die Referenzsimulation für die Zeitscheibe 1992 durchgeführt, für die mehrere räumlich und zeitlich aufgelöste Luftverkehrskataster existieren. Hier wurde auf den im Rahmen des Verbundprogramms „Schadstoffe in der Luftfahrt“ (Schumann et al., 1997) von Schmitt und Brunner (1997) erstellten Treibstoffverbrauchsdatensatz, den sogenannten DLR-2-Datensatz, zurückgegriffen, der bereits mehrfach verwendet wurde (z.B. Dameris et al., 1998; Sausen et al., 1998). Der Originaldatensatz von Schmitt und Brunner (1997) besitzt eine horizontale spektrale T42-Auflösung und eine vertikale Auflösung von 1 km, sowie eine zeitliche Auflösung von einem Monat. Für die hier durchgeführten Modellstudien wurden Interpolationen auf das dreidimensionale Modellgitter durchgeführt. Es sei erwähnt, dass im Rahmen

dieser Arbeit anstelle des Treibstoffverbrauchs die Wasserdampfemissionen des Luftverkehrs (die sich vom Treibstoffverbrauch lediglich um einen konstanten Faktor unterscheiden) herangezogen wurden, um die Untersuchung der kombinierten Klimawirkung von Kondensstreifen und flugverkehrsinduziertem Wasserdampf in einem nächsten Schritt zu erleichtern. Das genannte Treibstoffkataster enthält keinerlei Information über den Tagesgang des Luftverkehrs. Inwieweit sich dies auf die relevanten Kondensstreifenparameter auswirkt, wird in Kapitel 4 dargestellt.

Das Modellklima und die zur Kondensstreifenbildung relevanten Flugzeugparameter (Emissionsindex EI_{H_2O} , Verbrennungswärme Q und Gesamtwirkungsgrad η , siehe Gleichung 2.8) wurden dem gewählten Zeitraum 1992 angepasst, basierend auf Schumann (1996), der typische Werte von $EI_{H_2O} = 1.25 \text{ kg(H}_2\text{O)/kg}$; $Q = 43 \text{ MJ/kg}$ und $\eta = 0.31$ nennt. Die im Modell vorgeschriebenen, global homogenen Konzentrationen an Treibhausgasen wie CO_2 , N_2O und CH_4 sind aus Beobachtungen abgeleitet und orientieren sich an den Angaben in IPCC (1995, 1996). Die Meeresoberflächentemperaturen und die Ausdehnung des Meereises sind als mittlere Jahreszyklen vorgeschrieben, die aus Beobachtungsdaten der „AMIP“-Periode⁶ 1979 bis 1994 (Gates, 1992) abgeleitet wurden.

Wie in Abschnitt 2.3.2 erläutert, ist zur Ermittlung der tatsächlichen Kondensstreifenbedeckung eine Kalibrierung des Modells zur Anpassung an Kondensstreifenbeobachtungen nötig. Dazu stehen verschiedene regionale Beobachtungsdatensätze zur Auswahl (Bakan et al., 1994; Minnis et al., 2000; Meyer et al., 2002a; Meyer et al., 2003). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die visuelle Abschätzung der Kondensstreifenbedeckung aus NOAA-Satellitendaten von Bakan et al. (1994) zur Kalibrierung herangezogen, da sie ein relativ großes Beobachtungsgebiet umfasst und zudem einen Kompromiss zwischen den vergleichsweise niedrigen Kondensstreifenbedeckungsgraden von Meyer et al. (2002a) und den vergleichsweise hohen Bedeckungsgraden von Minnis et al. (2000) darstellt (siehe auch Abschnitt 3.2). Die Modellkalibrierung erfolgt so, dass der im Gebiet Ostatlantik/Westeuropa (30°W – 30°E und 35 – 75°N) von Bakan et al. (1994) beobachteten Kondensstreifenbedeckungsgrad im langjährigen 24-Stunden-Mittel mit der modellierten Kondensstreifenbedeckung übereinstimmt. Da Bakan et al. (1994) einen Tagesmittelwert der Kondensstreifenbedeckung von 0.5% und halbierte Bedeckungsgrade nachts angeben, erhält man einen 24-Stunden-Mittelwert von 0.375%. Die zur Kalibrierung herangezogene totale Kondensstreifenbedeckung wird unter der Annahme zufälliger Überlappung der Bedeckungsgrade in den einzelnen Schichten einer Modellgittersäule diagnostiziert.

Strebt man eine möglichst genaue Kalibrierung an, so ist zu bedenken, dass die Kondensstreifen im Klimamodell jede (nur durch den verfügbaren Eiswassergehalt festgelegte) optische Dicke annehmen können, während Beobachtungssysteme Kondensstreifen unterhalb einer bestimmten optischen Dicke nicht mehr wahrnehmen können. Leider ist diese Sichtbarkeitsgrenze der

⁶Bei dem „Atmospheric Model Intercomparison Project“ (AMIP) handelt es sich um einen umfassenden systematischen Vergleich der meisten derzeit existierenden atmosphärischen globalen Zirkulationsmodelle. Allen Modellrechnungen wurden unter anderem realistische, auf Beobachtungen basierende Meeresoberflächentemperaturen und Meereis von 1979 bis 1994 als Randbedingung vorgegeben.

jeweiligen Detektionsmethoden in der Regel nicht bekannt bzw. stark von Umgebungsbedingungen, wie der Beschaffenheit der Landoberfläche oder der natürlichen Bewölkung, abhängig. Trotzdem erscheint es sinnvoll, im Modell einen Sichtbarkeitsschwellwert anzunehmen und die nach diesem Kriterium „unsichtbaren“ Kondensstreifen aus der Kalibrierung auszuschließen. Für das Referenzexperiment wurde die Sichtbarkeitsgrenze auf eine optische Dicke von 0.02 im sichtbaren Teil des Strahlungsspektrums festgelegt. In Analogie zu natürlichen Eiswolken werden im Modell nicht-sphärische Kondensstreifenpartikel angenommen.

Ein weiterer Aspekt, der bei der Kalibrierung berücksichtigt werden muss, ist folgender: Während im Modell Kondensstreifen in nahezu beliebigen Konstellationen mit natürlichen Wolken gebildet werden können, ist es nur dann möglich, Kondensstreifen zu beobachten, wenn sie nicht direkt unter- oder oberhalb von natürlichen Wolken auftreten. Aus diesem Grund werden auch solche Kondensstreifen im Modell aus dem Kalibrierungsprozess ausgeschlossen. Unter Berücksichtigung der beiden genannten Ausschlusskriterien ergibt sich im Modell somit eine Unterscheidung zwischen der „gesamten“ und der „sichtbaren“ Kondensstreifenbedeckung, wobei letztere nur die für einen Vergleich mit Beobachtungen und für die Modellkalibrierung maßgeblichen Kondensstreifen beinhaltet. Sensitivitätsstudien zur Abschätzung der mit der Kalibrierung verbundenen Unsicherheiten werden in Abschnitt 5.1 vorgestellt.

Die Referenzsimulation erstreckt sich über 10 Modelljahre, was ausreicht, um im statistischen Mittel zuverlässige Verteilungen aller relevanten Diagnoseparameter zu erhalten. Interessiert man sich im wesentlichen für global gemittelte Größen, reicht auch ein deutlich kürzerer Simulationszeitraum aus, was sich aus rechenökonomischen Gründen besonders für Sensitivitätsstudien (siehe Kapitel 5) als vorteilhaft erweist.

3.2 Bedeckungsgrad

Die Grundvoraussetzung zur Kondensstreifenbildung besteht darin, dass der aktuelle thermodynamische Zustand der Atmosphäre, charakterisiert durch Temperatur und Feuchte, die Kondensstreifenbildung zulässt. Ein Maß hierfür ist im Modell der potenzielle Kondensstreifenbedeckungsgrad (siehe Gleichung 2.13), der als obere Grenze der im Modell – bei maximalem Flugverkehr – möglichen Kondensstreifenbedeckung anzusehen ist. Um kurzlebige Kondensstreifen auszuschließen, muss zusätzlich das Persistenzkriterium (siehe Gleichung 2.15) berücksichtigt werden. Einen Eindruck der atmosphärischen Rahmenbedingungen für die Bildung persistenter Kondensstreifen vermittelt Abbildung 3.1, die die geografische Verteilung des jahresgemittelten potenziellen Bedeckungsgrads persistenter Kondensstreifen in den Modellschichten zwischen etwa 9 und 13 km dargestellt. Abbildung 3.2 zeigt das entsprechende zonale Mittel zuzüglich der thermischen Tropopause sowie Isolinien des Temperaturfelds.

In beiden Abbildungen ist deutlich zu erkennen, dass sich in den tropischen Regionen Kondensstreifen tendenziell in größeren Höhen bilden als in den Extratropen, und sich das Maximum der potenziellen Bedeckung mit geringer werdender Höhe vom Äquator Richtung Extratropen verlagert. Dies ist dadurch zu erklären, dass sich Kondensstreifen bevorzugt in den feuchten

und kalten Regionen knapp unterhalb der Tropopause bilden, die in den Tropen deutlich höher liegt als in den Extratropen. Oberhalb der Tropopause ist die Atmosphäre tendenziell zu trocken zur Kondensstreifenbildung, während unterhalb der Tropopause die zunehmenden Temperaturen den beschränkenden Faktor darstellen. In den warmen, trockenen Subtropen ist die Neigung zur Kondensstreifenbildung generell gering (Abbildung 3.2).

Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung des Flugverkehrs (repräsentiert durch die Wasserdampfemissionen) für das Jahr 1992 in den vier Hauptflugniveaus zwischen 200 hPa und 255 hPa im

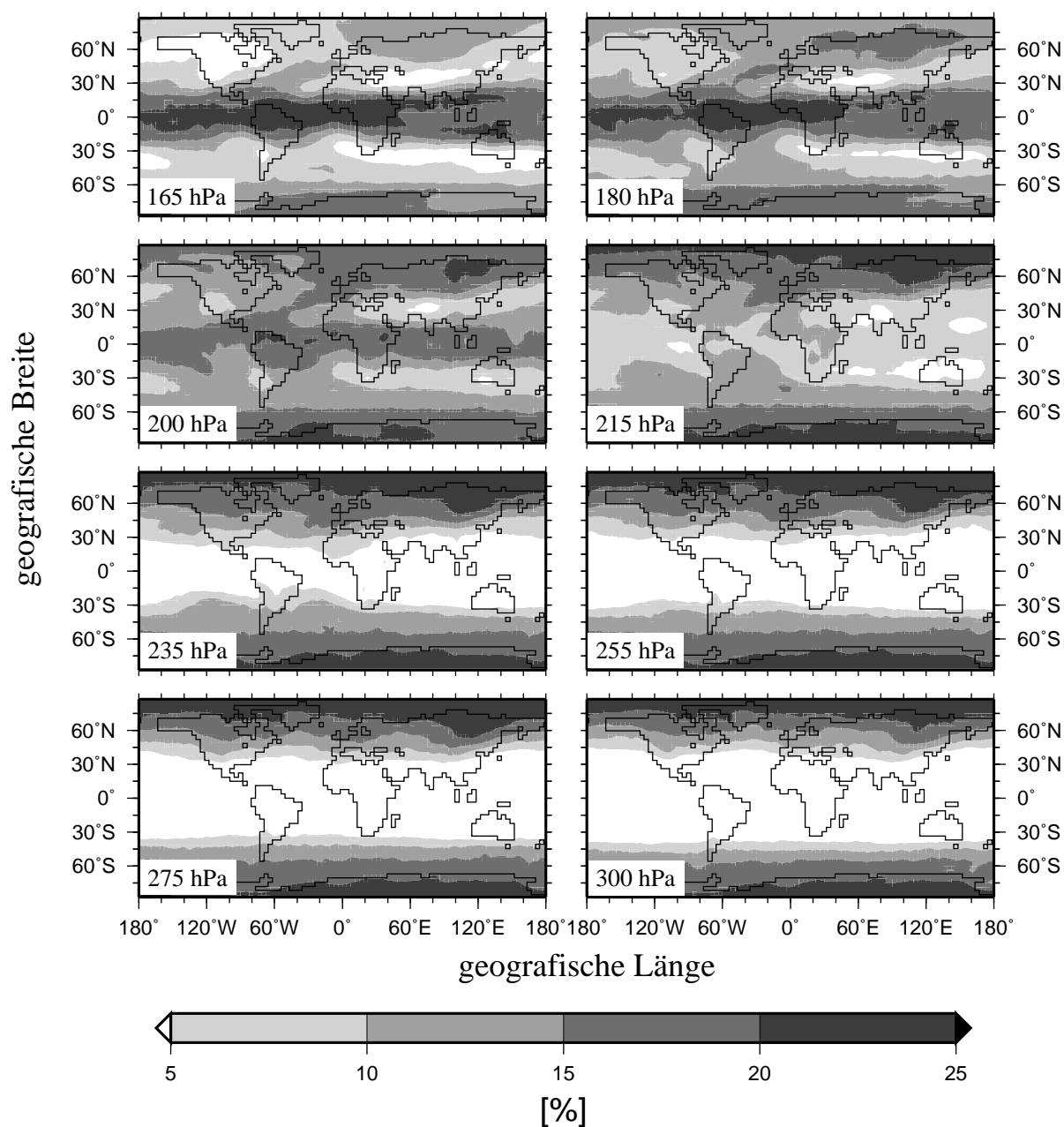


Abbildung 3.1: Jahresgemittelter potenzieller Bedeckungsgrad persistenter Kondensstreifen in den Modellschichten zwischen 165 hPa und 300 hPa.

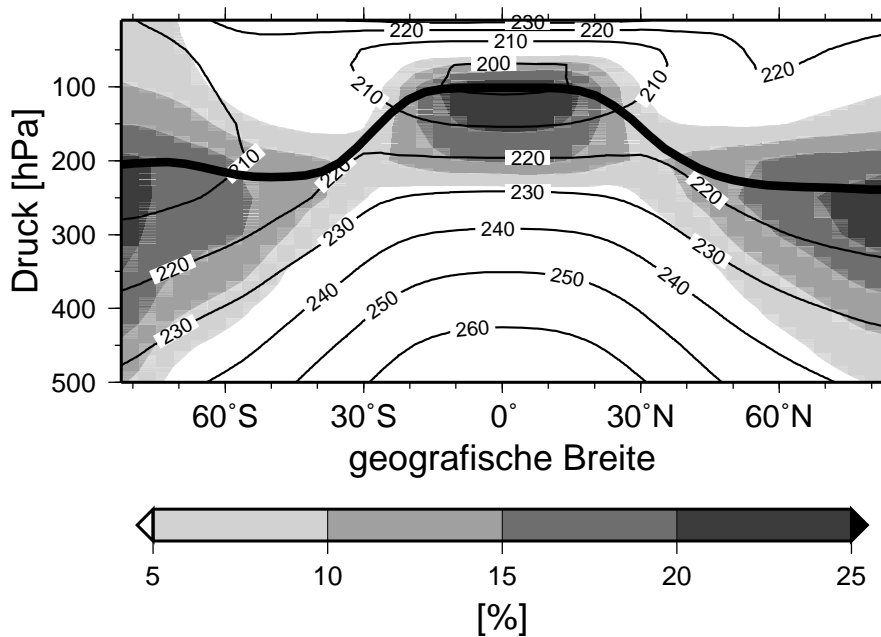


Abbildung 3.2: Zonal und jährlich gemittelter potenzieller Bedeckungsgrad persistenter Kondensstreifen. Ebenfalls dargestellt sind Isolinien der Temperatur (in K) sowie die thermische Tropopause.

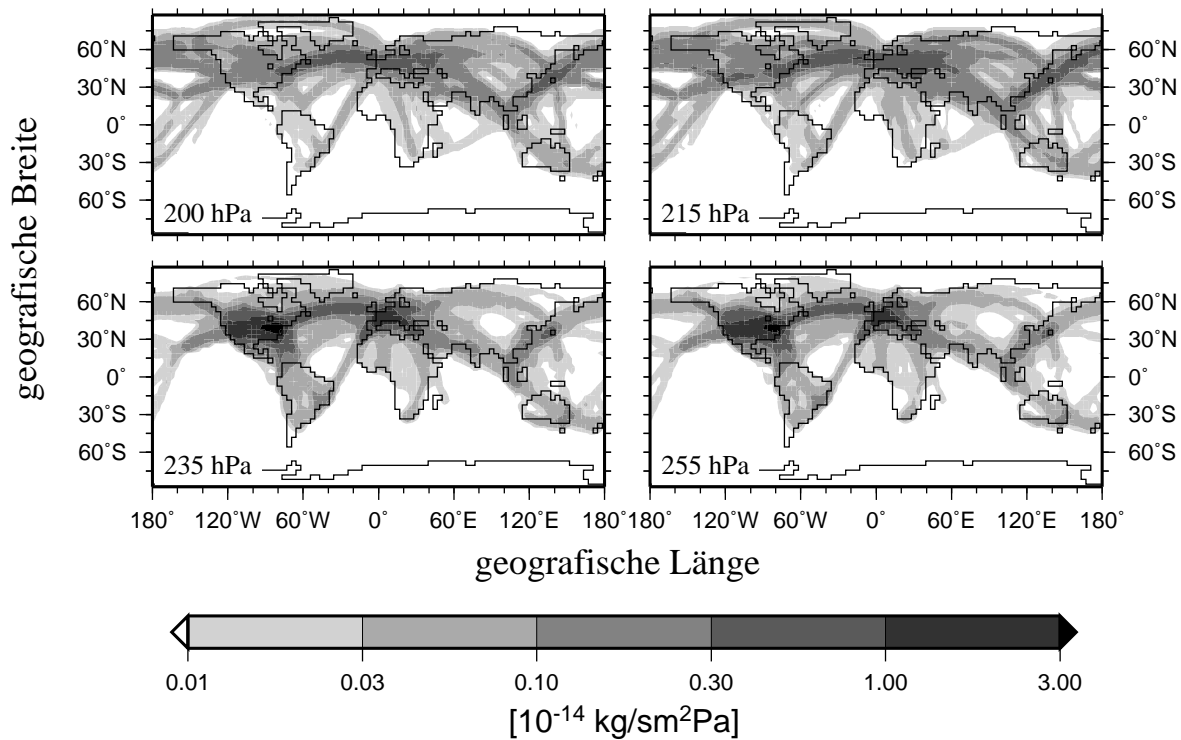


Abbildung 3.3: Jahresgemittelte Wasserdampfemission des Luftverkehrs im Jahr 1992 in den Hauptflugniveaus (4 Modellschichten von 200 hPa bis 255 hPa).

Modell, in denen nahezu der gesamte Flugverkehr stattfindet. Die Regionen mit dem höchsten Luftverkehrsaufkommen (Europa, USA, Südostasien) sowie die bevorzugten Flugrouten, etwa der nordatlantische Flugkorridor, sind deutlich zu erkennen. Die Dichteverteilung des Flugverkehrs spiegelt sich selbstverständlich auch in der tatsächlichen Kondensstreifenbedeckung wider (Abbildung 3.4). Das wird besonders deutlich in den Regionen nördlich von 30°N , in denen der potenzielle Bedeckungsgrad (Abbildung 3.1) keine große Höhenabhängigkeit aufweist. In den tropischen Regionen dagegen bilden sich in den Modellschichten 235 hPa und 255 hPa trotz des dortigen Luftverkehrsaufkommens praktisch keine Kondensstreifen, da die potenzielle Bedeckung in diesen Höhen verschwindend gering ist.

Die totale Kondensstreifenbedeckung, die sich auch für den Vergleich mit Kondensstreifenbeobachtungen eignet, ergibt sich, wie in Abschnitt 3.1 bereits erwähnt, diagnostisch durch vertikale Integration unter der Annahme einer zufälligen Überlappung der Kondensstreifenbedeckungen in den einzelnen Modellschichten. Abbildung 3.5 zeigt die totale Kondensstreifenbedeckung im Jahresmittel sowie für Januar- und Julimittel. Es sind deutliche jahreszeitliche Unterschiede in der Kondensstreifenbedeckung zu sehen, die nicht durch den geringen Jahresgang des Flugverkehrsdatensatzes zu erklären sind, sondern auf unterschiedliche atmosphärische Bedingungen zurückzuführen sind. Auffällig ist beispielsweise die über den USA deutlich geringere Kondensstreifenbedeckung im Sommer als im Winter, was bedingt ist durch die für eine Kondensstreifenbildung zu hohen sommerlichen Temperaturen in der oberen Tro-

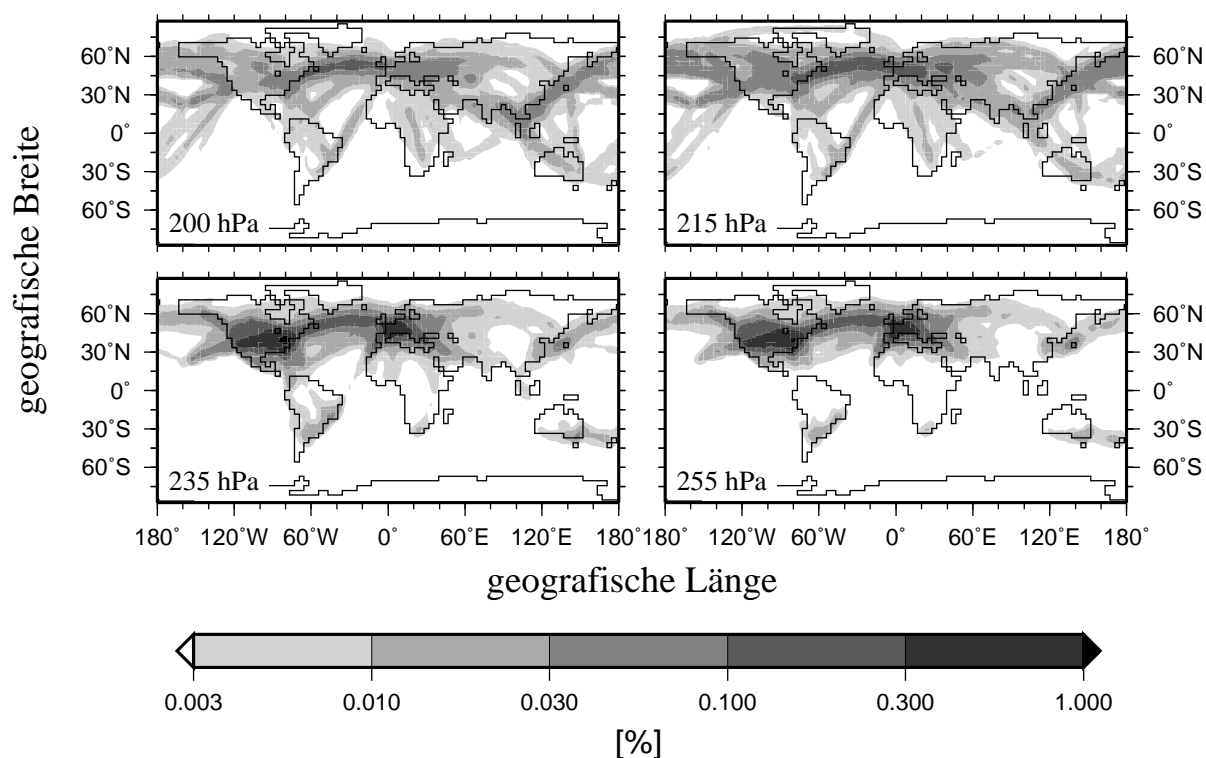


Abbildung 3.4: Jahresgemittelte sichtbare Kondensstreifenbedeckung für die Zeitebene 1992 in den Hauptflugniveaus (4 Modellschichten von 200 hPa bis 255 hPa).

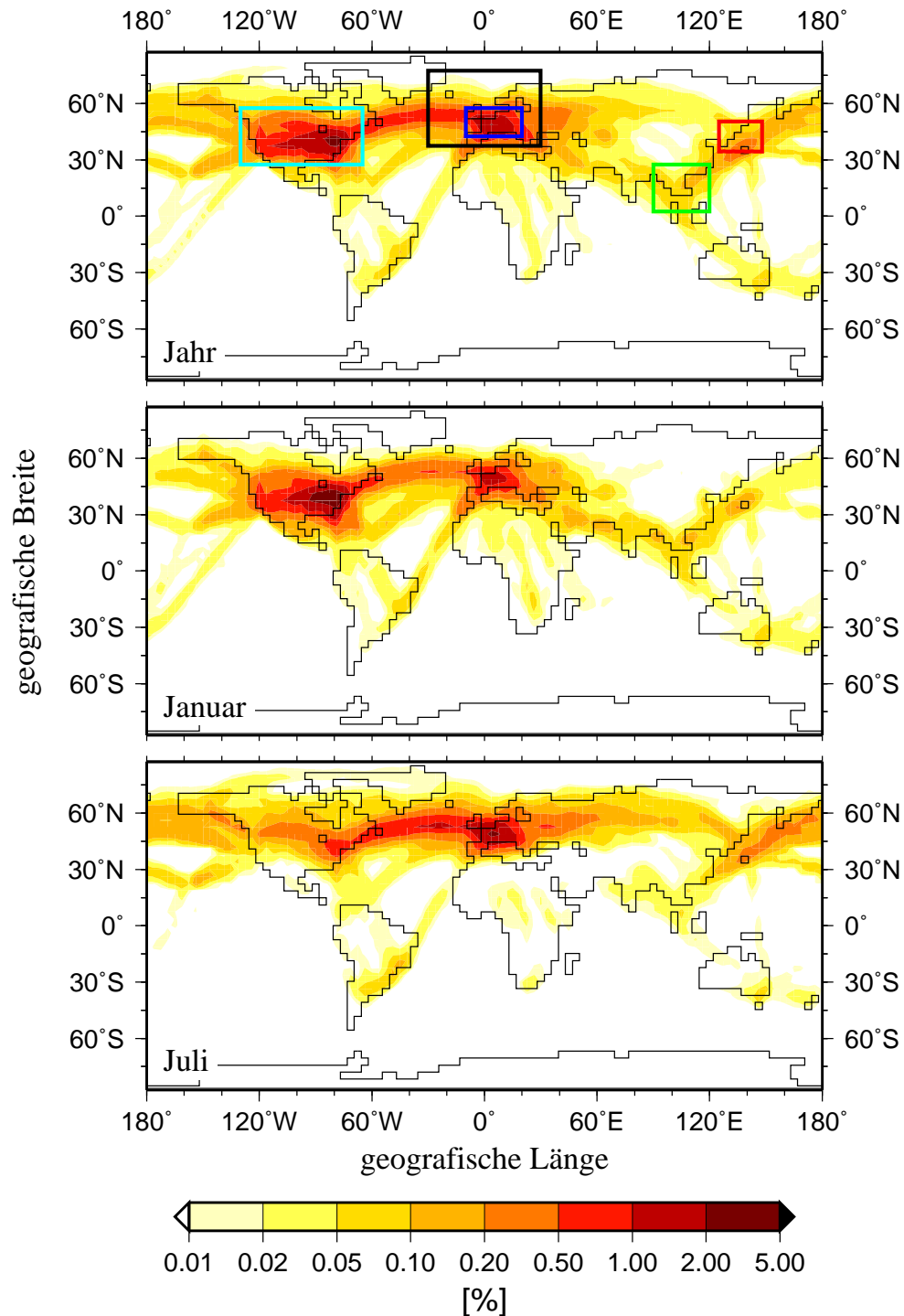


Abbildung 3.5: Totale Kondensstreifenbedeckung für das Jahresmittel sowie für Januar und Juli. Regionen, für die systematische Kondensstreifenbeobachtungen existieren, sind gekennzeichnet. Schwarz: Westeuropa/Ostatlantik (30°W–30°E/35–75°N) nach Bakan et al. (1994); Dunkelblau: Westeuropa (10°W–20°E/40–55°N) nach Meyer et al. (2002a); Hellblau: USA (130°W–65°W/25–55°N) nach Minnis et al. (2000); Rot: Gebiet Japan (126–148°E/30–48°N) nach Meyer et al. (2003); Grün: Gebiet Thailand (90–122°E/0–25°N) nach Meyer et al. (2003).

Tabelle 3.1: Global und jährlich gemittelte sichtbare und gesamte totale Kondensstreifenbedeckung (in %) für die Zeitebene 1992 in Abhängigkeit von der Jahreszeit.

Jahreszeit	sichtbar	gesamt
Januar	0.05	0.09
April	0.07	0.12
Juli	0.04	0.06
Oktober	0.07	0.11
Jahresmittel	0.06	0.10

posphäre, in der der Hauptanteil des Luftverkehrs stattfindet. Im globalen Mittel ergeben sich ebenfalls ein Minimum der Kondensstreifenbedeckung im Nordsommer, sowie Maxima in den Zwischenjahreszeiten (Tabelle 3.1). Dabei ist der Unterschied zwischen der sichtbaren und der gesamten Kondensstreifenbedeckung in den Sommermonaten aufgrund der höheren optischen Dicke (siehe Abschnitt 3.3) am geringsten.

In Abbildung 3.5 sind zusätzlich Regionen gekennzeichnet, für die Beobachtungsdaten vorliegen, die sich für einen Vergleich mit den Modellergebnissen eignen. Auch die im folgenden verwendeten Bezeichnungen für diese Regionen sowie deren Grenzen sind dort angegeben. Das (schwarz umrandete) Gebiet Westeuropa/Nordatlantik von Bakan et al. (1994) wurde allerdings zur Modellkalibrierung herangezogen, so dass die jahresgemittelte Kondensstreifenbedeckung dort definitionsgemäß mit der von Bakan et al. (1994) beobachteten übereinstimmt. Für andere Gebiete, v.a. für Regionen außerhalb des Kalibrierungsgebietes ist aber eine Modellvalidierung möglich. Mit Ausnahme der Kondensstreifenbeobachtungen von Bakan et al. (1994), die auf visueller Auswertung von NOAA–AVHRR–Satellitenbildern beruhen, basieren alle anderen Beobachtungen auf einem operationellen Detektionsalgorithmus für linienförmige Kondensstreifen, der von Mannstein et al. (1999) entwickelt wurde. Allerdings ist das Leistungsvermögen dieses Algorithmus' stark vom dem jeweiligen AVHRR–Instrument an Bord der verschiedenen NOAA–Satelliten abhängig (Mannstein et al., 2000). So werden beispielsweise bei Verwendung von NOAA-14–AVHRR–Daten über den USA 65% weniger Kondensstreifen detektiert als bei Verwendung von NOAA-12–AVHRR–Daten (Minnis et al., 2000). Die Detektionseffizienz sowie die Falscherkennungsrate von Kondensstreifen unterscheidet sich somit von Instrument zu Instrument beträchtlich.

In Tabelle 3.2 sind die Bedeckungsgrade aus verschiedenen Kondensstreifenbeobachtungen den Klimamodellergebnissen gegenübergestellt. Aus den Beobachtungsdaten über Westeuropa (Meyer et al., 2002a) ergeben sich im Jahresmittel geringere Bedeckungsgrade als in der Modellsimulation (Tabelle 3.2). Da Meyer et al. (2002a) auch im Vergleich zu Bakan et al. (1994) tendenziell niedrigere Bedeckungsgrade in äquivalenten Gebieten ermitteln, entspricht dieses Ergebnis qualitativ den Erwartungen. In allen anderen Regionen liegen dagegen die simulierten Bedeckungsgrade unter den beobachteten. Ein Grund hierfür ist eine Tendenz in den Klimamodellsimulationen zur Unterschätzung der Kondensstreifenbedeckung äquatorwärts von etwa 40°, die auf systematischen Temperatur- und Feuchtefehlern im Modell beruht (siehe hierzu

Tabelle 3.2: Jährlich gemittelte totale Kondensstreifenbedeckung (in %) für verschiedene Gebiete. Angegeben sind die mit E39 ermittelten totalen Bedeckungsgrad sichtbarer und (in Klammern) gesamter Kondensstreifen für die Zeitebene 1992, sowie Bedeckungsgrade aus verschiedenen Kondensstreifenbeobachtungen. Die Gebietsdefinitionen sind der Abbildung 3.5 zu entnehmen.

Gebiet	E39 sichtbar	(E39 gesamt)	Beobachtung
Welt	0.06	(0.10)	
Bakan	0.37	(0.71)	0.37
Westeuropa	0.83	(1.56)	0.50
USA	0.61	(0.85)	1.30*
Japan	0.17	(0.23)	0.25
Thailand	0.06	(0.08)	0.13

*Die von Minnis et al. (2000) angegebenen Bedeckungsgrade wurden um die nach deren eigenen Angaben 30%ige Überschätzung korrigiert.

Abschnitt 5.6). Daher ist in den Modellsimulationen eine systematisch zu niedrige Kondensstreifenbedeckung v.a. über Thailand, aber auch über den südlichen Teilen der USA zu erwarten (siehe auch Marquart et al., 2003). Dies allein kann jedoch die deutliche Diskrepanz der Kondensstreifenbedeckung über den USA zwischen dem Modell und den Beobachtungen von Minnis et al. (2000) nicht erklären. Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass die von Minnis et al. (2000) angenommene Falscherkennungsrate bei Verwendung von NOAA-12–AVHRR–Daten mit 30% zu niedrig angesetzt und der Bedeckungsgrad deshalb überschätzt wurde.

Neben den bereits diskutierten Ursachen spielt in den Gebieten Japan und Thailand auch das vergleichsweise starke Anwachsen des Flugverkehrs zwischen der Modellzeitebene 1992 und dem Beobachtungsjahr 1998 eine Rolle (Meyer et al., 2003), was mindestens einen Teil der Diskrepanz zwischen Modell und Beobachtung erklärt: Informationen über die Entwicklung der Flugbewegungen in diesen Regionen weisen nahezu auf eine Verdopplung des Luftverkehrsaufkommens zwischen 1992 und 1998 hin, während für den gleichen Zeitraum im europäischen Großraum deutlich geringere Wachstumsraten verzeichnet wurden.

Beim Vergleich regionaler Bedeckungsgrade in Modell und Beobachtung sollte auch bedacht werden, dass die im Rahmen der Klimamodellsimulationen ermittelten regionalen Bedeckungsgrade von der Wahl des „Sichtbarkeitsschwellwertes“ bei der Modellkalibrierung beeinflusst werden. Deshalb sei an dieser Stelle auf die Ausführungen in Abschnitt 5.1 verwiesen.

Außer diesem quantitativen Vergleich der jahresgemittelten Kondensstreifenbedeckung in Modell und Beobachtung, sind dem Jahresgang der Kondensstreifenbedeckung in den jeweiligen Gebieten zusätzliche interessante qualitative Aspekte zu entnehmen (Abbildung 3.6). Während der Jahresgang der simulierten sichtbaren Kondensstreifenbedeckung für das Gebiet der USA gut mit den Beobachtungen übereinstimmt (insbesondere das ausgeprägte Minimum im Sommer), erkennt man für die anderen Gebiete mehr oder weniger starke Diskrepanzen. In Westeuropa existiert das Sommerminimum der Messungen zwar auch im Modell, allerdings

weniger deutlich ausgeprägt und lediglich als sekundäres Minimum, während das absolute Minimum im Winter zu finden ist. Interessanter Weise ist aber die gesamte Kondensstreifenbedeckung (im Gegensatz zur sichtbaren Bedeckung) im Sommer minimal. Dieser qualitative Unterschied in der modellierten sichtbaren und gesamten Kondensstreifenbedeckung ist auf die im Mittel höhere optische Dicke der Kondensstreifen im Sommer zurückzuführen (siehe Abschnitt 3.3), wodurch ein höherer Anteil der gesamten Kondensstreifen zu den „sichtbaren“ zählt. Für das Gebiet Japan ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtungen, soweit solche vorliegen. Die Monate der maximalen modellierten Kondensstreifenbedeckung im Frühsommer sind in den Beobachtungsdaten leider nicht enthalten. Im Fall von Thailand zeigt sich ein ähnlicher jahreszeitlicher Verlauf von Messung und Modell von Januar bis einschließlich Juli, danach jedoch eine weiter sinkende beobachtete, dagegen eine wieder ansteigende modellierte Kondensstreifenbedeckung im Herbst.

Zum Vergleich mit Beobachtungsdaten ist zu bemerken, dass der Beobachtungszeitraum in den meisten Fällen kurz ist im Vergleich zu der Zeitspanne, die von den Modellsimulationen

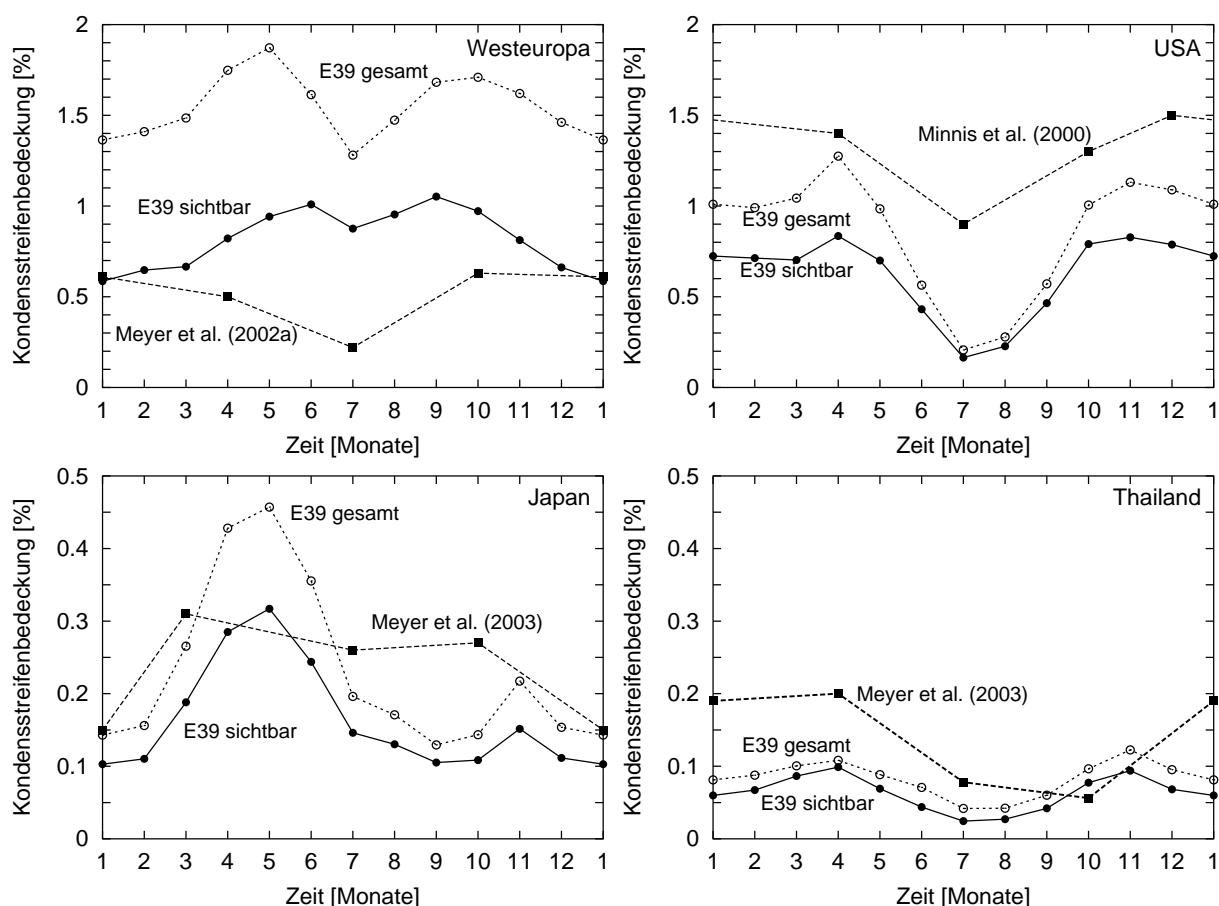


Abbildung 3.6: Jahresgang der totalen (sichtbaren und gesamten) Kondensstreifenbedeckung in verschiedenen Gebieten nach Simulationen mit E39 für die Zeitebene 1992 im Vergleich mit entsprechenden Beobachtungen.

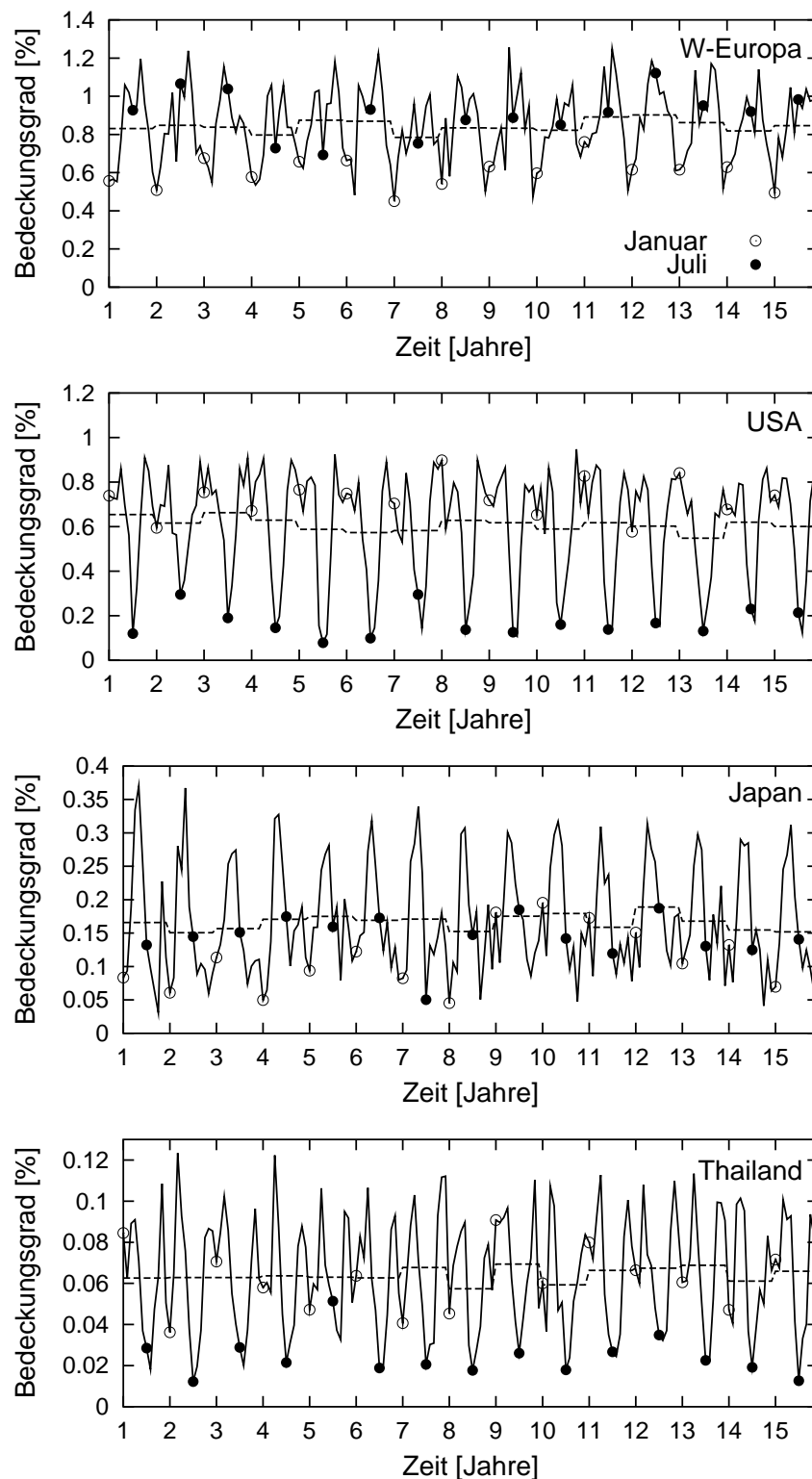


Abbildung 3.7: 15-jährige Zeitreihe der totalen sichtbaren Kondensstreifenbedeckung für die Zeitebene 1992 über verschiedenen Regionen. Durchgezogene Kurve: Monatsmittelwerte; Gestrichelte Kurve: Jahresmittelwerte; Leere Kreise: Januar-Mittelwerte; Ausgefüllte Kreise: Juli-Mittelwerte.

überdeckt wird. Die Ergebnisse von Meyer et al. (2003) sowie Minnis et al. (2000) beruhen lediglich auf Kondensstreifenbeobachtungen eines einzigen Jahres. Eine Ausnahme stellen die Arbeiten von Meyer et al. (2002a) für das Gebiet Westeuropa dar, die zwei Jahre Beobachtungsdaten verwenden und ihre Ergebnisse durch Auswertung weiterer 4 Jahre bestätigen (Meyer et al., 2002b).⁷

Wie repräsentativ die in der Regel kurzen Beobachtungszeiträume für eine „mittlere“ Kondensstreifenbedeckung sind, kann aus der Variabilität der simulierten monatsgemittelten Kondensstreifenbedeckung einer langjährigen Zeitreihe abgeschätzt werden (Abbildung 3.7): Einige charakteristische Muster, wie beispielsweise das ausgeprägte Winter-Minimum in Westeuropa oder das Sommer-Minimum in USA und Thailand, wiederholen sich qualitativ in jedem Modelljahr, doch können deutliche quantitative Jahr-zu-Jahr-Unterschiede in den mittleren Kondensstreifenbedeckungen eines bestimmten Monats auftreten. Ein besonders klares Beispiel hierfür sind die für die Region Thailand simulierten Januar-Mittelwerte, die sich von Jahr zu Jahr um mehr als einen Faktor 2 unterscheiden können. Eine besonders hohe qualitative Variabilität des Jahresgangs wird für die Region Japan simuliert, wo sich auch die relative Lage der Januar- und Juli-Mittelwerte zueinander von Jahr zu Jahr deutlich unterscheidet. Im Gegensatz dazu ist die interannuale Variabilität der Jahresmittelwerte gering, in den Regionen Westeuropa und USA sogar fast vernachlässigbar (gestrichelte Kurven in Abbildung 3.7). Insgesamt macht die langjährige Zeitreihe der modellierten Kondensstreifenbedeckung deutlich, dass zumindest in bestimmten geografischen Regionen (z.B. Japan und Thailand) die Jahr-zu-Jahr-Variabilität gleicher Kalendermonate beträchtlich sein kann. Dies relativiert die Aussagekraft von Beobachtungsdatensätzen, wenn der Beobachtungszeitraum nicht hinreichend lang ist.

3.3 Optische Eigenschaften

Die optischen Eigenschaften von Kondensstreifen im kurzwelligen und langwelligen Bereich des Strahlungsspektrums werden, wie in Abschnitt 2.4 erläutert, in Abhängigkeit ihres Eiswassergehalts parametrisiert, der sich aus einer positiven Feuchteadvektion oder einer dynamisch oder strahlungsbedingten Abkühlung in der entsprechenden Modellgitterzelle ergibt (siehe Abschnitt 2.3.3). In Abbildung 3.8 sind Jahresmittel des Eiswasserpfades, der optischen Dicke im sichtbaren Spektralbereich ($0.2\text{--}0.68\ \mu\text{m}$) sowie des effektiven Radius' der Kondensstreifenpartikel für 200 hPa und 250 hPa (Modellschichten 15 und 18) dargestellt. Zur Mittelbildung wurden dabei nur Situationen herangezogen, in denen im Modell sichtbare Kondensstreifen produziert wurden (bedingtes Mittel), es wurde jedoch keine Wichtung mit dem jeweiligen Kondensstreifenbedeckungsgrad durchgeführt. Datenleere Gebiete bezeichnen somit Regionen, in denen zur gesamten Simulationszeit nie sichtbare Kondensstreifen gebildet wurden.

⁷ Meyer et al. (2002b) werten Kondensstreifenbedeckungsgrade aus mehr als 6 Jahren Satellitenbeobachtungen (Januar 1995 bis September 2001) aus. Da jedoch etwas andere Gebietsränder verwendet wurden als von Meyer et al. (2002a), wird auf eine quantitative Auswertung dieser Daten im Rahmen der vorliegenden Arbeit verzichtet. Der qualitative Verlauf des über 6 Jahre gemittelten Jahresgangs der Kondensstreifenbedeckung bestätigt jedoch den von Meyer et al. (2002a) gefundenen Verlauf.

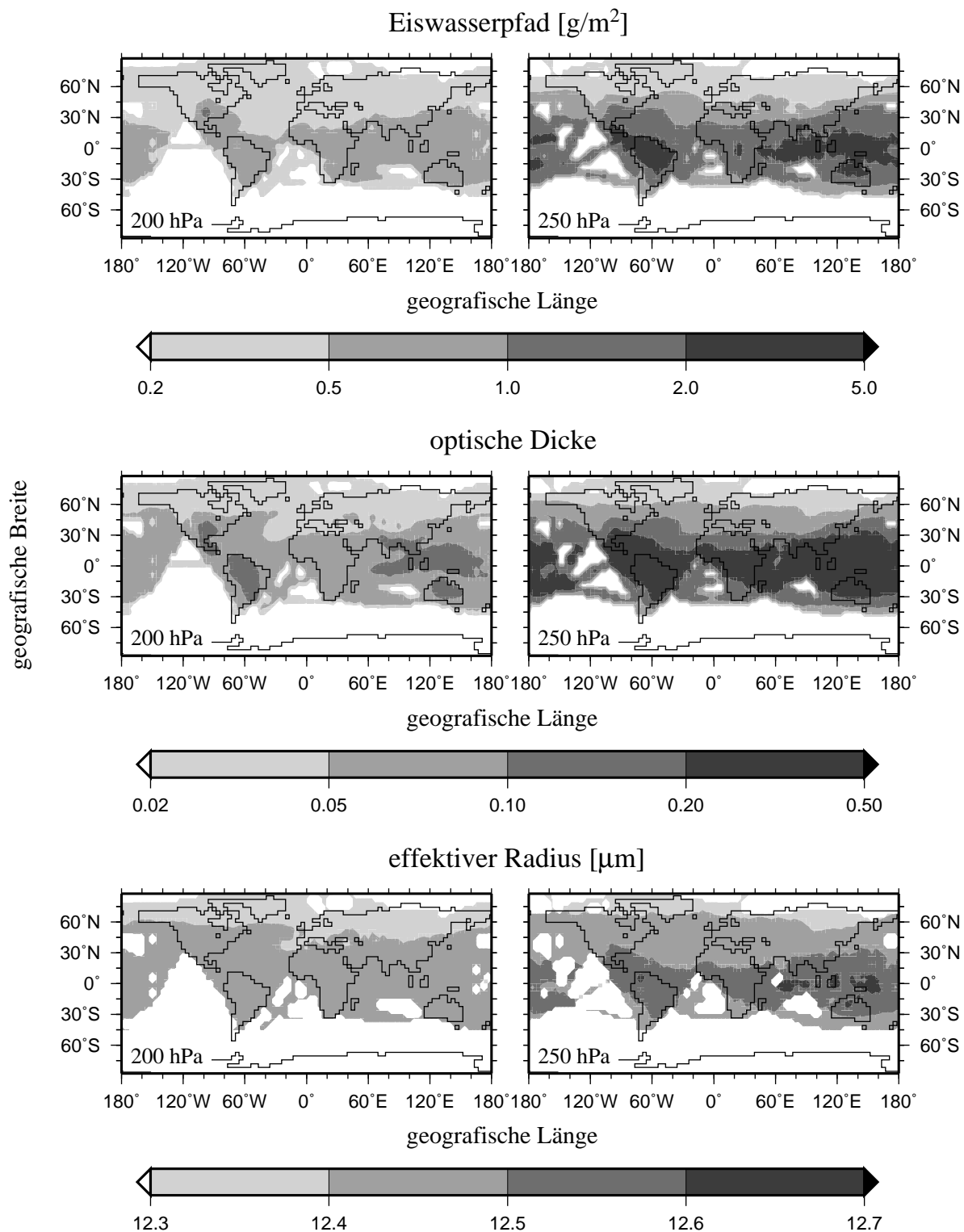


Abbildung 3.8: Jahrgemittelte optische Eigenschaften sichtbarer Kondensstreifen in 200 hPa (Modellschicht 15) und 250 hPa (Modellschicht 18) für die Zeitebene 1992. Dargestellt sind bedingte Mittel (siehe Text). Oben: Eiswasserpfad; Mitte: optische Dicke im sichtbaren Spektralbereich; Unten: effektiver Partikelradius.

Aus Abbildung 3.8 (oben) geht deutlich hervor, dass der Eiswasserpfad im Modell mit abnehmender Höhe, und von den Extratropen in Richtung Tropen zunimmt. In beiden Fällen liegt dies darin begründet, dass aufgrund der Zunahme des Sättigungswasserdampfdrucks mit steigender Temperatur in warmen Regionen der Atmosphäre mehr Wasserdampf zur Kondensation zur Verfügung steht als in kälteren Regionen. Die optische Dicke folgt im wesentlichen den qualitativen Mustern des Eiswasserpfades (Abbildung 3.8 Mitte). Dies ist darauf zurückzuführen, dass der effektive Eispartikelradius, der neben dem Eiswasserpfad die optische Dicke mitbestimmt (siehe Gleichung 2.19), nur geringfügig variiert (Abbildung 3.8 unten). Die simulierten Effektivradien liegen zwischen dem modellbedingten unteren Schwellwert von $12 \mu\text{m}$ und einem Maximalwert von etwa $15 \mu\text{m}$, was in guter Übereinstimmung steht mit den in anderen Modellstudien angenommenen mittleren Partikelgrößen (z.B. Meerkötter et al., 1999; Minnis et al., 1999). Inwieweit der vom Klimamodell berechnete effektive Radius durch Beobachtungen abgesichert ist, wird in Abschnitt 5.3 diskutiert.

Neben der ausgeprägten räumlichen Variation von Eiswasserpfad und optischer Dicke ist, wiederum aufgrund der unterschiedlichen verfügbaren Menge an kondensierbarem Wasserdampf, auch eine jahreszeitliche Variation erkennbar. Abbildung 3.9 zeigt exemplarisch die mittlere optische Dicke in 200 hPa und 250 hPa für die Monate Januar und Juli. Die optische Dicke ist in den extratropischen Wintermonaten deutlich geringer (in der Regel < 0.1) als in den Sommermonaten, in denen regional deutlich höhere mittlere optische Dicken (insbesondere über den

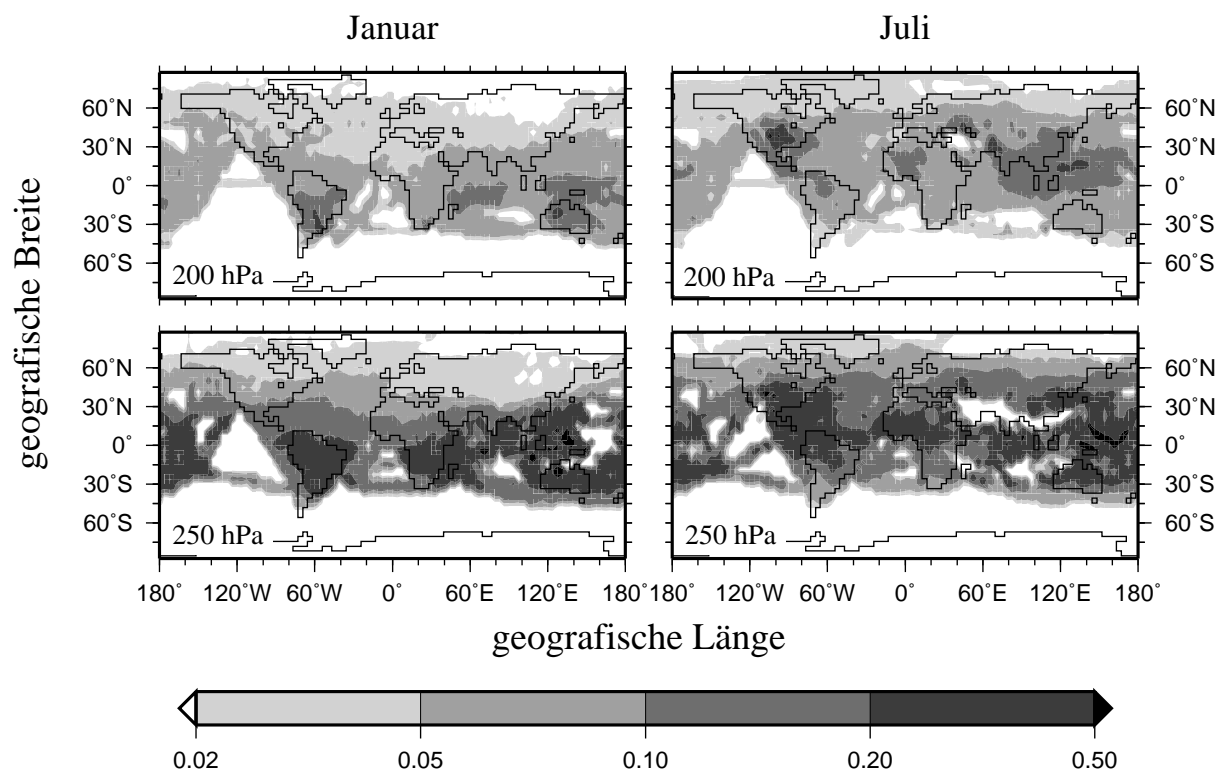


Abbildung 3.9: Mittlere optische Dicke sichtbarer Kondensstreifen in 200 hPa (Modellschicht 15) und 250 hPa (Modellschicht 18) für die Zeitebene 1992 im Januar und Juli.

USA bis 0.4) erreicht werden.

Insgesamt läßt sich festhalten, dass es sich bei der optischen Dicke um eine stark variable Größe handelt, deren Charakteristik sich von Region zu Region unterscheidet. Diese Aussage wird auch durch Abbildung 3.10 unterstrichen, in der exemplarisch 5-Jahres-Zeitreihen der optischen Dicke von Kondensstreifen in 250 hPa für verschiedene Gebiete dargestellt sind. Die (bedingten) Monatsmittelwerte (Abbildung 3.10 links) zeigen zwar im globalen Mittel keinen erkennbaren Jahresgang, wohl aber z.B. für die Regionen Westeuropa und USA, die beide das bereits erwähnte Sommermaximum erkennen lassen. Dabei überwiegt in diesen Regionen die Variabilität im Jahresverlauf die interannuale Variabilität zwischen gleichen Kalendermonaten bei weitem. Die Maximalwerte der optischen Dicke innerhalb eines Monats (Abbildung 3.10 rechts) weisen zusätzlich auf ausgeprägte Schwankungen innerhalb eines Monats hin: Der Maximalwert liegt bis zu einer Größenordnung über dem Monatsmittelwert, wobei in Einzelfällen

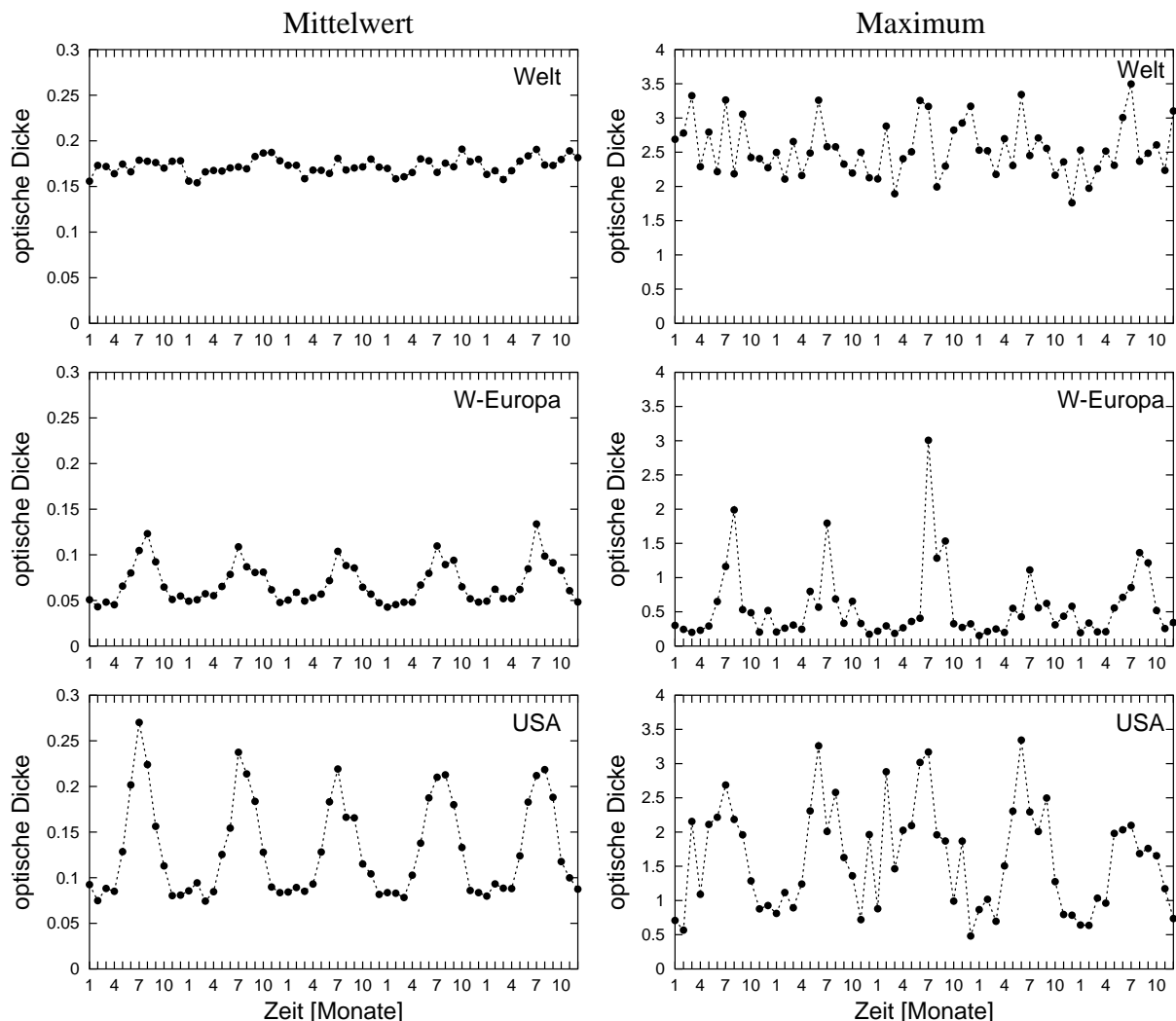


Abbildung 3.10: 5-jährige Zeitreihe der optischen Dicke von sichtbaren Kondensstreifen in 250 hPa für die Zeitebene 1992: weltweit (oben) sowie für Westeuropa (Mitte) und die USA (unten). Dargestellt sind bedingte Monatsmittelwerte (links) und Monatsmaxima (rechts).

Tabelle 3.3: Mittlere optische Dicke von Kondensstreifen im sichtbaren Teil des Strahlungsspektrums für verschiedene Gebiete im Jahr 1992. Zur Bildung des bedingten Mittels (bed.) wurden nur Situationen mit einer optischen Dicke > 0.02 bzw. > 0.05 herangezogen, zur Bildung des bedingten, gewichteten Mittels (bed.+gew.) wurde zusätzlich mit dem sichtbaren Kondensstreifenbedeckungsgrad gewichtet.

Gebiet	Art des Mittels	Jahresmittel		Januar		Juli	
		>0.02	>0.05	>0.02	>0.05	>0.02	>0.05
Welt	bed.+gew.	0.08	0.11	0.07	0.10	0.09	0.12
	bed.	0.12	0.15	0.11	0.15	0.13	0.16
W-Europa	bed.+gew.	0.06	0.09	0.05	0.08	0.08	0.11
	bed.	0.07	0.10	0.05	0.09	0.09	0.11
USA	bed.+gew.	0.10	0.13	0.07	0.10	0.15	0.18
	bed.	0.10	0.14	0.07	0.10	0.15	0.22
Japan	bed.+gew.	0.10	0.12	0.08	0.10	0.11	0.14
	bed.	0.13	0.16	0.10	0.13	0.16	0.19
Thailand	bed.+gew.	0.13	0.16	0.09	0.11	0.18	0.21
	bed.	0.19	0.21	0.14	0.17	0.23	0.26

optische Dicken bis zu etwa 3.5 erreicht werden.

Da die optische Dicke von Kondensstreifen somit Werte innerhalb einer Spanne von zwei Größenordnungen annehmen kann, ist es zum Zwecke einer Validierung mit Beobachtungsdaten erstrebenswert, außer den Mittelwerten auch die Variabilität der optischen Dicke zum Vergleich heranzuziehen. Die „mittlere“ optische Dicke stellt nämlich sowohl im Modell als auch in der Beobachtung eine problematische Größe dar: Im Modell ist die „mittlere“ optische Dicke eine a posteriori zu definierende Größe, insbesondere wenn es um die Bestimmung eines „mittleren“ Werts über mehrere Modellschichten hinweg geht. Auf der Beobachtungsseite lässt sich die Repräsentativität von Einzelmessungen anzweifeln: Bisher wurden optische Dicken vor allem aus Fallstudien an gut erkennbaren und damit optisch relativ dicken Kondensstreifen abgeleitet (z.B. Sassen, 1997; Jäger et al., 1998; Minnis et al., 1998; Betancor Gothe et al., 1999). Zudem werden Kondensstreifen bei der Beobachtung unterhalb eines bestimmten – in der Regel nicht genau bekannten – Schwellwerts der optischen Dicke nicht mehr wahrgenommen, so dass „mittlere“ optische Dicken, die aus Beobachtungsdaten abgeleitet werden, auch aus diesem Grund möglicherweise überschätzt werden.

In Tabelle 3.3 sind Mittelwerte der in E39 ermittelten optischen Dicke für dieselben Gebiete angegeben, die auch für den Vergleich der Bedeckungsgrade herangezogen wurden. Aufgrund der aufgezeigten Schwierigkeiten bei der Definition einer „mittleren“ optischen Dicke wurde sowohl die Art der Mittelbildung aus den Modelldaten (bedingtes versus bedingtes und mit dem Bedeckungsgrad gewichtetes Mittel) als auch der bei Mittelbildung angenommene untere Schwellwert der optischen Dicke (0.02 versus 0.05) variiert. Als Zusatzinformation sind in Abbildung 3.11 Verteilungsfunktionen der simulierten optischen Dicke für die entsprechenden Gebiete dargestellt.

Wie aus Tabelle 3.3 hervorgeht, unterscheiden sich die aus den verschiedenen Berechnungsmethoden resultierenden optischen Dicken zum Teil deutlich voneinander. Dass das bedingte Mittel meistens größer ist als das zusätzlich mit dem Bedeckungsgrad gewichtete Mittel, liegt darin begründet, dass besonders hohe optische Dicken in niedrigen Atmosphärenschichten mit geringem Kondensstreifenbedeckungsgrad auftreten. Für einen Vergleich geeignete, aus Satellitendaten abgeleitete Beobachtungen liegen derzeit nur für die Gebiete Westeuropa und USA vor. Eine Auswertung für die Regionen Japan und Thailand ist jedoch in Vorbereitung (R. Meyer, persönliche Mitteilung). Nach Meyer et al. (2002a) beträgt die mittlere optische Dicke von Kondensstreifen über Westeuropa im sichtbaren Spektralbereich ($0.55 \mu\text{m}$) etwa 0.11, was etwas höher ist als der in Tabelle 3.3 angegebene Bereich von 0.06 bis 0.10. Allerdings wurde die von Meyer et al. (2002a) genannte optische Dicke aus Strahldichte-Kontrasten im infra-

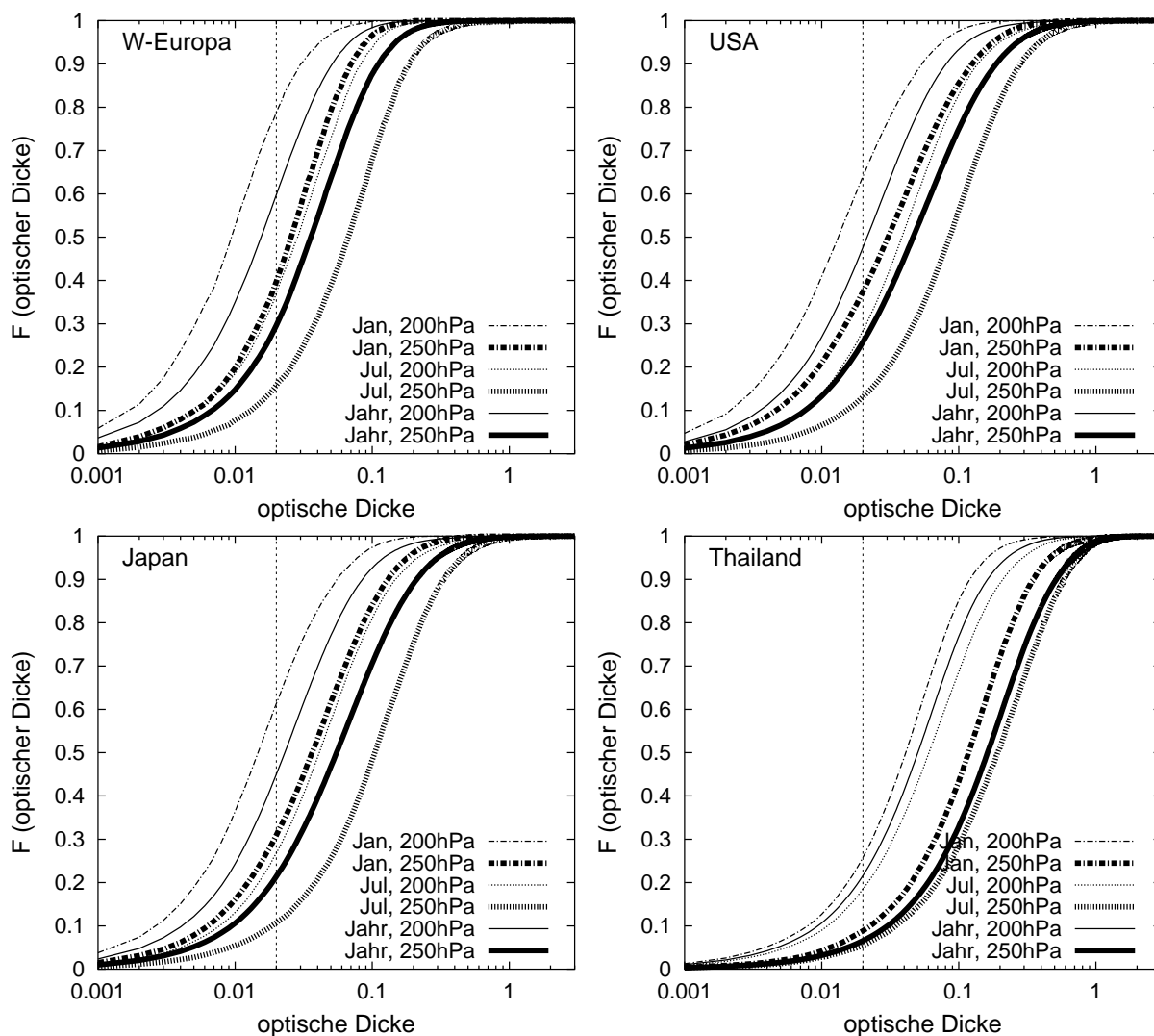


Abbildung 3.11: Verteilungsfunktion F der optischen Dicke von Kondensstreifen für die Zeitebene 1992 in den Gebieten Westeuropa, USA, Japan und Thailand unterteilt nach Jahreszeit (Jahresmittel, Januar, Juli) und Höhe der Kondensstreifenbildung (200 hPa – Modellschicht 15, 250 hPa – Modellschicht 18). Der Sichtbarkeitsschwellwert von 0.02 ist durch die vertikale gestrichelte Linie gekennzeichnet.

roten Spektralbereich unter Annahme einer externen Partikelgrößenverteilung (Strauss et al., 1997) abgeleitet und ist somit selbst mit Unsicherheiten behaftet. Für Teilgebiete der USA (New York, Virginia) wurden aus Satellitendaten optische Dicken bis 1.0 mit einem Mittelwert von 0.14 und den häufigsten Werten im Bereich von 0.05 bis 0.2 gemessen (Palikonda et al., 2001). Auch hier liegen die Modellmittelwerte tendenziell unter dem beobachteten Mittelwert. Der qualitative Aspekt von höheren beobachteten optischen Dicken über den USA (Minnis et al., 2000; Palikonda et al., 2001) als über Europa (Meyer et al., 2002a) wird vom Modell jedoch wiedergegeben.

Wie der Verteilungsfunktion (Abbildung 3.11) entnommen werden kann, kommen höhere optische Dicken im Modell durchaus in bestimmten Situationen (v.a. in den Sommermonaten und niedrigen Atmosphärenschichten) vor, so dass die große Bandbreite an lokalen Kondensstreifenbeobachtungen (z.B. Sassen, 1997; Jäger et al., 1998; Betancor Gothe et al., 1999) weitgehend abgedeckt wird. Allerdings treten im Modell häufig sehr geringe optische Dicken auf. Mit Ausnahme der Tropen (Thailand) weisen in allen Regionen mehr als die Hälfte aller Kondensstreifen im Januar in 200 hPa eine optische Dicke unterhalb von 0.02 auf. Die jahreszeitliche Variabilität der optischen Dicke in einer bestimmten Höhe liegt in diesen Regionen in derselben Größenordnung wie die Variabilität zwischen verschiedenen Modellschichten zu einer bestimmten Jahreszeit. In den Tropen fällt die jahreszeitliche Variabilität dagegen vergleichsweise gering aus.

Da die optische Dicke im Modell, wie oben ausgeführt, eng an den entsprechenden Eiswasserpfad gekoppelt ist, bietet sich über den unmittelbaren Vergleich optischer Dicken hinaus auch ein Vergleich beobachteter Eiswasserpfade mit den simulierten Werten an. Zwar existieren nur einige Punktmessungen von Eiswassergehalten in Kondensstreifen, jedoch wurde von Schumann (2002) eine Beziehung zwischen Eiswassergehalt und Umgebungstemperatur gefunden, die von den existierenden Messungen größtenteils unterstützt wird. Diese Beziehung beruht auf Messungen der atmosphärischen Feuchte sowie auf der Annahme, dass bei der Bildung von Kondensstreifen der gesamte Wasserdampf oberhalb der Eissättigung zur Bildung von Eispartikeln verbraucht wird. Auch die von Schumann (2002) nicht zitierte Radarmessung von Mace et al. (2001) legt eine ähnliche Abhängigkeit des Eiswassergehalts von Zirren von der Temperatur nahe. Frühere Messungen von Heymsfield und Platt (1984) finden v.a. für Temperaturen unterhalb -40°C allerdings deutlich geringere Eiswassergehalte.

Abbildung 3.12 zeigt einen Vergleich der von Schumann (2002) gefundenen Beziehung mit den E39-Modellergebnissen. Hierzu wurden exemplarisch alle Temperatur–Eiswasserpfad-Kombinationen über Teilgebieten von Westeuropa und den USA jeweils für die Monate Januar und Juli aufgetragen. Zur Umrechnung der von Schumann (2002) genannten Eiswassergehalte in entsprechende Eiswasserpfade wurde eine vertikale Ausdehnung der Kondensstreifen von 100 m angenommen. Diese Ausdehnung wurde nach dem Kriterium guter quantitativer Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung gewählt, da von Schumann (2002) keine Aussagen über real beobachtete vertikale Erstreckungen gemacht werden.⁸ Der gewählte Wert

⁸ Die Annahme anderer vertikaler Ausdehnungen hätte eine Verschiebung der gestrichelten Geraden in Abbildung 3.12 zur Folge.

liegt eher am unteren Rand der in Fallstudien beobachteten Erstreckungen von Kondensstreifen: Nach Sassen und Hsueh (1998) liegt eine typische vertikale Ausdehnung von Kondensstreifen zwischen 50 und 500 m, Freudenthaler (2000) beobachtet vertikale Ausdehnungen zwischen etwa 100 und 700 m. Größere vertikale Erstreckungen kommen nur in Ausnahmefällen vor (Schumann und Wendling, 1990; Gayet et al., 1996). Zu bedenken ist allerdings, dass die Detektierbarkeit von Kondensstreifen mit abnehmender vertikaler Erstreckung schwieriger wird, so dass im Rahmen von Fallstudien dünne Kondensstreifen tendenziell selten beobachtet werden.

Während also die quantitative Vergleichbarkeit durch die ungenügende Kenntnis der realen vertikalen Erstreckung eingeschränkt ist, zeigt Abbildung 3.12 deutlich, dass das Modell qualitativ die exponentielle Abhängigkeit des Eiswasserpfades von der Temperatur wiedergibt – man

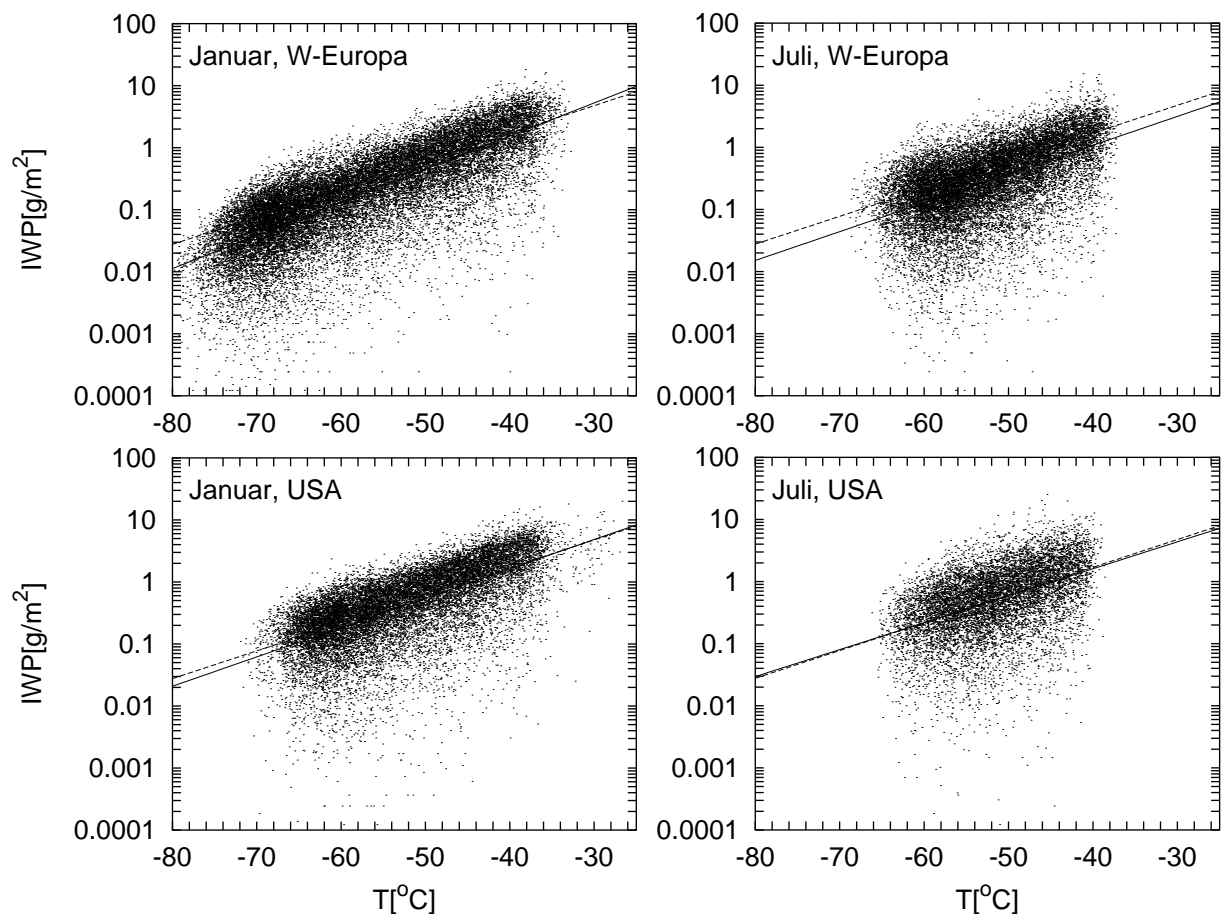


Abbildung 3.12: Eiswasserpfad (IWP) von E39-Kondensstreifen in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur (T) für die Regionen Westeuropa und USA im Januar und Juli. Dargestellt sind alle Wertepaare von Temperatur und Kondensstreifeneiswasserpfad aus 5 Modelljahren und 4 Modellgitterzellen der jeweiligen Region. Die durchgezogene Linie ist die jeweilige Regressionsgerade von $\log(\text{IWP})$ gegen T; die gestrichelte Linie gibt eine von Schumann (2002) gefundene Beziehung für den Eiswassergehalt von Kondensstreifen an, wobei zur Berechnung des korrespondierenden Eiswasserpfades im Rahmen dieser Arbeit eine vertikale Ausdehnung der Kondensstreifen von 100 m angenommen wurde.

vergleiche die ähnlichen Steigungen der Regressionsgeraden. Die Variabilität der Eiswassergehalte liegt selbst bei fixer Temperatur sowohl in der Modellsimulation als auch zwischen den individuellen Messungen (die in Abbildung 3.12 nicht dargestellt sind) im Bereich von Größenordnungen. In der Simulation sind zudem Ausreißer zu extrem niedrigen Eiswassergehalten hin zu erkennen, die ausnahmslos in „unsichtbaren“ Kondensstreifen mit einer niedrigeren optischen Dicke als 0.02 vorkommen. In extratropischen Gebieten, die in den Modellsimulationen systematisch zu kalt sind (siehe Abschnitt 5.6), trägt die annähernd exponentielle Abnahme des mittleren Eiswassergehalts mit abnehmender Temperatur sicherlich tendenziell zu einer systematischen Unterschätzung des Eiswasserpfeades und damit auch der optischen Dicke bei.

Insgesamt macht der in diesem Abschnitt durchgeführte Vergleich zwischen Simulation und Beobachtungen an mehreren Stellen deutlich, dass exakte quantitative Aussagen über die Güte der Simulationsergebnisse schwierig sind. Wie bereits erwähnt liegt dies vor allem darin begründet, dass bei Messungen besonders geringe Eiswassergehalte, vertikale Ausdehnungen oder optische Dicken von Kondensstreifen nicht oder nur mit geringerer Detektionseffizienz erkannt werden können, wodurch Mittelwerte, die auf operationeller Kondensstreifendetektion beruhen (wie Minnis et al., 2000; Palikonda et al., 2001; Meyer et al., 2002a, 2003), tendenziell zu hoch sein könnten. Ein quantitativer Vergleich mit Messwerten aus einzelnen Fallstudien ist noch weniger repräsentativ, da gerade bei Punktmessungen deutlich sichtbare und somit eiswasserreiche Kondensstreifen ausgewählt werden.

3.4 Strahlungsantrieb und Strahlungserwärmungsraten

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten der Bedeckungsgrad sowie die optischen Eigenschaften der im Klimamodell E39 simulierten Kondensstreifen dargestellt und mit Beobachtungen verglichen wurden, soll in diesem Abschnitt der daraus resultierende Strahlungsantrieb besprochen werden. Diese Vorgehensweise folgt der derzeit oft angewandten Strategie, den Strahlungsantrieb als ein erstes Maß für die Klimawirksamkeit von strahlungsaktiven Substanzen in der Atmosphäre aufzufassen (siehe Abschnitt 2.5).

In Abbildung 3.13 ist die geografische Verteilung des Stratosphären-adjustierten Strahlungsantriebs an der Tropopause dargestellt, der durch die Kondensstreifen im Modell hervorgerufen wird. Der Nettostrahlungsantrieb, der sich aus der Summe der (positiven) langwelligen und (negativen) kurzwelligen Komponenten ergibt, ist in allen Regionen und zu allen Jahreszeiten positiv, d.h. die Treibhauswirkung der Kondensstreifen überwiegt systematisch ihren kühlenden Albedoeffekt. Dies steht qualitativ im Einklang mit der allgemein bekannten erwärmenden Wirkung hoher Eiswolken (z.B. Platt, 1981; Betancor Gothe und Graßl, 1993). Das räumliche Muster des Strahlungsantriebs folgt im Mittel der Verteilung der totalen Kondensstreifenbedeckung (vgl. Abbildung 3.5), obwohl einige weitere Parameter (optische Eigenschaften, atmosphärische Gegebenheiten, Bodenbeschaffenheit, Sonnenstand) die Strahlungswirkung von Kondensstreifen in Einzelsituationen massiv mitbestimmen.

Der global und jährlich gemittelte Strahlungsantrieb von Kondensstreifen beträgt im Modell 2.3 mW/m^2 (Tabelle 3.4), woran die „unsichtbaren“ Kondensstreifen mit einer optischen Dicke von < 0.02 einen relativen Anteil von 6–7% besitzen. Dieser im Rahmen der Klimamodellsimulation bestimmte Strahlungsantrieb liegt nahezu eine Größenordnung unter dem „best estimate“ des IPCC (1999) von 17 mW/m^2 . Bei dieser Abschätzung, die auf der einzigen damals verfügbaren Studie bezüglich der globalen Strahlungswirksamkeit von Kondensstreifen beruht (Minnis et al., 1999), wurden Berechnungen mit einem etablierten Strahlungstransfermodell durchgeführt, wobei monatsgemittelte Kondensstreifenbedeckungsgrade (nach Sausen et al., 1998) und fixe optische Eigenschaften vorgeschrieben wurden. Die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von Minnis et al. (1999) und den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modellstudien lassen sich zu einem großen Teil durch die Unterschiede in den mittleren Kondensstreifeneigenschaften erklären: Während Minnis et al. (1999) eine – sich an Punktmessungen über den USA orientierende – konstante optische Dicke von 0.3 annehmen, beträgt die plausibel-

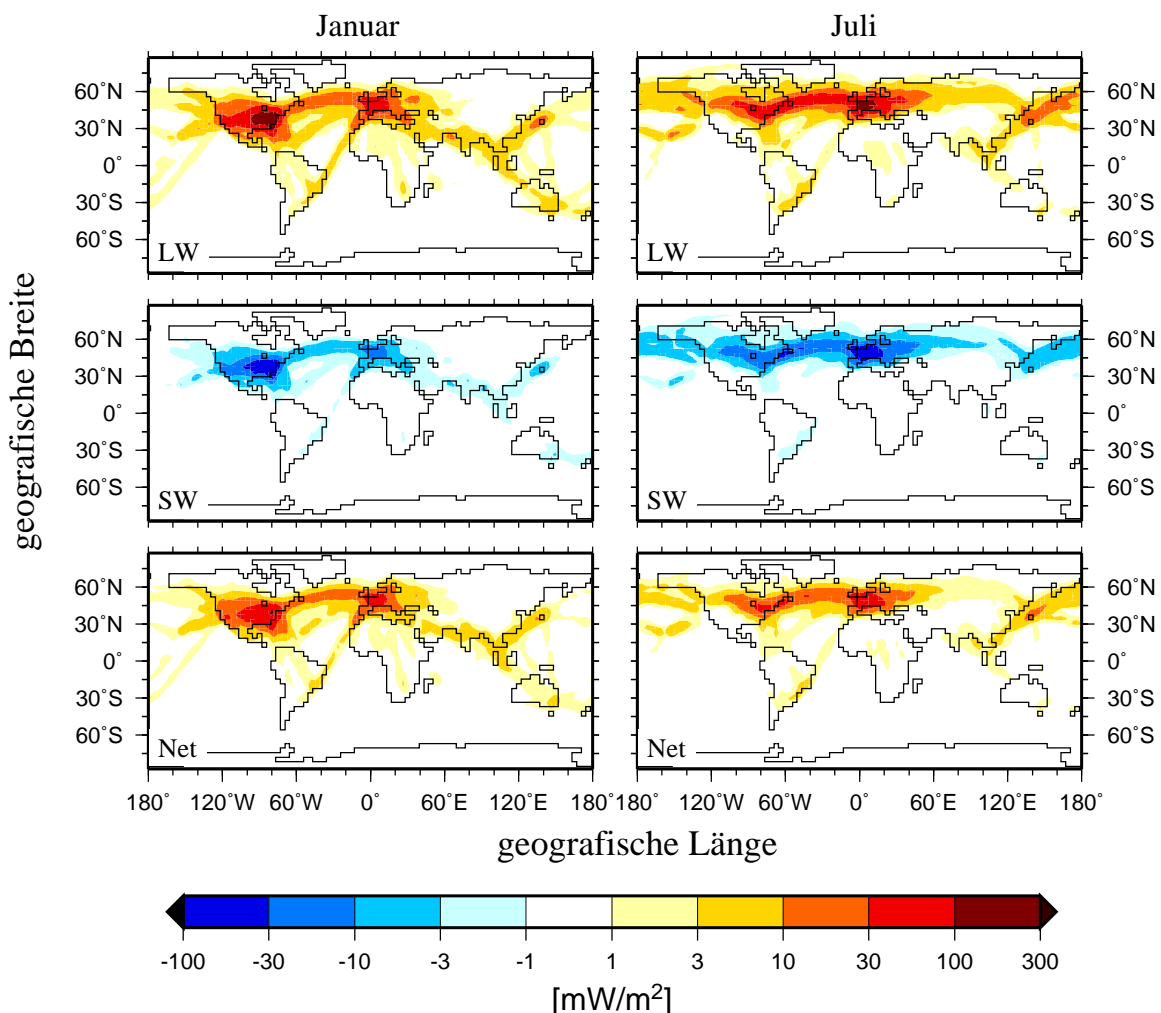


Abbildung 3.13: Mittlerer Strahlungsantrieb durch Kondensstreifen im Januar und Juli für die Zeitebene 1992. Dargestellt ist der Stratosphären-adjustierte Strahlungsantrieb an der Tropopause für die langwellige (LW) und kurzwellige (SW) Komponente sowie für den resultierenden Nettoeffekt (Net).

Tabelle 3.4: Jahreszeitlich und global gemittelter Stratosphären-adjustierter Strahlungsantrieb an der Tropopause (in mW/m^2) durch Kondensstreifen für die langwellige und kurzwellige Komponente sowie für den resultierenden Nettoeffekt im Jahr 1992. In Klammern sind die um die 25%ige Unterschätzung des langwelligen Strahlungsantriebs korrigierten Werte angegeben (siehe Kapitel 2.6 oder Marquart und Mayer, 2002).

Jahreszeit	langwellig	kurzwellig	Netto
Januar	3.3 (4.4)	-1.1	2.2 (3.3)
April	4.4 (5.8)	-1.6	2.8 (4.2)
Juli	2.9 (3.9)	-1.3	1.6 (2.6)
Oktober	4.3 (5.7)	-1.5	2.8 (4.2)
Jahresmittel	3.7 (4.9)	-1.4	2.3 (3.5)

Tabelle 3.5: Jahreszeitlich und global gemittelter Strahlungsantrieb (in mW/m^2) durch Kondensstreifen für die langwellige und kurzwellige Komponente sowie für den resultierenden Nettoeffekt im Jahr 1992. Angegeben sind der Stratosphären-adjustierte Strahlungsantrieb sowie der instantane Strahlungsantrieb, jeweils am Oberrand der Atmosphäre (Top) und an der Tropopause (Trop.).

Strahlungsantrieb	langwellig	kurzwellig	Netto
adjustiert (Trop./Top)	3.7 / 3.6	-1.4 / -1.3	2.3 / 2.3
instantan (Trop./Top)	3.8 / 3.6	-1.4 / -1.3	2.4 / 2.3

ste mittlere optische Dicke in den hier durchgeführten Modellstudien 0.08 (siehe Tabelle 3.3). Außerdem legen Minnis et al. (1999) die von Sausen et al. (1998) ermittelte Kondensstreifenbedeckung zugrunde, die auf einen Bedeckungsgrad von 0.5% (statt dem hier verwendeten Wert von 0.37%) im Gebiet von Bakan et al. (1994) kalibriert wurde. Berücksichtigt man zusätzlich, dass die langwellige Komponente des Strahlungsantriebs von Kondensstreifen in E39 um etwa 25% unterschätzt wird (siehe Abschnitt 2.6 oder Marquart und Mayer, 2002), so kann die quantitative Abweichung zu Minnis et al. (1999) weitgehend erklärt werden. Ein Sensitivitätsexperiment hierzu wird in Abschnitt 5.3 vorgestellt. In qualitativer Übereinstimmung zu den Ergebnissen von Minnis et al. (1999) beträgt der mittlere kurzwellige Strahlungsantrieb der Kondensstreifen im Klimamodell etwa ein Drittel des langwelligen. Zu bemerken ist, dass der im Klimamodell ermittelte Strahlungsantrieb von 2.3 mW/m^2 sowie auch der korrigierte Wert von 3.5 mW/m^2 (Tabelle 3.4) geringer ist als die untere Grenze des von IPCC (1999) angegebenen 67%-Konfidenzintervalls (vergleiche Abbildung 1.1).

Im Gegensatz zu dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Stratosphären-adjustierten Strahlungsantrieb wurde in den meisten früheren Studien der Einfachheit halber der instantane Strahlungsantrieb am Oberrand der Atmosphäre als Maßzahl verwendet⁹. Um die Unterschiede die-

⁹Erläuterungen zu den verschiedenen Konzepten des Strahlungsantriebs können in Abschnitt 2.5 gefunden werden.

ser verschiedenen Definitionen des Strahlungsantriebs im Falle von Kondensstreifen zu quantifizieren, sind in Tabelle 3.5 die Strahlungsantriebe gegenübergestellt, die sich für die verschiedenen Definitionen im Modell ergeben. Wie zu erkennen ist, unterscheiden sich die Ergebnisse kaum. Nennenswerte Unterschiede können jedoch in den Nettostrahlungsantrieben auftreten, wenn die Kompensation zwischen der langwelligen und kurzwelligen Komponente des Strahlungsantriebs sehr effektiv ist (z.B. Ponater et al., 2002).

Aus Tabelle 3.4 sowie Abbildung 3.14 geht hervor, dass der Strahlungsantrieb im globalen Mittel einen Jahresgang aufweist mit Maxima im nordhemisphärischen Frühling und Herbst und Minima im nordhemisphärischen Sommer und Winter, der dem Jahresgang der totalen Kondensstreifenbedeckung qualitativ ähnelt (siehe Tabelle 3.1). Dass der Jahresgang des Strahlungsantriebs jedoch nicht ausschließlich durch den Jahresgang der Kondensstreifenbedeckung bestimmt wird, zeigt sich bei Betrachtung des relativen Strahlungsantriebs pro Einheit Kondensstreifenbedeckung (siehe dünne gestrichelte Kurven in Abbildung 3.14). Hier fallen besonders die Extrema sowohl in der langwelligen als auch in der kurzwelligen Komponente des Strahlungsantriebs im Juli auf, die hauptsächlich auf die hohe mittlere optische Dicke der Kondensstreifen im Nordsommer (siehe Tabelle 3.3) zurückzuführen sind.

Abbildung 3.15 zeigt Vertikalprofile des Stratosphären-adjustierten Strahlungsantriebs der Kondensstreifen im Modell und der dadurch hervorgerufenen Strahlungserwärmungsraten. Der kurzwellige Anteil bewirkt eine Erwärmung innerhalb der Kondensstreifenschichten, dagegen eine Abkühlung unterhalb. Die langwellige Strahlungswirkung führt zu einer Erwärmung in

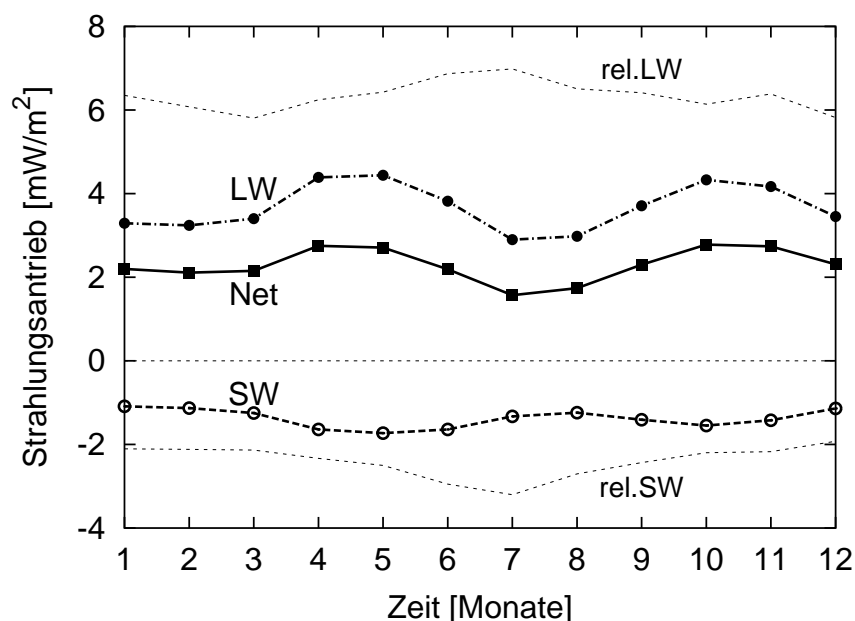


Abbildung 3.14: Jahresgang des global gemittelten Nettostrahlungsantriebs von Kondensstreifen sowie der langwelligen (LW) und kurzwelligen (SW) Komponenten für die Zeitebene 1992. Eingezeichnet ist auch der relative lang- bzw. kurzwellige Strahlungsantrieb pro Einheit Kondensstreifenbedeckung (rel. LW bzw. rel. SW in 10^{-1}mW/m^2).

den Höhen der maximalen Kondensstreifenbildung und darunter, dagegen zu einer Abkühlung in darüber liegenden Schichten. Richtung Erdboden nimmt der langwellige Strahlungsantrieb aufgrund der zunehmenden Wasserdampfkonzentration in der Atmosphäre aber stark ab, was zu einem negativen Nettostrahlungsantrieb in Erdbodennähe führt. Der Vorzeichenwechsel im Nettostrahlungsantrieb liegt bei einer Höhe von etwa 400 hPa. Zwischen der Tropopause und dem Oberrand der Atmosphäre ist der Nettostrahlungsantrieb im Jahresmittel konstant (und die Strahlungserwärmungsraten sind somit Null), da die Stratosphäre sich aufgrund der Adjustierung definitionsgemäß im Strahlungsgleichgewicht befindet. Die hier dargestellten Profile stehen in guter qualitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Meerkötter et al. (1999), die Fallstudien mit Strahlungstransfermodellen bezüglich des Strahlungseffekts von Kondensstreifen durchführten. Ähnliche Profile wurden auch für Zirruswolken gefunden (Liou, 1986).

Eine Validierung des simulierten Strahlungsantriebs mit Hilfe von direkten Beobachtungsdaten ist leider nicht möglich: Während der adjustierte Strahlungsantrieb per definitionem keine observable Größe ist, kann der instantane Strahlungsantrieb am Oberrand der Atmosphäre zwar prinzipiell aus Messungen von Strahlungsflüssen am Oberrand abgeschätzt werden, doch sind derlei Abschätzungen mit beträchtlichen Unsicherheiten verbunden. Daher ist es sinnvoller, Strahlungsantriebe mit Hilfe von Strahlungstransferrechnungen aus beobachteten Kondensstreifeneigenschaften abzuleiten. Eine derartige Abschätzung existiert zur Zeit lediglich für die Region Westeuropa (Meyer et al., 2002a). Hierbei wurde der Strahlungsantrieb aus dem beobachteten mittleren Kondensstreifenbedeckungsgrad und der aus den Satellitendaten abgeleiteten mittleren optischen Dicke mit Hilfe von eindimensionalen Strahlungstransferrechnungen abgeschätzt, wobei die von Strauss et al. (1997) gefundene Eispartikelgrößenverteilung zugrunde gelegt wurde. Der von Meyer et al. (2002a) angegebene Nettostrahlungsantrieb von 30 mW/m^2 – der um etwa eine Größenordnung unter dem Wert von Minnis et al. (1999) für dieselbe Region

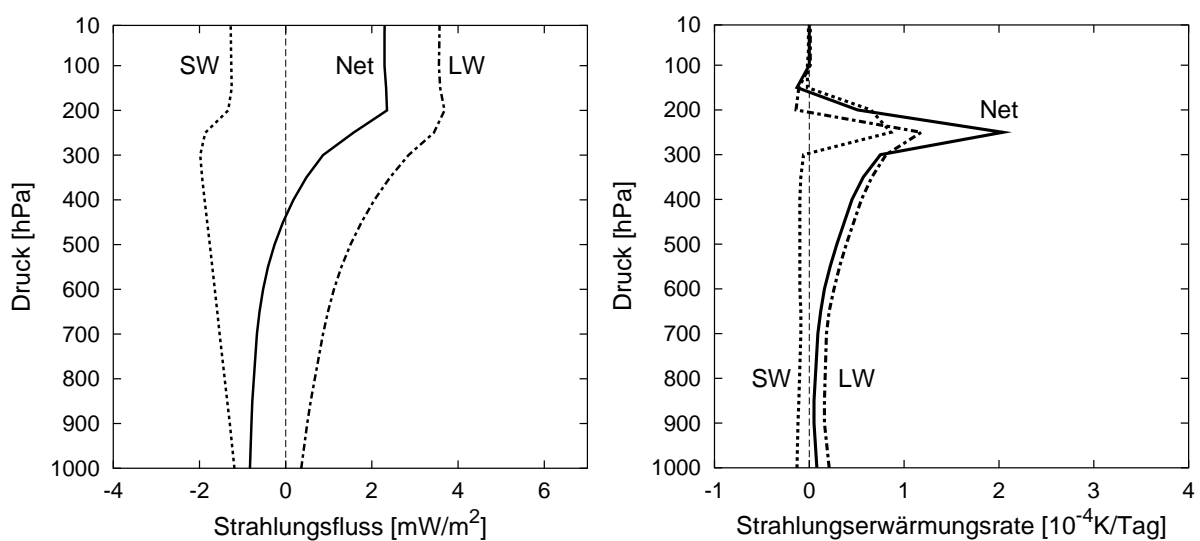


Abbildung 3.15: Vertikalprofile des jahresgemittelten Stratosphären-adjustierten Strahlungsantriebs (links) und der entsprechenden Strahlungserwärmungsraten (rechts) durch Kondensstreifen im Jahr 1992.

liegt – wird von der E39–Referenzsimulation weitgehend bestätigt, bei der sich für Westeuropa 34 mW/m^2 (bzw. 52 mW/m^2 unter Berücksichtigung der 25%igen Unterschätzung der langwelligen Komponente) ergeben. An dieser Stelle sei auch auf ergänzende Ausführungen in Abschnitt 4.2 verwiesen, in dem die Effekte des Tagesgangs des Luftverkehrs auf den langfristig gemittelten Strahlungsantrieb der simulierten Kondensstreifen diskutiert werden.

Kapitel 4

Einfluss des Tagesgangs des Luftverkehrs

Wie bereits erwähnt, wurde die in Kapitel 3 beschriebene Referenzsimulation unter Vernachlässigung des Tagesgangs des Luftverkehrs durchgeführt. Dadurch werden einerseits die tageszeitlichen Verläufe der Kondensstreifenbedeckung und des damit verbundenen Strahlungsantriebs selbstverständlich nicht wiedergegeben, andererseits werden möglicherweise auch jährlich gemittelte Größen systematisch verfälscht. Eine Quantifizierung dieser Effekte ist möglich, indem dem bisher verwendeten monatsgemittelten DLR-2–Luftverkehrsdatensatz ein möglichst realistischer Tagesgang aufgeprägt wird. Das einzige derzeit existierende globale Luftverkehrskataster, das den Tagesgang des Flugverkehrs berücksichtigt, ist ein Datensatz des 3D–Treibstoffverbrauchs in zweistündiger Auflösung für März 1992 (Schmitt und Brunner, 1997).

Unter der hinreichend realistischen Annahme eines im Jahresverlauf unveränderten Tagesgangs, können durch Kombination des monatlich aufgelösten DLR-2–Datensatzes und des Tagesgangdatensatzes sowohl der Jahres- als auch der Tagesgang des Luftverkehrs adäquat berücksichtigt werden. Hierbei fließt die Information des Tagesgangs in Form von tageszeitlichen Wichtungsfaktoren ein (der Tagesgangdatensatz wurde zu diesem Zweck für jede Gitterzelle im Tagesmittel auf 1 normiert), so dass eine Neukalibrierung des Modells nicht nötig ist.

Allerdings geht die Berücksichtigung des Tagesgangs in den E39–Klimasimulationen mit einer deutlichen Erhöhung des Rechenzeit- und Speicherbedarfs einher, da Modellsimulationen mit verkürztem Abspeicherintervall und verkleinertem Strahlungszeitschritt (1 statt 2 Stunden) durchgeführt werden müssen. Aus Gründen einer exakten Vergleichbarkeit wurden Simulationen mit und ohne Berücksichtigung des Tagesgangs des Luftverkehrs unter ansonsten identischen Bedingungen durchgeführt. Alle Simulationen erstrecken sich über 5 Jahreszyklen.

4.1 ... auf tageszeitliche Verläufe von Kondensstreifeneigenschaften

Unter Annahme eines tageszeitlich konstanten Luftverkehrsaufkommens ergeben sich für die Region Westeuropa die in Abbildung 4.1 dargestellten Tagesgänge von Bedeckungsgrad und Strahlungsantrieb der simulierten Kondensstreifen. Im Bedeckungsgrad, der bei tageszeitlich konstantem Luftverkehrsaufkommen hauptsächlich durch die relative Feuchte in den relevanten Modellschichten bestimmt wird, zeigt sich nur eine geringe tageszeitliche Abhängigkeit (Abbildung 4.1 rechts). Diese ist zudem durch zufällige interannuale statistische Schwankungen mitbedingt, die in dem 5-jährigen Simulationszeitraum nicht vollständig ausgeglichen werden.

Die langwellige Komponente des Strahlungsantriebs (Abbildung 4.1 links) folgt weitgehend dem tageszeitlichen Verlauf des Bedeckungsgrads, während die kurzwellige Komponente einen eigenen charakteristischen Tagesgang aufweist: Da der kurzwellige Strahlungsantrieb an die solare Einstrahlung gebunden ist, verschwindet er in den Nachtstunden völlig. Die betragsmäßig höchsten Werte werden bei niedrigem Sonnenstand erreicht, wodurch sich in den Sommermonaten der bereits von Meerkötter et al. (1999) gefundene charakteristische Tagesgang mit Maxima in den Morgen- und Abendstunden ergibt (siehe Abbildung 4.1, Juli). Der davon deutlich abweichende Verlauf in den Wintermonaten beruht auf einer kürzeren Sonnenscheindauer in Verbindung mit einem den ganzen Tag über niedrigen Sonnenstand in dieser Region.

Da der langwellige Strahlungsantrieb also ziemlich unabhängig von der Tageszeit, der kurzwellige dagegen auf die Tagstunden beschränkt ist, erreicht der Nettostrahlungsantrieb in den Nachtstunden systematisch höhere Werte als tagsüber. Zu Zeiten großer Zenitwinkel (siehe z.B. Januar, tagsüber) ist die Kompensation von lang- und kurzwelligem Anteil so effektiv, dass der Nettostrahlungsantrieb annähernd auf Null absinkt.

Während in Abbildung 4.1 idealisierte tageszeitliche Verläufe dargestellt wurden, die sich bei Vernachlässigung des Tagesgangs des Luftverkehrs ergeben, zeigt Abbildung 4.2 eher realistische Verläufe, die unter Berücksichtigung tageszeitlich variabler Flugbewegungen ermittelt wurden. Die dargestellte Region Westeuropa weist einen für frequentierte Lande- und Abflugregionen typischen Tagesgang mit dem dichtesten Flugverkehrsaufkommen in den Mittagstunden und deutlich geringerem Aufkommen in den Nachtstunden auf, der sich auch in der Kondensstreifenbedeckung widerspiegelt (Abbildung 4.2 rechts).

Der größte Nettostrahlungsantrieb ergibt sich bei hoher Luftverkehrsdichte (d.h. hohe langwellige Strahlungswirkung) in Kombination mit entweder Dunkelheit oder hochstehender Sonne (d.h. geringe kurzwellige Strahlungswirkung). Beispiele hierfür sind in Abbildung 4.2 zu finden (1) nach Sonnenuntergang bei noch relativ dichtem Flugverkehr zu allen Jahreszeiten oder (2) um die Mittagsstunden im Juli bei kleinen Zenitwinkeln. Aufgrund des im Lauf eines Jahres stark variierenden tageszeitlichen Verlaufs des Sonnenstands ist auch der tageszeitliche Verlauf des Nettostrahlungsantriebs stark von der Jahreszeit abhängig (vergleiche Januar und Juli in Abbildung 4.2), obwohl der Flugverkehr selbst im Jahresverlauf nur wenig variiert.

Der Vergleich des simulierten tageszeitlichen Verlaufs von Kondensstreifenbedeckung und Net-

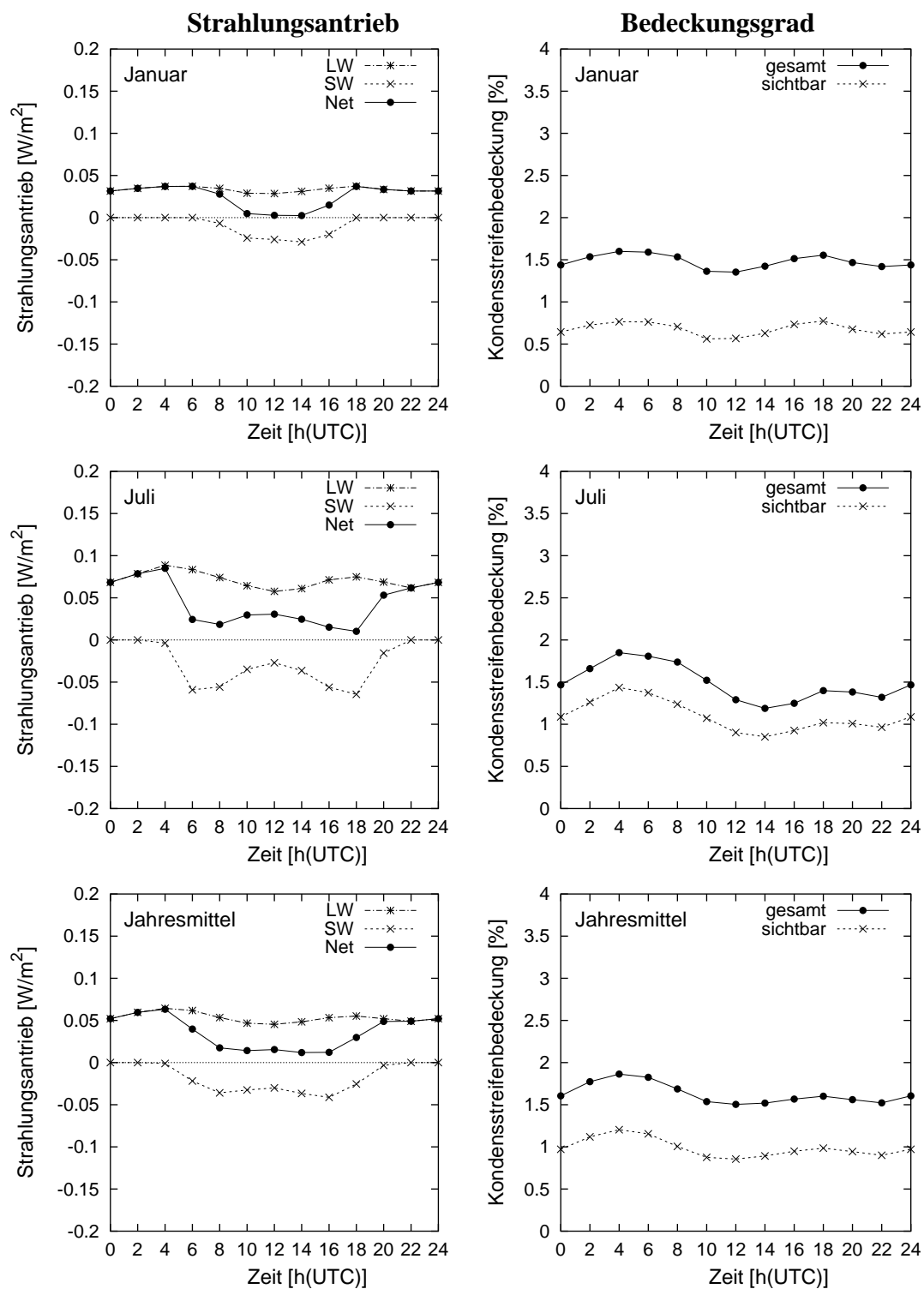


Abbildung 4.1: Tageszeitlicher Verlauf des langwelligen (LW), kurzwelligen (SW) und Nettostrahlungsantriebs (Net) sowie des Bedeckungsgrads von Kondensstreifen im Klimamodell E39 in der Region Westeuropa zu verschiedenen Jahreszeiten für die Zeitebene 1992. In der Simulation wurde der Tagesgang des Luftverkehrs vernachlässigt. Es wurde jeweils über 5 Modellmonate (Januar- und Julimittel) bzw. 5 Modelljahre gemittelt.

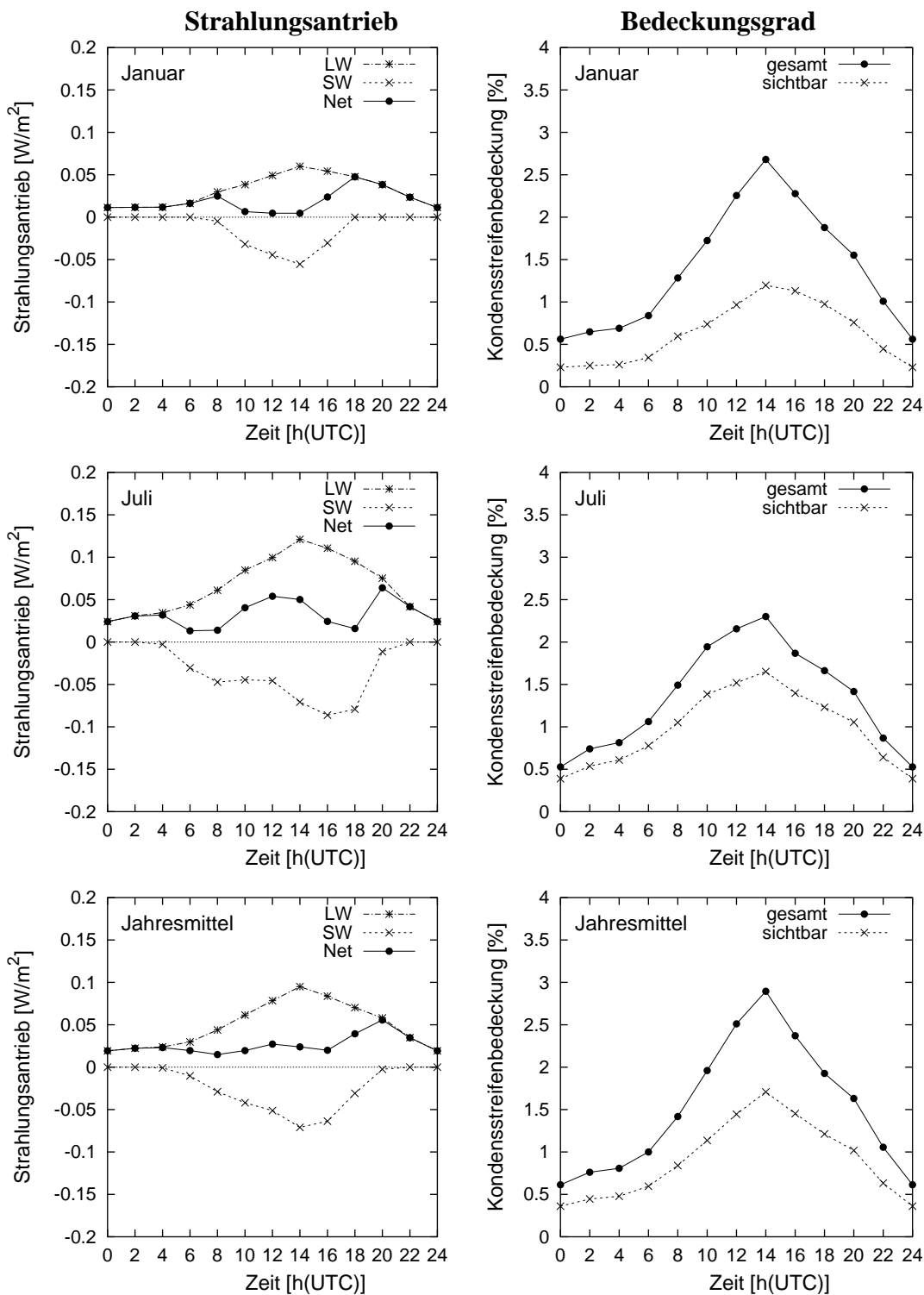


Abbildung 4.2: Wie Abbildung 4.1, ebenfalls für Westeuropa. Jedoch wurde in der Simulation der Tagesgang des Luftverkehrs berücksichtigt.

Tabelle 4.1: Vergleich der mit E39 simulierten jahresgemittelten sichtbaren Kondensstreifenbedeckungsgrade (in %) zu verschiedenen Tageszeiten mit Satellitenbeobachtungen von Meyer et al. (2002a, 2003). Die Bezeichnungen „Tag“ und „Nacht“ beziehen sich jeweils auf die Zeitspanne der Satellitenüberflüge.

Gebiet	Tageszeit	E39	Beobachtung
Westeuropa	Tag	1.44	0.72
	Nacht	0.44	0.25
	<i>Tag/Nacht Verh.</i>	3.3	2.9
Japan	Tag	0.30	0.27
	Nacht	0.03	0.22
	<i>Tag/Nacht Verh.</i>	9.2	1.2
Thailand	Tag	0.07	0.12
	Nacht	0.08	0.14
	<i>Tag/Nacht Verh.</i>	0.9	0.9

tostrahlungsantrieb mit Beobachtungen ist für die bereits mehrfach erwähnten Gebiete Westeuropa (Meyer et al., 2002a) sowie Japan und Thailand (Meyer et al., 2003) möglich, da in beiden Studien sowohl die Tag- als auch die Nachtüberflüge des NOAA-Satelliten ausgewertet wurden. Da durch die Satellitenüberflüge aber jeweils nur für wenige Stunden pro Tag Daten zur Verfügung gestellt werden, sollte der Vergleich auf die entsprechenden Zeitspannen beschränkt werden. In Abbildung 4.3 sind die Zeitspannen gekennzeichnet, die in der Nähe der Überflugszeiten des Satelliten für die jeweiligen Regionen liegen. Zum Zweck eines möglichst exakten Vergleichs mit den Beobachtungsdaten wurden aus den Modelldaten jeweils gewichtete Mittel aus je drei Modellzeitschritten um den Zeitpunkt des Satellitenüberflugs herum gebildet (Tabellen 4.1 und 4.2).

Wie aus Tabelle 4.1 hervorgeht, wird das beobachtete Tag-zu-Nacht-Verhältnis der Kondensstreifenbedeckung in den Regionen Westeuropa¹⁰ und Thailand vom Modell gut wiedergegeben, während in der Region Japan das simulierte Tag-zu-Nacht-Verhältnis deutlich höher ist als in der Beobachtung. Da die Kondensstreifenbedeckung im Modell in engem Zusammenhang mit dem entsprechenden Treibstoffverbrauch in den für die Kondensstreifenbildung relevanten Modellschichten steht, könnte ein fehlerhaftes Tag-zu-Nacht-Verhältnis in dem verwendeten dreidimensionalen Treibstoffkataster für die Region Japan eine Ursache für die Diskrepanz sein. Darüber hinaus sind gerade in dieser Region auch Veränderungen der Flugbewegungen im Zeitraum zwischen der Modellsimulation (1992) und der Beobachtung (1998) nicht unwahrscheinlich (Meyer et al., 2003). Der quantitative Vergleich der mittleren Kondensstreifenbedeckungsgrade in den einzelnen Regionen wurde bereits in Abschnitt 3.2 geführt und soll hier nicht wiederholt werden.

¹⁰Die bereits in Abschnitt 3.2 erwähnte Auswertung von 6 Jahren Beobachtungsdaten (Meyer et al., 2002b) liefert ein etwas geringeres Tag-zu-Nacht-Verhältnis (etwa 2), was hauptsächlich auf die allmähliche Verschiebung der Satellitenüberflüge hin zu späteren Zeiten zurückzuführen ist (R. Meyer, persönliche Mitteilung).

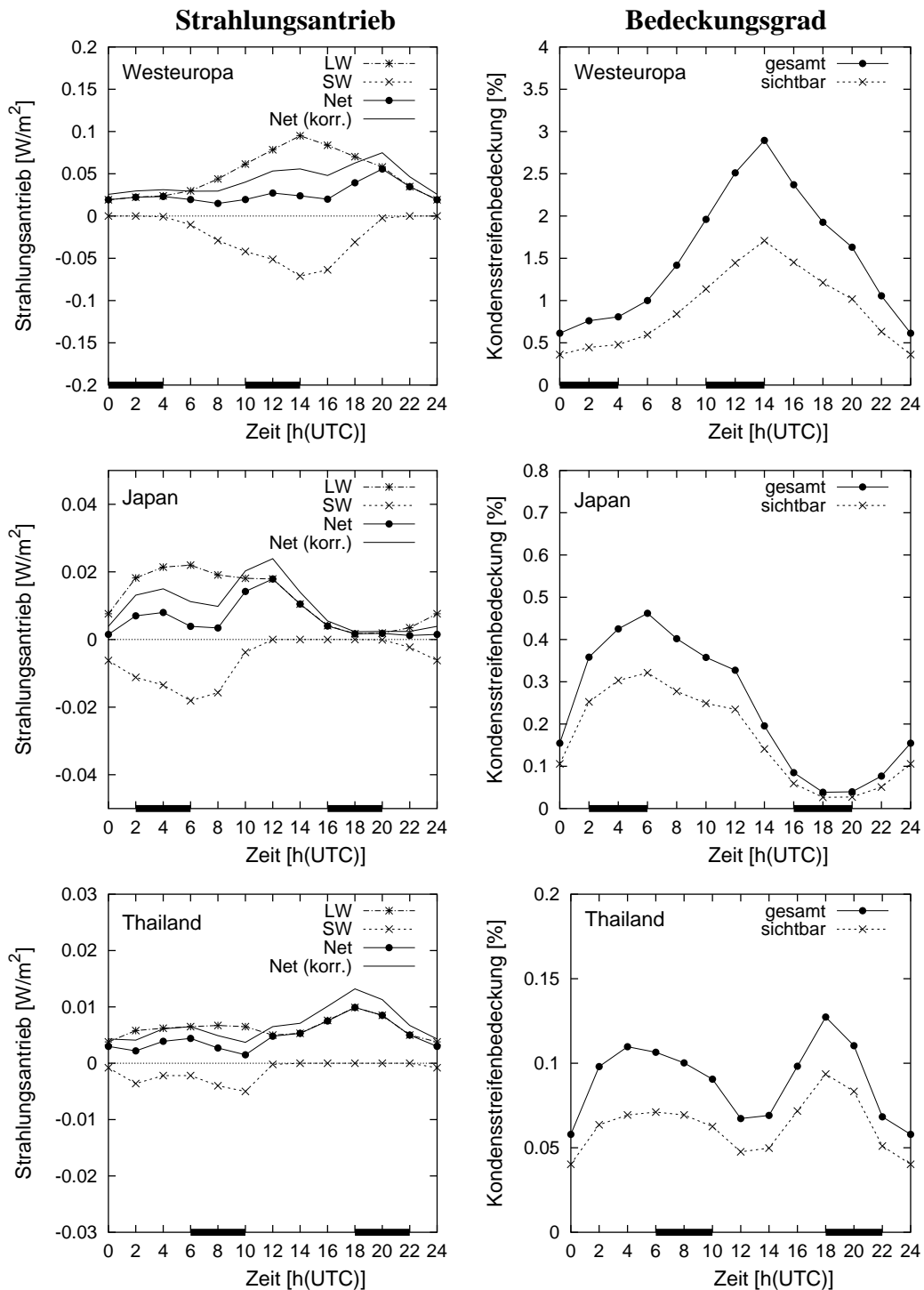


Abbildung 4.3: Tageszeitlicher Verlauf des jahresgemittelten Strahlungsantriebs und Bedeckungsgrads von Kondensstreifen in verschiedenen Regionen. Der Tagesgang des Luftverkehrs wurde in den Simulationen berücksichtigt. Auf der Abszisse sind die Tag- und Nachtüberflüge des NOAA-14-Satelliten gekennzeichnet. Für den Nettostrahlungsantrieb ist zusätzlich der korrigierte Verlauf (Net (korr.)) eingezeichnet, der sich bei Korrektur des langwelligen Strahlungsantriebs um die 25%ige Unterschätzung (siehe Abschnitt 2.6) ergibt.

Tabelle 4.2: Vergleich des simulierten Nettostrahlungsantriebs (in mW/m^2) für die Region Westeuropa zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten mit aus Satellitenbeobachtungen von Meyer et al. (2002a) abgeleiteten Strahlungsantrieben. Die Bezeichnungen „Tag“ und „Nacht“ beziehen sich jeweils auf die Zeitspanne der Satellitenüberflüge. Die Werte in Klammern ergeben sich bei Korrektur des simulierten langwelligigen Strahlungsantriebs um die 25%ige Unterschätzung (siehe Abschnitt 2.6).

		Winter		Sommer	
Gebiet	Tageszeit	E39	Beobachtung	E39	Beobachtung
Westeuropa	Tag	10.9 (34.1)	-2	38.1 (67.2)	35
	Nacht	18.9 (25.2)	40	21.6 (28.8)	31

Im Gegensatz zur Kondensstreifenbedeckung existiert für den Strahlungsantrieb bisher nur eine einzige Abschätzung aus Beobachtungsdaten (Meyer et al., 2002a; siehe auch Abschnitt 3.4). Tabelle 4.2 stellt diese Daten, die von Meyer et al. (2002a) getrennt für „Sommer“ (März bis August) und „Winter“ (September bis Februar) angegeben wurden, den entsprechenden Klimamodellergebnissen gegenüber. Analog zum Vorgehen in Abschnitt 3.4 sind in Klammern zusätzlich die Werte angegeben, die sich nach Korrektur des langwelligigen Strahlungsantriebs ergeben (siehe auch die Kurven „Net (korr.)“ in Abbildung 4.3). Einige Resultate von Meyer et al. (2002a) werden vom Modell qualitativ wiedergegeben, wie beispielsweise ein deutlich höherer Strahlungsantrieb tagsüber im Sommer als im Winter, sowie ein jahreszeitlich etwa konstanter Strahlungsantrieb nachts. Andere Ergebnisse dagegen, wie ein verschwindender Strahlungsantrieb tagsüber im Winter, sowie ein tageszeitlich wenig variabler Strahlungsantrieb im Sommer, werden vom Modell nicht reproduziert.

Insgesamt fällt auf, dass die modellierten Strahlungsantriebe am Tag über, in der Nacht unter den aus der Beobachtung abgeleiteten Werten liegen. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass Meyer et al. (2002a) aufgrund ihrer Annahme einer wolkenlosen („clear-sky“) Atmosphäre bei den Strahlungstransferrechnungen den Strahlungsantrieb am Tag unter-, in der Nacht dagegen überschätzen: Aus E39-Sensitivitätsstudien (siehe Abschnitt 5.4) geht hervor, dass sowohl die langwellige als auch die kurzwellige Strahlungswirkung der Kondensstreifen zunimmt, wenn der Einfluss natürlicher Wolken vernachlässigt wird. Der Nettostrahlungsantrieb ändert sich dabei aufgrund der stärkeren Zunahme der kurzwelligen Komponente im langzeitlichen Mittel nur wenig. Wegen der tageszeitlichen Asymmetrie des kurzwelligen Strahlungsantriebs verändert sich jedoch der tageszeitliche Verlauf des Nettostrahlungsantriebs, wenn natürliche Wolken vernachlässigt werden. Während der Nettostrahlungsantrieb nachts, wenn nur die langwellige Komponente aktiv ist, überschätzt wird, wird er in den Tagstunden unterschätzt, da der langwellige Anteil sehr effektiv durch die im Vergleich zur langwelligen Strahlungswirkung stärker zunehmende kurzwellige Strahlungswirkung kompensiert wird. Insofern sollte den Ergebnissen von Meyer et al. (2002a) bezüglich der Tag-Nacht-Unterschiede im Nettostrahlungsantrieb kein allzu großes Vertrauen entgegengebracht werden. Des weiteren sei darauf hingewiesen, dass aufgrund des unregelmäßigen Tagesgangs des Nettostrahlungsantriebs stichprobenhafte Tag- und Nachtwerte, wie sie aus Satellitenüberflügen gewonnen wer-

den, nicht notwendigerweise zur Bestimmung eines repräsentativen 24h-Mittelwerts ausreichen (siehe Abbildung 4.3).

4.2 ... auf den jährlich gemittelten Strahlungsantrieb

Wie im vorangegangenen Abschnitt dargestellt wurde, ist die Kenntnis der tageszeitlichen Verteilung von tatsächlichen Flugbewegungen wichtig, um Tagesgänge von Kondensstreifenbedeckungsgrad und Strahlungsantrieb in den verschiedenen Regionen realistisch erfassen zu können. Langzeitmittel werden dagegen von Tagesgangeffekten nicht zwangsläufig beeinflusst. Im Falle des Kondensstreifenbedeckungsgrads beispielsweise, der (bei angenommener zeitlich konstanter Luftverkehrsdichte) keinen nennenswerten eigenen Tagesgang besitzt (siehe Abbildung 4.1 rechts), ist es unerheblich, ob bei den Simulationen der Tagesgang des Luftverkehrs erfasst wird, solange lediglich langfristig gemittelte Größen betrachtet werden. Im Falle des kurzwelligen Strahlungsantriebs dagegen, der selbst einen charakteristischen Tagesgang besitzt (siehe Abbildung 4.1 links), können sich Tagesgangeffekte dagegen auch auf das langzeitliche Mittel auswirken. Wie stark die Berücksichtigung eines tageszeitlich variablen Flugverkehrs tatsächlich den monatsgemittelten Strahlungsantrieb beeinflusst, ist in Abbildung 4.4 dargestellt, und zwar in Form von lokalen Quotienten der mittleren Strahlungsantriebe aus Modellsimulationen mit und ohne Berücksichtigung des Tagesgangs des Luftverkehrs. Deutlich von 1 verschiedene Quotienten weisen dabei auf eine systematische Modifizierung der entsprechenden Größe durch Tagesgangeffekte hin.

Im langwelligen Strahlungsantrieb zeigt sich erwartungsgemäß keine systematische Veränderung (Abbildung 4.4 oben). Die vereinzelt Signale in den tropischen Regionen sind auf eine statistisch zu geringe Datenmenge zurückzuführen, die durch die im Vergleich zu anderen Regionen seltene Kondensstreifenbildung bedingt ist. Dagegen nimmt die mittlere kurzwellige Strahlungswirkung bei Berücksichtigung von Tagesgangeffekten in Regionen mit hoher Start- und Landefrequenz (Europa, USA, Südostasien, Australien) systematisch zu (Abbildung 4.4 Mitte), da diese Regionen charakterisiert sind durch ein höheres Flugverkehrsaufkommen tagsüber als in den Nachtstunden, wodurch der nur bei Helligkeit wirkende kurzwellige Strahlungsantrieb an Bedeutung gewinnt. Ein gegenteiliger Effekt, d.h. eine Verringerung der kurzwelligen Strahlungswirkung, ergibt sich in Langstreckenflugkorridoren mit höherem Nachtflugaufkommen (z.B. Flugrouten Europa–Südamerika; Europa–Südostasien/Australien). Eine Erhöhung (Verringerung) der kurzwelligen Strahlungswirkung ist zwangsläufig mit einer Verringerung (Erhöhung) der Nettostrahlungswirkung verbunden (Abbildung 4.4 unten).

Aufgrund der zum Teil gegensätzlichen regionalen Beeinflussung des Nettostrahlungsantriebs durch Tagesgangeffekte fällt die Bedeutung des Tagesgangs des Luftverkehrs bei globaler Betrachtung eher gering aus: Der global und jährlich gemittelte Nettostrahlungsantrieb im Jahr 1992 beträgt 2.2 mW/m^2 (bzw. 3.4 mW/m^2 nach a-posteriori-Korrektur des langwelligen Strahlungsantriebs, siehe Abschnitt 2.6) anstelle von 2.4 mW/m^2 (bzw. 3.6 mW/m^2) bei Vernachlässigung des Tagesgangs des Luftverkehrs (Tabelle 4.3). Dabei ist die Bedeutung des Tagesgangs im Nordwinter stärker ausgeprägt als im Nordsommer (Januar und Juli in Tabelle 4.3

und Abbildung 4.4). Dies ist damit zu erklären, dass das in den meisten vielbeflogenen Regionen (besonders in weiten Teilen von Europa und den USA) anzutreffende Mittagsmaximum des Flugverkehrsaufkommens in den Wintermonaten aufgrund größerer solarer Zenitwinkel eine stärkere kurzwellige Strahlungswirkung hervorruft als in den Sommermonaten, in denen große Zenitwinkel eher in den Morgen- und Abendstunden bei geringerem Luftverkehrsaufkommen erreicht werden.

Bei regionaler Betrachtung kann der korrekten Erfassung des Tagesgangs des Luftverkehrs selbstverständlich eine deutlich größere Bedeutung zukommen als im globalen Mittel (Tabelle 4.3). In Westeuropa beispielsweise verringert sich der Nettostrahlungsantrieb von 34 mW/m^2 (bzw. 52 mW/m^2 nach a-posteriori-Korrektur des langwelligen Strahlungsantriebs, siehe Abschnitt 2.6) ohne Berücksichtigung des Tagesgangs auf 27 mW/m^2 (bzw. 44 mW/m^2) mit

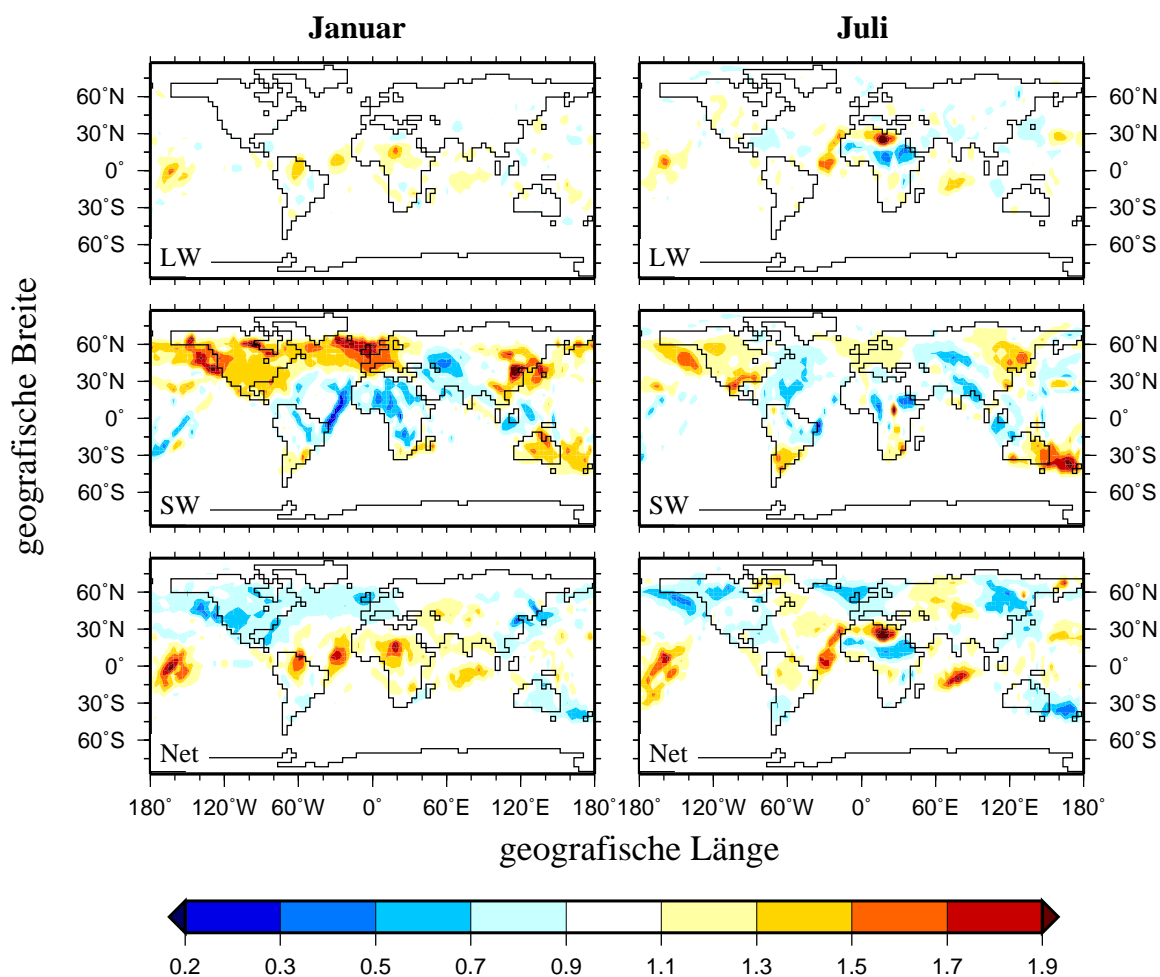


Abbildung 4.4: Quotient der langwelligen (LW), kurzwelligen (SW) und Nettostrahlungsantriebe (Net) mit/ohne Berücksichtigung des Tagesgangs des Luftverkehrs für Januar und Juli im Jahr 1992. Gelb- bzw. Rottöne signalisieren eine lokale Zunahme, Blautöne eine Abnahme des (Betrags des) Strahlungsantriebs bei Berücksichtigung der tageszeitlichen Variabilität der Flugbewegungen im Vergleich zu einer hypothetischen Situation ohne tageszeitliche Unterschiede in der Luftverkehrsdichte.

Tabelle 4.3: Jährlich gemittelter Strahlungsantrieb (in mW/m^2) für verschiedene Gebiete mit und ohne Berücksichtigung des Tagesgangs des Luftverkehrs für die Zeitebene 1992. Für den global gemittelten Strahlungsantrieb sind außer dem Jahresmittel auch Januar- und Julimittel angegeben. Die Werte in Klammern ergeben sich bei Korrektur des langwelligen Strahlungsantriebs um die 25%ige Unterschätzung (siehe Abschnitt 2.6).

Gebiet	Ohne Tagesgang			Mit Tagesgang		
	langwellig	kurzwellig	Netto	langwellig	kurzwellig	Netto
Welt	3.8 (5.0)	-1.4	2.4 (3.6)	3.8 (5.0)	-1.6	2.2 (3.4)
<i>Januar</i>	3.3 (4.4)	-1.1	2.2 (3.3)	3.3 (4.4)	-1.5	1.8 (2.9)
<i>Juli</i>	2.9 (3.9)	-1.1	1.8 (2.8)	2.9 (3.9)	-1.2	1.7 (2.7)
Bakan	22.8 (30.4)	-8.4	14.4 (22.0)	22.3 (29.7)	-10.7	11.7 (19.0)
Westeuropa	53.4 (71.2)	-19.0	34.4 (52.2)	51.7 (68.9)	-25.1	26.6 (43.8)
USA	47.5 (63.3)	-18.4	29.1 (44.9)	48.0 (64.0)	-23.6	24.4 (40.4)
Japan	12.7 (16.9)	-4.6	8.1 (12.3)	12.2 (16.3)	-5.9	6.3 (10.4)
Thailand	6.6 (8.8)	-1.6	5.0 (7.2)	6.4 (8.5)	-1.5	4.9 (7.0)

Berücksichtigung des Tagesgangs. Die Tagesgangeffekte sollten bei einem Vergleich regionaler Strahlungsantriebe mit Beobachtungsdaten (siehe Abschnitt 3.4) idealer Weise berücksichtigt werden.

4.3 Einfluss längerer Lebenszeiten von Kondensstreifen

In sämtlichen bisher vorgestellten Modellsimulationen wurde angenommen, dass Kondensstreifen sich zu jedem Modellzeitschritt – in Abhängigkeit von den aktuellen atmosphärischen Rahmenbedingungen – neu bilden und exakt während der halbstündigen Zeitspanne dieses Zeitschritts im Modell existieren. Eine solche Annahme ist dadurch gerechtfertigt, dass alternde Kondensstreifen zunehmend ihre ursprüngliche charakteristische linienförmige Gestalt verlieren und sich mit der Zeit optisch immer weniger von natürlicher Zirrusbewölkung unterscheiden. Da sich die Modellstudien hier ausschließlich auf linienförmige Kondensstreifen konzentrieren, muss die Lebensdauer der Modellkondensstreifen auf relativ kurze Zeitspannen beschränkt werden. Andererseits ist die „mittlere“ Zeitspanne, in der Kondensstreifen ihr linienförmiges Aussehen behalten, nicht genau bekannt, so dass die Annahme von linienhaften Kondensstreifen mit einem charakteristischen Alter von 30 Minuten zwar mit dem derzeitigen Wissensstand vereinbar ist, jedoch die Realität sicher nicht ganz befriedigend wiedergibt.

Berücksichtigt man tageszeitlich variable Flugbewegungen, so können sich unterschiedliche Annahmen über die Lebenszeit von Kondensstreifen durchaus bemerkbar machen: Je länger die durchschnittliche Lebenszeit, desto mehr erscheint der Tagesgang des Kondensstreifenbedeckungsgrads verzögert im Vergleich zum Tagesgang des Luftverkehrs, was insbesondere eine

zeitliche Verschiebung von Maxima und Minima zur Folge hat. Weil, wie in Abschnitt 4.1 deutlich wurde, der tageszeitliche Verlauf des kurzwelligen und des Nettostrahlungsantriebs sehr sensibel vom Zusammenspiel zwischen der Sonnenscheindauer, dem Sonnenzenitwinkel und dem Tagesgang der Kondensstreifenbedeckung abhängt, wurden im Rahmen dieser Arbeit auch idealisierte Sensitivitätsstudien durchgeführt, in denen Kondensstreifen über mehr als einen Modellzeitschritt existieren können.

Zu diesem Zweck wurde ein neuer Kondensstreifenbedeckungsgrad definiert, der sich zu jedem Zeitschritt aus zwei Anteilen zusammensetzt: Wie bisher können Kondensstreifen im aktuellen Zeitschritt abhängig vom thermodynamischen Zustand der Atmosphäre gebildet werden, zusätzlich können aber auch Kondensstreifen, die zu früheren Zeitschritten gebildet wurden, bis in den aktuellen Zeitschritt hinein überleben. Für letzteren Anteil wurde eine einfache exponentielle Abnahme der Kondensstreifenbedeckung mit der Zeit angenommen:

$$B_k(t) = B_k(t - \Delta t) \cdot e^{-v\Delta t} + b_k(t) \quad (4.1)$$

Hierbei ist B_k der neu definierte Kondensstreifenbedeckungsgrad und Δt der Modellzeitschritt. Die Konstante v regelt die Geschwindigkeit, mit der die Kondensstreifen ihr linienförmiges Aussehen verlieren, was entweder durch Auflösung oder Übergang zu einem zirrenförmigen Aussehen geschehen kann. $1/v$ kann – in Analogie zu den Konventionen derartig definierter Zerfallsprozesse – als „Lebenszeit“ der Kondensstreifen verstanden werden. Der Produktions-term b_k entspricht dem in den bisherigen Modellstudien verwendeten Bedeckungsgrad (siehe Gleichung 2.16).

Das Fortbestehen der Kondensstreifen im Modell richtet sich allerdings nicht allein nach der angenommenen Lebensdauer ($1/v$), sondern wird über den zu einem Zeitschritt jeweils verfügbaren kondensierbaren Wasserdampf eingeschränkt: Ist die aktuelle Kondensationsrate negativ, so wird angenommen, dass die Kondensstreifen innerhalb des entsprechenden Modellzeitschritts verdampfen („zusätzliches Persistenzkriterium“, Gleichung 2.18). Auch der Eiswassergehalt der alternden Kondensstreifen richtet sich nach den jeweils aktuellen Kondensationsraten, passt sich also während des Alterungsprozesses den atmosphärischen Rahmenbedingungen an.

Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse beziehen sich beispielhaft auf eine Modellsimulation, die unter der Annahme einer Lebenszeit von 2h (d.h. $v = 1/2h$) durchgeführt wurde. Trotz der im Vergleich zur Standardsimulation verlängerten Lebenszeit bleibt der quantitative Bedeckungsgrad im Gebiet von Bakan et al. (1994) aber aufgrund einer erneuten Modellkalibrierung (die nötig ist, weil sich die hier angestellten Betrachtungen ausschließlich auf beobachtbare, linienförmige Kondensstreifen beziehen) unverändert.

Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch für die Region Westeuropa die Veränderung des Tagesgangs von Strahlungsantrieb und Bedeckungsgrad, die sich unter der Annahme einer zwei-stündigen Lebenszeit von Kondensstreifen im Vergleich zu den bisherigen Ein-Zeitschritt-Kondensstreifen ergeben. Erwartungsgemäß ist eine zeitliche Verzögerung des Tagesgangs

Tabelle 4.4: Jährlich gemittelter Strahlungsantrieb (in mW/m^2) für verschiedene Gebiete mit verzögertem Tagesgang für die Zeitebene 1992. Die angenommene Lebenszeit der Kondensstreifen beträgt 2 Stunden. Zum Vergleich kann Tabelle 4.3 herangezogen werden. Die Werte in Klammern ergeben sich bei Korrektur des langwelligeren Strahlungsantriebs um die 25%ige Unterschätzung (siehe Abschnitt 2.6).

Gebiet	langwellig	kurzwellig	Netto
Welt	3.8 (5.0)	-1.5	2.3 (3.5)
Bakan	23.1 (30.8)	-10.0	13.1 (20.8)
Westeuropa	53.7 (71.6)	-23.1	30.6 (48.5)
USA	47.5 (63.3)	-20.0	27.5 (43.3)
Japan	12.3 (16.2)	-4.9	7.4 (11.5)
Thailand	5.9 (7.9)	-1.3	4.6 (6.6)

der Kondensstreifenbedeckung sowie eine leichte Abflachung der Kurven zu erkennen (Abbildung 4.5 rechts). Da das in Westeuropa eine Verschiebung des Maximums von den Mittagstunden Richtung Nachmittag/Abend und somit eine Erhöhung der Kondensstreifenbedeckung nachts bedeutet, erhöht sich der mittlere Nettostrahlungsantrieb im Vergleich zum unverzögerten Tagesgang. Nicht nur in Westeuropa, sondern auch in anderen Gebieten liegen die Nettostrahlungsantriebe der längerlebigen Kondensstreifen zwischen den Werten der Modell-

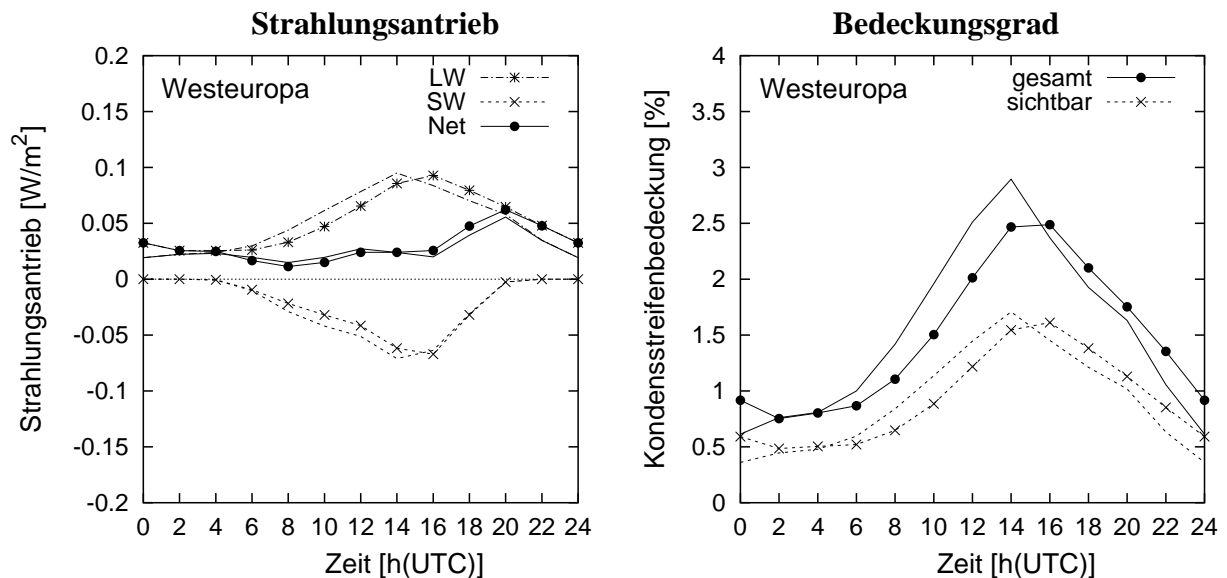


Abbildung 4.5: Jahresgemittelter tageszeitlicher Verlauf von Strahlungsantrieb und Bedeckungsgrad von Kondensstreifen für die Region Westeuropa im Jahr 1992. Dargestellt sind die jeweiligen Tagesgänge unter der Annahme einer zweistündigen Lebenszeit von Kondensstreifen (Kurven mit Symbolen; zur Definition der Lebenszeit siehe Text) im Vergleich zu den bisher diskutierten Tagesgängen, in denen Kondensstreifen angenommen wurden, die genau einen Zeitschritt, d.h. 30 Minuten lang existieren (Kurven ohne Symbole; identisch mit Abbildung 4.2 unten).

simulationen „mit“ und „ohne“ Tagesgang (Tabelle 4.4 im Vergleich zu Tabelle 4.3). Dasselbe gilt auch für globale Mittelwerte. Eine längere Lebenszeit von Kondensstreifen neigt also dazu, Tagesgangeffekte tendenziell zu verwischen.

Die vorgestellte Sensitivitätsstudie legt somit den Schluss nahe, dass Unsicherheiten in der Lebenszeit linienhafter Kondensstreifen zwar lokal und tageszeitlich aufgelöst von Bedeutung sein können, jedoch bei Betrachtung globaler Langzeitmittel vernachlässigt werden können. Diese Schlussfolgerung darf allerdings keineswegs dahingehend interpretiert werden, Alterungsprozesse von Kondensstreifen in Form eines allmählichen Übergangs zu künstlichen Zirruswolken als bedeutungslos einzustufen. Im Gegensatz zu der hier getroffenen Annahme eines von der Lebensdauer der Kondensstreifen unabhängigen mittleren Bedeckungsgrads linienhafter Kondensstreifen, ergibt sich bei Kondensstreifen-zu-Zirren-Umwandlungsprozessen nämlich eine zusätzliche, nicht mehr linienförmige Bewölkungskomponente und damit eine Erhöhung der gesamten Flugverkehrs-induzierten Bewölkung. Für weitere Überlegungen hierzu sei auf den Ausblick in Kapitel 8 verwiesen.

Kapitel 5

Sensitivitäten und Unsicherheiten

Wie in den vorangegangenen Kapiteln deutlich wurde, existieren einige Unsicherheiten bezüglich des mit E39 simulierten Strahlungsantriebs linienförmiger Kondensstreifen, was auf mehrere, ihrem Wesen nach verschiedenartige Ursachen zurückzuführen ist: Einerseits existieren im Rahmen eines Klimamodells notwendigerweise modellbedingte Unsicherheiten, da (1) wegen der groben numerischen Auflösung des Klimamodells Parametrisierungen subskaliger physikalischer Prozesse wie der Wolken- und Kondensstreifenbildung zwingend sind, (2) aus Gründen der Rechenzeit zum Teil auf Näherungslösungen zurückgegriffen werden muss (z.B. Strahlungstransfer) und (3) das Modellklima im Vergleich zum realen Klima regional unterschiedliche, systematische Abweichungen zu Beobachtungen aufweist. Andererseits entstehen auch Unsicherheiten aus Mangel an verlässlichen und für Klimabetrachtungen in hinreichend hoher zeitlicher und räumlicher Abdeckung vorhandenen Beobachtungsdaten. Dazu kommt noch die Schwierigkeit, Informationen aus Beobachtungen auf geeignete Weise in die Modellwelt zu übersetzen. Beispielsweise stammen Beobachtungswerte für mikrophysikalische Kondensstreifeneigenschaften fast ausschließlich aus Fallstudien an gut ausgebildeten Kondensstreifen, die nicht zwangsläufig „mittlere“ Kondensstreifeneigenschaften repräsentieren. Eine weitere Unsicherheit resultiert aus den verwendeten Flugverkehrskatastern, die als Maß für die räumliche und zeitliche Verteilung von Flugbewegungen herangezogen werden.

Um die Auswirkung von beobachtungs- und modellbedingten Unsicherheiten auf den global gemittelten Strahlungsantrieb von Kondensstreifen zu quantifizieren, wurden im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche Sensitivitätsexperimente durchgeführt, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden. Die Modellsimulationen erstrecken sich zumeist über 3 Jahreszyklen. Eine zusammenfassende Übersicht über die Experimente findet sich in Abschnitt 5.7, in dem besonderes Augenmerk auf den global und jährlich gemittelten Nettostrahlungsantrieb der Kondensstreifen gerichtet wird.

5.1 Die Kalibrierung

Wie in Abschnitt 3.1 bereits erläutert, wird die simulierte Kondensstreifenbedeckung mit Hilfe eines Kalibrierungsprozesses auf Beobachtungsdaten in einem geeigneten Gebiet abgestimmt. Sowohl die Wahl des Gebietes als auch die Festlegung des Schwellwerts der optischen Dicke, ab der Kondensstreifen (für den jeweiligen Detektionsalgorithmus) erkennbar sind, unterliegen dabei einer gewissen Willkür, da einerseits unabhängige Beobachtungsdatensätze für verschiedene Gebiete existieren und andererseits deren jeweilige Detektionsschwellen weitgehend unbekannt sind.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurden an den Kondensstreifenbeobachtungen von Bakan et al. (1994) kalibriert, da diese einen Kompromiss zwischen den vergleichsweise niedrigen Kondensstreifenbedeckungsgraden von Meyer et al. (2002a) und den vergleichsweise hohen Bedeckungsgraden von Minnis et al. (2000) darstellen (siehe Tabelle 3.2). Würde an dem Gebiet Westeuropa von Meyer et al. (2002a) kalibriert werden, ergäbe sich in den Simulationen ein um etwa 40% geringerer global gemittelter Kondensstreifenbedeckungsgrad, während eine Kalibrierung am Gebiet der USA einen mehr als verdoppelten (Faktor 2.1) globalen Kondensstreifenbedeckungsgrad zur Folge hätte.

Der in den bisher vorgestellten Simulationen verwendete Schwellwert der optischen Dicke im sichtbaren Spektralbereich von 0.02 muss eher als untere Grenze möglicher Schwellwerte gesehen werden (Meyer et al., 2003). Erhöht man diesen Schwellwert auf einen ebenso plausiblen Wert von beispielsweise 0.05 und kalibriert die „sichtbare“ Kondensstreifenbedeckung neu an den Beobachtungen von Bakan et al. (1994), so erhöht sich zwangsläufig der Bedeckungsgrad an „unsichtbaren“ Kondensstreifen (deren optische Dicke in diesem Fall < 0.5 ist) im Modell. Dadurch nimmt auch der „gesamte“ Kondensstreifenbedeckungsgrad sowie der durch Kondensstreifen hervorgerufene global gemittelte Strahlungsantrieb zu (Tabelle 5.1 und Experiment (3) in Tabelle 5.7).

Interessanter Weise verändert sich mit der Erhöhung des Sichtbarkeitsschwellwerts auch die regionale Verteilung der sichtbaren Kondensstreifenbedeckung (Tabelle 5.1): Während der Bedeckungsgrad sichtbarer Kondensstreifen in Westeuropa aufgrund der in der Nähe stattfindenden Kalibrierung nahezu konstant bleibt, erhöht er sich in Gebieten mit einer durchschnittlich höheren optischen Dicke, da dort die „zusätzlich unsichtbaren“ Kondensstreifen mit optischen Dicken zwischen 0.02 und 0.05 seltener sind als im Kalibrierungsgebiet. Im Raum Thailand beispielsweise ist nahezu eine Verdopplung der sichtbaren Kondensstreifenbedeckung zu verzeichnen. Diese Sensitivität der regionalen Verteilung der Kondensstreifenbedeckung bezüglich der Wahl des Sichtbarkeitsschwellwertes ist somit auch beim Vergleich mit Beobachtungsdaten von Bedeutung und stellt eine der in Abschnitt 3.2 diskutierten möglichen Ursachen für die Diskrepanz zwischen simulierter und beobachteter Kondensstreifenbedeckung auf regionaler Skala dar.

Tabelle 5.1: Jährlich gemittelte totale Kondensstreifenbedeckung (in %) für verschiedene Gebiete. Angegeben sind jeweils die mit E39 ermittelten sichtbaren bzw. gesamten Kondensstreifenbedeckungsgrade für die Schwellwerte der optischen Dicke von 0.02 (entspricht dem Referenzlauf) und 0.05.

Gebiet	Schwellwert 0.02		Schwellwert 0.05	
	sichtbar	gesamt	sichtbar	gesamt
Welt	0.06	0.10	0.07	0.22
Balkan	0.37	0.71	0.37	1.68
Westeuropa	0.83	1.56	0.84	3.68
USA	0.61	0.85	0.83	1.91
Japan	0.17	0.23	0.25	0.55
Thailand	0.06	0.08	0.11	0.20

5.2 Der Flugverkehrsdatensatz

5.2.1 Systematische Veränderungen der Flugniveaus

Die im Rahmen dieser Arbeit berechneten regionalen und globalen Kondensstreifenbedeckungsgrade und die daraus resultierenden Strahlungsantriebe hängen selbstverständlich von der zugrunde gelegten räumlichen und zeitlichen Verteilung des Luftverkehrs ab. Die hier standardmäßig verwendeten monatlich aufgelösten und räumlich dreidimensionalen DLR-2-Luftverkehrskataster (Schmitt und Brunner, 1997) setzen, genau wie alle übrigen derzeit existierenden Flugverkehrsdatensätze, idealisierte Flugbewegungen entlang Großkreisen voraus, von denen tatsächliche Flugbewegungen sicherlich zeitweise regional abweichen. Auch die Flughöhe stellt eine wichtige Einflussgröße dar, da die thermodynamischen Voraussetzungen zur Kondensstreifenbildung in der Atmosphäre gerade mit der Höhe deutlich variieren. In den existierenden Flugverkehrskatastern werden bezüglich eines möglichst geringen Treibstoffverbrauchs optimierte Flughöhen angenommen, die im real stattfindenden Flugbetrieb jedoch sicherlich nicht immer eingehalten werden.

Aufgrund der Sensitivität der Kondensstreifenbildung gegenüber der mittleren Flughöhe wurden in dieser Arbeit auch Simulationen mit systematisch abgesenkten bzw. erhöhten Hauptflugniveaus durchgeführt, um der Unsicherheit bezüglich tatsächlicher Flughöhen Rechnung zu tragen. Hierzu wurde – unter Beibehaltung der Kalibrierung des Referenzexperiments – eine Veränderung der Flugniveaus um genau eine Modellschicht (etwa 700 m) angenommen. Mit Hilfe dieser Ergebnisse können außerdem Tendenzen abgeleitet werden, wie Flughöhen regional verändert werden müssten, um vom Aspekt der Kondensstreifenbildung her zu einer Entlastung des Klimas beizutragen.

Der Einfluss der angenommenen unterschiedlichen Höhenverteilungen der Luftverkehrsbewegungen lässt sich der Abbildung 5.1 entnehmen, in der die regionalen Veränderungen des totalen Kondensstreifenbedeckungsgrads bei Absenkung bzw. Erhöhung der Flugniveaus um eine

Modellschicht dargestellt sind: Zu allen Jahreszeiten sind klar gegenläufige Tendenzen in den Tropen und Extratropen zu erkennen, die in ähnlicher Weise auch in diagnostischen Studien von Sausen et al. (1998) gefunden wurden: Abgesenkte Flugniveaus führen zu einer Erhöhung der Kondensstreifenbedeckung in den Extratropen, dagegen zu einer Erniedrigung in den Tropen, während erhöhte Flugniveaus den gegenteiligen Effekt zur Folge haben. Dieses gegenläufige Verhalten ist damit zu erklären, dass die die Kondensstreifenbildung beschränkenden Faktoren in den tropischen und extratropischen Regionen systematisch verschieden sind: Während in den Extratropen die stratosphärische Trockenheit die Kondensstreifenbildung in hohen Modellschichten im Jahresmittel stärker beschränkt als zu hohe Temperaturen in niedrigen Modellschichten, spielt in den Tropen die Temperaturregumentierung aufgrund der höher gelegenen Tropopause und der nach unten hin schnell zunehmenden Temperaturen eine wesentlich größere Rolle als die Feuchteregumentierung (siehe auch Abschnitt 5.6).

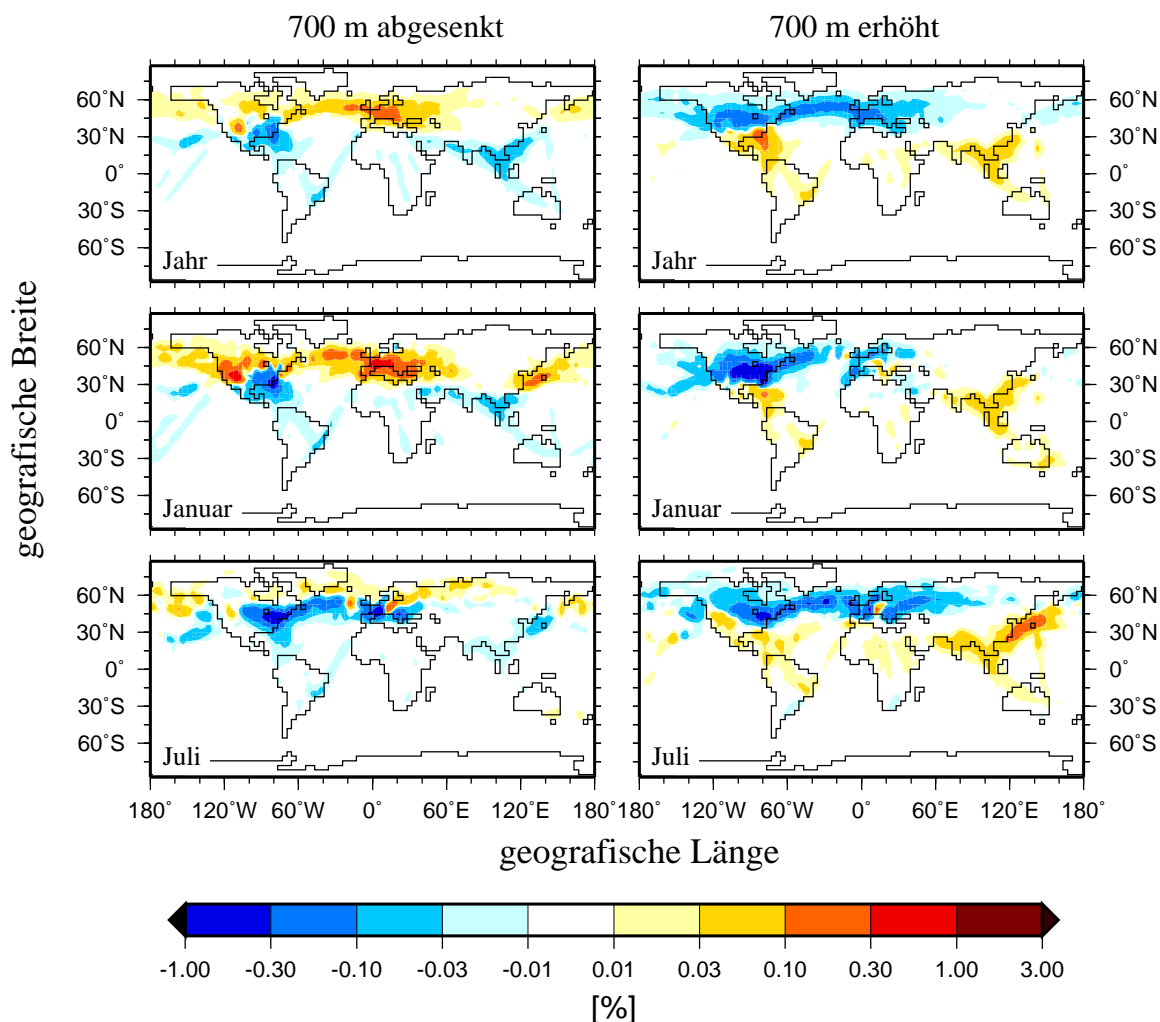


Abbildung 5.1: Veränderung der totalen sichtbaren Kondensstreifenbedeckung unter der Annahme einer hypothetischen Absenkung (links) bzw. Erhöhung (rechts) der Flugbewegungen um eine Modellschicht (etwa 700 m in den Hauptflugniveaus) zu verschiedenen Jahreszeiten. Dargestellt sind Differenzen zur Referenzsimulation.

Tabelle 5.2: Global gemittelte sichtbare bzw. gesamte totale Kondensstreifenbedeckung (in %) für verschiedene Jahreszeiten und verschiedene Sensitivitätsexperimente: die Referenzsimulation, Sensitivitätsexperimente mit um eine Modellschicht (rund 700 m) abgesenkten bzw. erhöhten Flugniveaus, sowie ein Sensitivitätsexperiment, bei dem geflogene Distanzen statt des Treibstoffverbrauchs als Maß für den Luftverkehr herangezogen wurden.

Experiment	Jahresmittel		Januar		Juli	
	sichtbar	gesamt	sichtbar	gesamt	sichtbar	gesamt
Referenzsimulation	0.06	0.10	0.05	0.09	0.04	0.06
700 m abgesenkt	0.06	0.09	0.06	0.09	0.03	0.05
700 m erhöht	0.06	0.10	0.05	0.09	0.04	0.06
geflogene Distanzen	0.05	0.08	0.05	0.08	0.03	0.04

Insgesamt reagiert die Kondensstreifenbedeckung in den Tropen am empfindlichsten auf eine Veränderung der mittleren Flughöhe: In der Region Thailand führt die Absenkung des Flugniveaus um 700 m im Jahresmittel zu einer relativen Abnahme des totalen Kondensstreifenbedeckungsgrads um etwa 60%, die Erhöhung des Flugniveaus um 700 m zu einer relativen Zunahme um rund 70%. Demgegenüber ergeben sich über Europa vergleichsweise geringe relative Veränderungen von rund 10% in beiden Fällen. Die deutlich ausgeprägte Sensitivität der südostasiatischen Kondensstreifenbedeckung gegenüber Veränderungen in der Flughöhe eröffnet gerade in dieser Region das größte Potenzial zur Vermeidung von Kondensstreifen bereits bei geringfügiger Absenkung der Flughöhen. Dieser Aspekt ist insbesondere in Anbetracht des für die Zukunft prognostizierten überproportionalen Wachstum des Flugverkehrsaufkommens in dieser Region beachtenswert. Einschränkend muss jedoch bemerkt werden, dass die Festlegung dezidierter Vermeidungsstrategien hohe Anforderungen an die Simulation des vertikalen Temperaturprofils stellt.

Die meisten der eben diskutierten Tendenzen erweisen sich im Jahresverlauf qualitativ als stabil, jedoch ist eine interessante Ausnahme zu nennen: Im nordatlantischen Flugkorridor zeigt sich bei Absenkung des Flugniveaus im Winter eine Zunahme, im Sommer dagegen eine Abnahme der Kondensstreifenbedeckung (Januar und Juli in Abbildung 5.1 links). Während die Kondensstreifenbildung in den Wintermonaten, genau wie im Jahresmittel, hauptsächlich durch die geringe Feuchtigkeit der Stratosphäre beschränkt ist, spielen in den Sommermonate offenbar die höheren troposphärischen Temperaturen eine entscheidendere Rolle. Im globalen Mittel ergibt sich bei einem um 700 m abgesenktem Flugniveau ebenfalls eine Zunahme der Kondensstreifenbedeckung und des resultierenden Strahlungsantriebs im Januar und eine Abnahme im Juli, also eine qualitative Veränderung des Jahresgangs (Tabelle 5.2 und Experimente (4) und (5) in Tabelle 5.7). Interessiert man sich allerdings lediglich für global und jährlich gemittelte Größen, sind Veränderungen in der Flughöhe in der hier angenommenen Größenordnung sowohl für den Bedeckungsgrad als auch für den Strahlungsantrieb weitgehend vernachlässigbar.

Das heißt jedoch nicht, dass in der Realität denkbare gravierendere räumliche Verlagerungen des Flugverkehrs auf andere Flugrouten (z.B. verstärkter Flugverkehr auf Polar Routen)

oder andere Höhenschichten (z.B. Überschall-Flugverkehr) nicht durchaus zu deutlichen Veränderungen hinsichtlich der globalen Klimawirkung von Kondensstreifen führen können. Schon eine stärkere Absenkung des Flugniveaus um 1800 m an Stelle von 700 m führen in den Modellsimulationen zu einer global gemittelten Abnahme der Kondensstreifenbedeckung und des zugehörigen Strahlungsantriebs um etwa 45%.

5.2.2 Geflogene Distanzen statt Treibstoffverbrauch

Anstelle des Treibstoffverbrauchs können ebenso geflogene Distanzen als Maß für die Luftverkehrsdichte herangezogen werden. Die Bevorzugung des Treibstoffverbrauchs bei der Konfiguration der Referenzsimulation liegt hauptsächlich darin begründet, dass dieser für das hier verwendete DLR-2-Kataster im Gegensatz zu den geflogenen Distanzen auch für Zukunftsszenarien (siehe Kapitel 6) zur Verfügung steht. Die Verwendung geflogener Distanzen anstelle des Treibstoffverbrauchs kann jedoch die simulierte regionale Verteilung der Kondensstreifenbedeckung verändern, da die Zusammensetzung der Flugzeugflotte – und damit auch der spezifische Treibstoffverbrauch pro geflogener Strecke – systematische regionale Unterschiede aufweist.

Zur Quantifizierung dieses Effekts wurde eine zusätzliche Klimamodellsimulation unter Verwendung eines Katasters geflogener Distanzen (DLR-2, Schmitt und Brunner, 1997) als Maß für

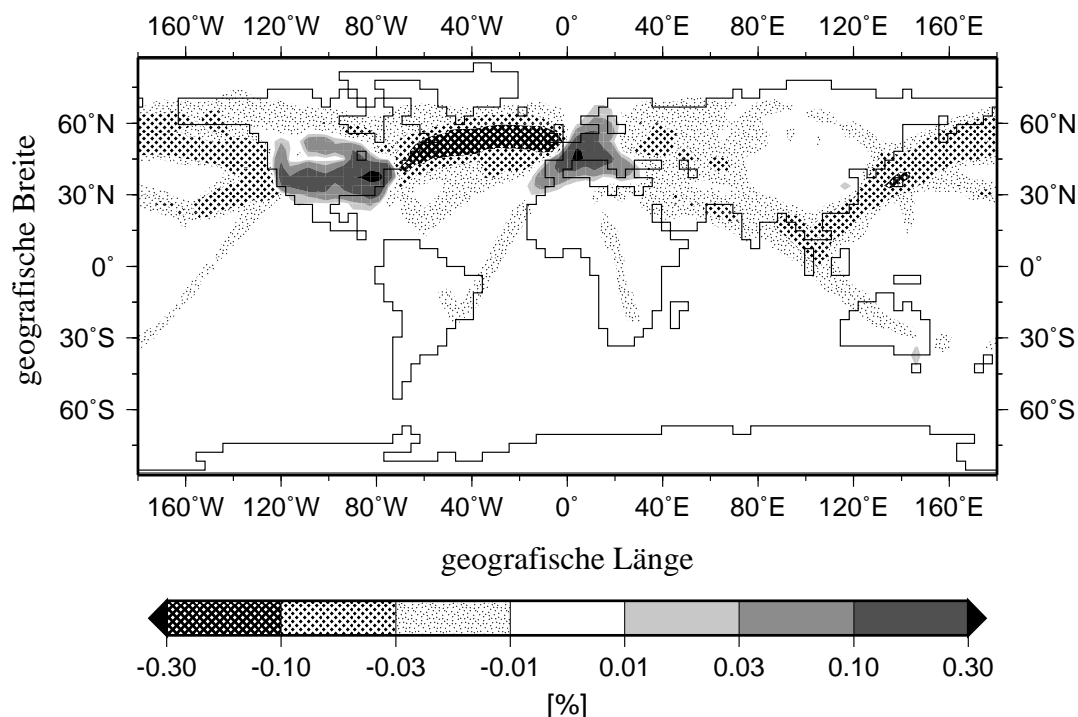


Abbildung 5.2: Veränderung der jährlich gemittelten, totalen sichtbaren Kondensstreifenbedeckung bei Verwendung von geflogenen Distanzen statt des Treibstoffverbrauchs als Maß für den Luftverkehr. Dargestellt sind Differenzen zur Referenzsimulation.

den Flugverkehr durchgeführt. Die sich ergebenden Veränderungen im Vergleich zur Referenzsimulation sind in Abbildung 5.2 dargestellt: Wie klar zu erkennen ist, führt die Verwendung der geflogener Distanzen anstelle des Treibstoffverbrauchs zu einer Zunahme der totalen Kondensstreifenbedeckung über Europa und den USA, was dadurch zu erklären ist, dass über diesen Regionen der Anteil an Kurzstreckenflügen vergleichsweise hoch ist und diese Flüge in der Regel mit kleinen Flugzeugen durchgeführt werden, deren spezifischer Treibstoffverbrauch unter dem durchschnittlichen spezifischen Treibstoffverbrauch der weltweiten Flugzeugflotte (etwa 7 kg/km, Schmitt und Brunner, 1997) liegt. In den Gebieten dagegen, in denen Langstrecken- bzw. Interkontinentalflüge mit großen Flugzeugen und hohem spezifischen Treibstoffverbrauch dominieren, erhält man eine Abnahme der Kondensstreifenbedeckung, so zum Beispiel im nordatlantischen Flugkorridor zwischen Europa und den USA oder auf der Flugroute zwischen USA und Südostasien.

Der global und jährlich gemittelte Kondensstreifenbedeckungsgrad sowie der Strahlungsantrieb verringern sich relativ gesehen um rund 10% (Tabelle 5.2 und Experiment (6) in Tabelle 5.7). Im tropischen Thailand ergibt sich sogar eine Verringerung um etwa 40%, was in Einklang steht mit Ergebnissen aus Berechnungen von Gierens et al. (1999).¹¹ Insgesamt bleibt festzuhalten, dass die Unterschiede in der regionalen Verteilung der Kondensstreifenbedeckung, die aus der Verwendung verschiedener Maße für den Luftverkehr resultieren, durchaus beachtlich sind. Die quantitativen regionalen Auswirkungen sind allerdings stark von der Wahl des Kalibrierungsgebiets abhängig: Würde die Modellkalibrierung beispielsweise statt in dem Gebiet von Bakan et al. (1994) in einem tropischen Gebiet durchgeführt, so würden dadurch die größten Veränderungen in der Kondensstreifenbedeckung in extratropische Regionen verlagert werden.

5.3 Mikrophysikalische Eigenschaften

In den bisher diskutierten Modellstudien wurden Kondensstreifen analog zu natürlichen Eiswolken behandelt, was die Größe und Gestalt ihrer Partikel angeht: Der effektive Partikelradius wurde als Parametrisierung des jeweiligen Eiswassergehalts (Heymsfield, 1977; McFarlane et al., 1992) berechnet, und die Partikelform wurde als asphärisch angenommen (siehe auch Abschnitt 2.4). Aufgrund der unterschiedlichen mikrophysikalischen Bildungsmechanismen von Kondensstreifen und natürlichen Zirren ist die Äquivalenz der Partikeleigenschaften jedoch keineswegs zwingend: Zum einen wird die Größe von Kondensstreifenpartikeln zumindest im anfänglichen Bildungsstadium von der Menge der im Flugzeugabgas enthaltenen Aerosole beeinflusst, zum anderen existieren aus Beobachtungen durchaus Hinweise auf eher sphärische Partikel in jungen Kondensstreifen (Brogniez et al., 1995; Schröder et al., 2000).

Um den Effekt derartiger Unsicherheiten in den Partikeleigenschaften auf den global gemittelten Strahlungsantrieb abzuschätzen, wurden Sensitivitätsstudien unter der Annahme sphärischer Kondensstreifenpartikel sowie für verschiedene effektive Radien durchgeführt. Effekte einer von der Sphärizität abweichenden Partikelgestalt werden im Klimamodell standardmäßig durch

¹¹Diese Berechnungen beruhen auf dem von Sausen et al. (1998) entwickelten Verfahren.

einen empirisch bestimmten Faktor von 0.91 erfasst, um den der Asymmetrieparameter reduziert wird (Roeckner, 1995; siehe auch Abschnitt 2.4). Das „Ausschalten“ dieses Korrekturfaktors ist somit im Modell gleichbedeutend mit der Annahme sphärischer Partikel. Wie entsprechende Modellsimulationen zeigen, wird der langwellige Strahlungsantrieb durch die veränderte Partikelgestalt nicht beeinflusst, während sich beim kurzwelligen Strahlungsantrieb eine betragsmäßige Verringerung von 1.4 auf 0.9 mW/m² (Experimente (1) und (7) in Tabelle 5.7) ergibt, wenn sphärische statt asphärische Kondensstreifenpartikel zugrunde gelegt werden. Dies steht in qualitativer Übereinstimmung mit Strahlungstransferrechnungen für Zirren (Meerkötter et al., 1999; Zhang et al., 1999). Da sich der Nettostrahlungsantrieb für sphärische Kondensstreifenpartikel im Vergleich zur Referenzsimulation um etwa 20% erhöht, stellt die mangelhafte Kenntnis der Partikelgestalt in Kondensstreifen einen nicht zu vernachlässigenden Unsicherheitsfaktor dar.

Der effektive Radius der Kondensstreifeneispartikel variiert in der Referenzsimulation innerhalb eines verhältnismäßig engen Bereichs zwischen 12.0 und 14.5 μm mit einem Mittelwert von 12.4 μm . Dieser Wert steht in Einklang mit modellierten Größenverteilungen (Strauss et al., 1997) sowie mit in Modellstudien angenommenen mittleren Partikelgrößen (Meerkötter et al., 1999; Minnis et al., 1999), er stellt jedoch trotzdem eine durch Beobachtungen schlecht abgesicherte Größe dar. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der effektive Radius in den Modellsimulationen einen „charakteristischen“ Wert der Partikelgrößenverteilung innerhalb eines Kondensstreifens repräsentiert, während In-situ-Messungen stichprobenhaft Aussagen über Partikelgrößenverteilungen liefern (Betancor Gothe und Graßl, 1993; Brogniez et al., 1995; Gayet et al., 1996; Duda et al., 1998; Betancor Gothe et al., 1999; Schröder, et al., 2000). Die Ableitung „charakteristischer“ effektiver Radien aus derartigen gemessenen Partikelgrößenverteilungen ist zwangsläufig mit einer gewissen Willkür verbunden, zumal die Genauigkeit der Häufigkeitsmessungen mit abnehmender Eisteilchengröße aufgrund existierender Detektionsschwellwerte deutlich abnimmt. Als weiteres Problem kommt hinzu, dass der effektive Radius von Eiskristallen (im Gegensatz zu dem flüssiger Tröpfchen) in der Literatur keine einheitlich definierte Größe ist (McFarquhar und Heymsfield, 1998; Wyser, 1998). Die Ursache hierfür liegt in der nicht-sphärischen, in der Regel nicht genau bekannten Gestalt von Eispartikeln. Ein einheitliches Konzept des effektiven Radius', das sowohl für flüssige Tröpfchen als auch für Eiskristalle unabhängig von der Partikelform Gültigkeit besitzt, wurde erst kürzlich von Mitchell (2002) vorgestellt.

Um den Einfluss der Unsicherheiten bezüglich der Größe von Kondensstreifenpartikeln auf den mittleren Strahlungsantrieb abzuschätzen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Modellsimulationen unter Annahme verschiedener, fest vorgegebener effektiver Radien zwischen 4 und 60 μm ¹² unter sonst identischen Simulationsbedingungen, insbesondere identischem Eiswasserpfad, durchgeführt. Die sich jeweils ergebenden global gemittelten langwelligen, kurzwelligen und Nettostrahlungsantriebe sind in Abbildung 5.3 in Abhängigkeit vom effektiven Radius dargestellt: In Übereinstimmung mit früheren Studien (z.B. Fu und Liou, 1993; Meerkötter et

¹²Die Gültigkeit der in E39 verwendeten Parametrisierungen der optischen Eigenschaften im Kurz- und Langwelligen scheint trotz der im Standardmodell enthaltenen Beschränkung auf Eispartikel $> 12 \mu\text{m}$ auch für kleinere Radien bis 4 μm zu gelten (B. Rockel, persönliche Mitteilung).

al., 1999) nimmt sowohl der langwellige als auch der kurzwellige Anteil mit abnehmender Partikelgröße zu. Der Nettostrahlungsantrieb zeigt dagegen ein Maximum im Bereich 9–12 μm , da der kurzwellige Albedoeffekt in Richtung sehr kleiner Partikelradien deutlich stärker zunimmt als der langwellige Effekt einer erhöhten Emissivität. In doppelt-logarithmischer Darstellung (Abbildung 5.3 rechts) zeigt der kurzwellige Strahlungsantrieb einen annähernd linearen Verlauf, während im langwelligen Anteil ein deutlich abflachender Kurvenverlauf im Bereich sehr kleiner Partikelgrößen erkennbar ist, der auf eine wenig veränderliche Emissivität in diesem Bereich hinweist.

Dieses nichtlineare Verhalten zwischen Nettostrahlungsantrieb und effektivem Partikelradius wurde bereits von Fu und Liou (1993), Fortuin et al. (1995) oder Zhang et al. (1999) gefunden. Diese Studien weisen auch auf die Möglichkeit negativer Nettostrahlungsantriebe von Zirruswolken hin, wenn diese besonders kleine Eispartikel enthalten. Allerdings setzt dies Eiswassergehalte von einigen 10 g/m^2 voraus, die in Kondensstreifen normalerweise nicht erreicht werden. Die zunehmende Dominanz des kurzwelligen über den langwelligen Strahlungsantrieb mit zunehmenden Eiswassergehalten lässt sich dadurch erklären, dass die langwellige Emissivität mit steigenden Eiswassergehalten bald ihren Maximalwert von 1 erreicht, während die kurzwellige Albedo gleichzeitig noch weit unterhalb von 1 liegt (Stephens und Webster, 1981; Fu und Liou, 1993). Mit zunehmendem Eiswassergehalt verschiebt sich der maximale Nettostrahlungsantrieb daher in Richtung größerer Effektivradien, was allerdings bei der Annahme eines lediglich verdoppelten Eiswassergehalts in den hier durchgeführten Klimamodellstudien nur andeutungsweise erkennbar ist (siehe Abbildung 5.3).

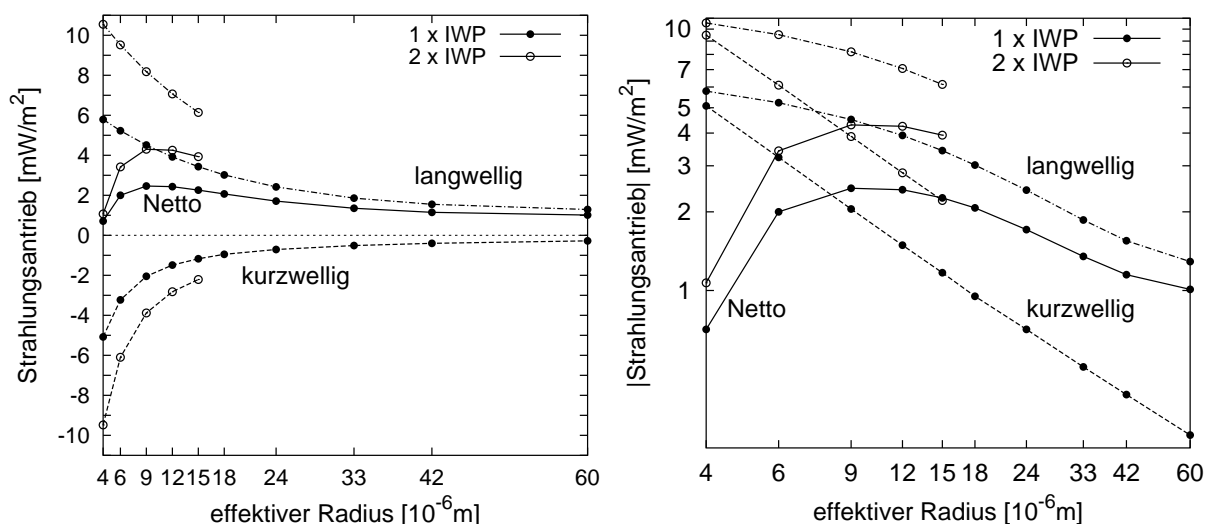


Abbildung 5.3: Global und jährlich gemittelter Strahlungsantrieb (langwellige, kurzwellige und Nettokomponente) von Kondensstreifen in E39 in Abhängigkeit vom effektiven Partikelradius asphärischer Partikel für vom Modell berechnete Eiswasserpfade (1 \times IWP) und verdoppelte Eiswasserpfade (2 \times IWP). Jeder Punkt stellt das Ergebnis einer 2-jährigen Modellsimulation dar. Links: lineare Achsen; Rechts: logarithmische Achsen (im Fall des kurzwelligen Strahlungsantriebs wurde der Betrag dargestellt, um negative Werte zu vermeiden).

Aus den Sensitivitätsstudien geht klar hervor, dass die Größe von Partikeln innerhalb eines Kondensstreifens einen deutlichen Einfluss auf den mittleren Strahlungsantrieb hat. Ob eine Verkleinerung oder Vergrößerung der mittleren Partikelradien (z.B. bei Veränderung der Partikelemissionscharakteristik im Abgasstrahl) zu einer Verringerung oder Erhöhung des Nettostrahlungsantriebs führt, lässt sich aufgrund dessen nichtlinearen Verlaufs nicht a priori angeben, sondern setzt eine genaue Kenntnis der quantitativen Partikelgröße im „Referenzfall“ voraus. Beispielsweise führen Simulationen unter der Annahme halbiertes bzw. verdoppelter effektiver Radien der Kondensstreifenpartikel zu einer Verringerung des Nettostrahlungsantriebs im Vergleich zur Referenzsimulation um 15% bzw. 25% (Experimente (8) und (9) in Tabelle 5.7). Der mittlere effektive Radius der Referenzsimulation liegt mit $12.4 \mu\text{m}$ im Bereich des Maximums des Nettostrahlungsantriebs und liefert somit hinsichtlich der Unsicherheiten bezüglich der Partikelgröße eher eine obere Abschätzung des global gemittelten Strahlungsantriebs.¹³

Der nichtlineare Verlauf des Nettostrahlungsantriebs hat noch eine weitere Konsequenz: Selbst wenn eine „typische“ oder „mittlere“ Größe von Kondensstreifenpartikeln exakt bekannt wäre, würde der Strahlungsantrieb bei Verwendung dieser Größe anstatt der zugrunde liegenden Größenverteilung in den Strahlungstransferrechnungen überschätzt werden, zumindest wenn die Größenverteilung einen weiten Bereich an Partikelgrößen, insbesondere sehr kleine Partikel, beinhaltet. Dies ist vor allem dann von Bedeutung, wenn die „charakteristische“ Partikelgröße in der Nähe des Maximums des Nettostrahlungsantriebs liegt. Allgemein bleibt festzuhalten, dass die Charakterisierung von Eiswolken durch effektive Partikelgrößen statt durch Größenverteilungen zu Ungenauigkeiten in den Strahlungstransferberechnungen führen kann (siehe auch Mitchell, 2002).

Über die bereits genannten Sensitivitätsexperimente hinaus wurde ein weiteres Sensitivitätsexperiment unter der Annahme einer fixen optischen Dicke aller Kondensstreifen von 0.3 und einem fixen effektiven Radius von $12 \mu\text{m}$ durchgeführt, was den im Rahmen der Strahlungstransferrechnungen von Minnis et al. (1999) angenommenen optischen Eigenschaften entspricht (Experiment (11) in Tabelle 5.7). Der in der Klimamodellsimulation berechnete global gemittelte Strahlungsantrieb beträgt 6.9 mW/m^2 (bzw. 10.7 mW/m^2 nach a-posteriori-Korrektur des langwelligen Strahlungsantriebs, siehe Abschnitt 2.6), was deutlich unter dem von Minnis et al. (1999) berechneten Wert von 17 mW/m^2 liegt, der auch von IPCC (1999) als beste Schätzung für den global gemittelten Strahlungsantrieb von Kondensstreifen angegeben wurde. Ein Teil der Diskrepanz ist hierbei auf den um etwa einen Faktor 1.3 höheren globalen Bedeckungsgrad in der Studie von Minnis et al. (1999) zurückzuführen, der verbleibende Unterschied zum Klimamodellergebnis erklärt sich höchstwahrscheinlich aus den unterschiedlichen Konzeptionen der beiden Modellstudien, wie z.B. Unterschieden in der Kondensstreifen-Wolken-Überlappung.

Ein weiterer interessanter Aspekt der Simulation mit fixierter optischer Dicke besteht darin, dass der berechnete Nettostrahlungsantrieb unterhalb des Wertes liegt, den man bei linearer Skalierung

¹³ Man beachte jedoch, dass dies eine Folge der speziell für Kondensstreifen gültigen Parameterkombination von Eiswassergehalt und effektivem Radius ist, die für die meist optisch wesentlich dickeren Zirren im Modell sicherlich nicht zutrifft.

rung des Strahlungsantriebs im Referenzexperiment mit dem Quotienten der mittleren optischen Dicken (0.3/0.08) erwarten würde. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei „Fixierung“ der optischen Dicke keine „unsichtbaren“ Kondensstreifen mehr existieren. Zwar ist deren Strahlungswirkung fast vernachlässigbar gering, doch stellt sich bei der Neukalibrierung ein sekundärer Effekt ein: Durch das im Vergleich zu anderen Regionen häufige Auftreten unsichtbarer Kondensstreifen in der Region der Modellkalibrierung ergibt sich bei der Neukalibrierung für fixierte optische Dicken ein um etwa 15% geringerer global gemittelter Bedeckungsgrad sichtbarer Kondensstreifen und somit ein entsprechend geringerer globaler Strahlungsantrieb.

5.4 Natürliche Wolken

Ein weiterer Unsicherheitsfaktor ist der Einfluss der natürlichen Bewölkung auf den Strahlungsantrieb von Kondensstreifen. Wolken beeinflussen sowohl die Albedo des Klimasystems als auch die effektive Strahlungstemperatur der Atmosphäre und verändern dadurch sowohl die kurz- als auch die langwellige Komponente des Strahlungsantriebs eventuell vorhandener Kondensstreifen (vgl. Abschnitt 2.5, Gleichungen 2.26 und 2.27). Eine möglichst korrekte Erfassung der zeitlichen und räumlichen Verteilung natürlicher Wolken, sowie deren relative Lage zu vorhandenen Kondensstreifen, ist somit ein wichtiger Aspekt bei Kondensstreifensimulationen.

Während in den bisher durchgeführten Studien mit hochwertigen Strahlungstransfermodellen natürliche Wolken entweder vollständig vernachlässigt (Meyer et al., 2002a) oder in Form von monatsgemittelten Wolkenfeldern vorgeschrieben wurden (Minnis et al., 1999), ist es mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten 3D-Klimamodellsimulationen möglich, eine zeitlich hochaufgelöste, dem jeweiligen Zustand der Atmosphäre angepasste Wolkenbedeckung zugrunde zu legen. Allerdings erlaubt es die verhältnismäßig grobe Wolkenparametrisierung von E39 nicht, unterschiedliche Annahmen bezüglich der vertikalen Überlappung von natürlichen Wolken und Kondensstreifen, oder gar den Einfluss von durchbrochener Bewölkung zu untersuchen. Für die Strahlungstransferrechnungen im Rahmen der Klimamodellsimulationen werden Wolken und Kondensstreifen innerhalb einer Gitterzelle als Teil einer „Gesamtbewölkung“ aufgefasst (siehe Abschnitt 2.4), für die dann maximal-zufällige Überlappung („maximum-random overlap“) in der gesamten Vertikalsäule angenommen wird (siehe Abschnitt 2.6).

In der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modellkonfiguration herrschen im langjährigen Mittel etwa in 6.5% aller kondensstreifenbedeckten Zeitschritte wolkenfreie Bedingungen, während in etwa 75% der Fälle natürliche Wolken in direkt angrenzenden Modellgitterzellen vorhanden sind. Situationen mit reiner Kondensstreifenbedeckung über tief liegenden Wolken (mit mindestens einer wolkenfreien Modellschicht zwischen Kondensstreifenunterseite und Wolkenobergrenze) finden sich in etwa 15% der Fälle. In wieweit derartige Häufigkeitsverteilungen „typischer“ Wolken-Kondensstreifen-Konstellationen der Realität entsprechen, lässt sich zum derzeitigen Wissensstand aus Mangel an hochaufgelösten 3D-Wolkenbeobachtungen nicht beantworten. Unabhängig davon ist es jedoch auf jeden Fall

wünschenswert, den Effekt von Modellannahmen bezüglich der Überlappung von Wolken und Kondensstreifen auf die mittlere Strahlungswirkung von Kondensstreifen zu untersuchen.

Das geeignetste Werkzeug für dezidierte Untersuchungen wären sicherlich Studien mit einem hochwertigen Strahlungstransfermodell. Eine grobe Abschätzung des Einflusses der natürlichen Bewölkung auf den Strahlungsantrieb von Kondensstreifen kann aber auch durch den Vergleich mit einer „clearsky“-Klimamodellsimulationen erfolgen: Der Strahlungsantrieb wird ohne Berücksichtigung von natürlichen Wolken, unter ansonsten aber völlig identischen atmosphärischen Bedingungen berechnet.¹⁴ Die geografische Verteilung des „clearsky“-

¹⁴Die Berechnung eines „clearsky“-Strahlungsantriebs ist im Rahmen der hier verwendeten Berechnungsweise des Strahlungsantriebs technisch möglich, ohne den für Klimarückkopplungen relevanten atmosphärischen Hintergrund (einschließlich Bewölkung) im Modell zu beeinflussen.

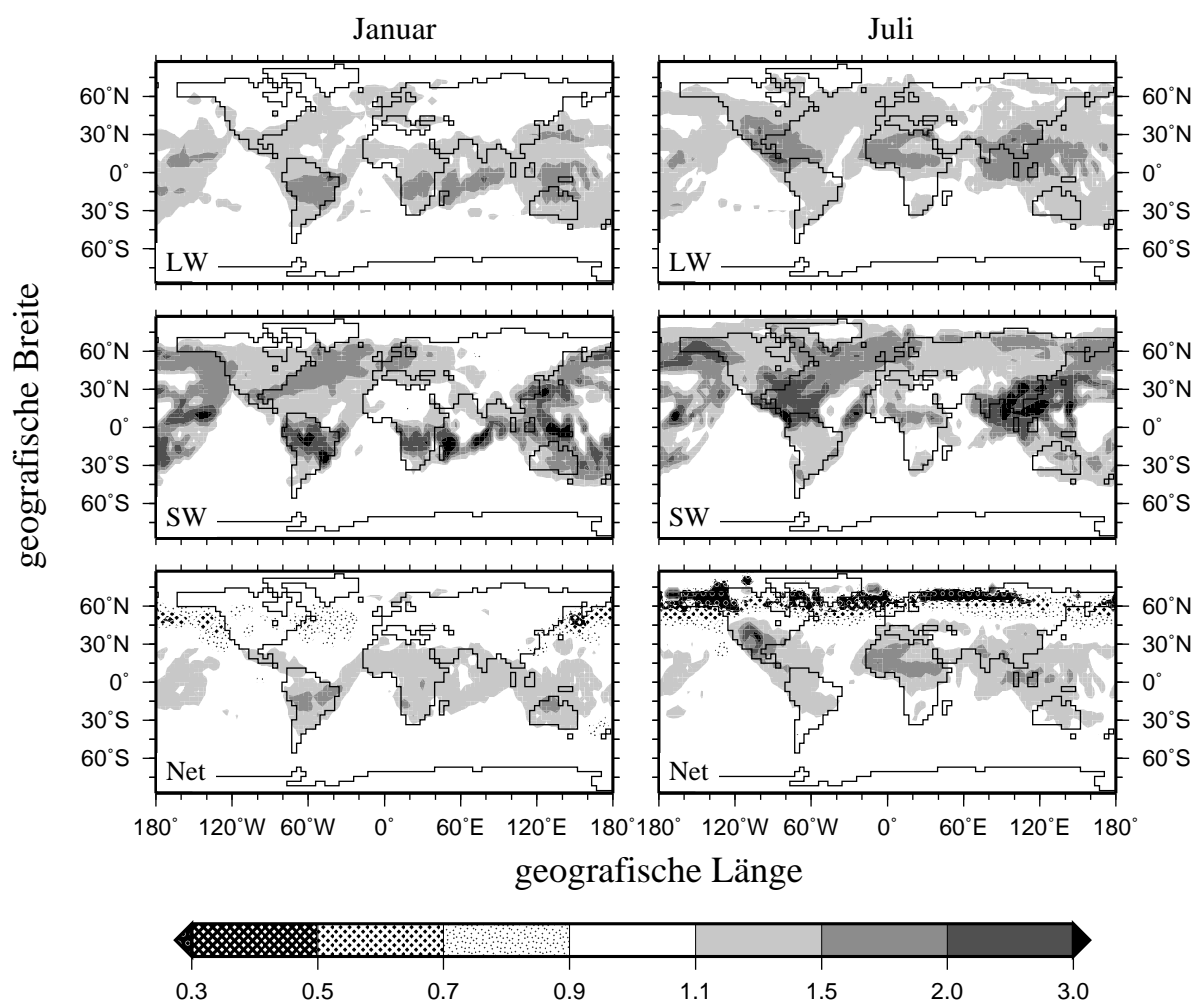


Abbildung 5.4: Quotient der langwelligen (LW), kurzwelligen (SW) und Nettostrahlungsantriebe (Net) ohne/mit Berücksichtigung natürlicher Wolken für Januar und Juli. Graue Einfärbung signalisiert eine lokale Zunahme, Musterung eine Abnahme der Strahlungswirkung bei Vernachlässigung der natürlichen Bewölkung in der „clearsky“-Modellsimulation im Vergleich zur Referenzsimulation, in der Wolken in Abhängigkeit von den Verhältnissen der Modellatmosphäre gebildet werden.

Tabelle 5.3: Jährlich gemittelter langwelliger (LW), kurzwelliger (SW) und Nettostrahlungsantrieb (Net) durch Kondensstreifen (in mW/m^2) in verschiedenen Gebieten für die Referenzsimulation und eine „clearsky“-Simulation, bei der für die Berechnung des Strahlungsantriebs keine natürlichen Wolken zugelassen werden. Die Werte in Klammern ergeben sich bei Korrektur des langwelligen Strahlungsantriebs um die 25%ige Unterschätzung (siehe Abschnitt 2.6).

Gebiet	Referenzsimulation			„clearsky“-Simulation		
	LW	SW	Net	LW	SW	Net
Welt	3.7 (4.9)	-1.4	2.3 (3.5)	4.6 (6.1)	-2.2	2.4 (3.9)
Bakan	21.8 (29.1)	-8.3	13.5 (20.8)	25.4 (33.9)	-12.4	13.0 (21.5)
Westeuropa	50.4 (67.2)	-18.6	31.8 (48.6)	60.4 (80.5)	-28.2	32.2 (52.3)
USA	46.2 (61.6)	-18.0	28.2 (43.6)	59.1 (78.8)	-28.2	30.9 (50.6)
Japan	12.2 (16.3)	-4.6	7.6 (11.7)	15.3 (20.4)	-8.1	7.2 (12.3)
Thailand	6.0 (8.0)	-1.5	4.5 (6.5)	8.5 (11.3)	-2.9	5.6 (8.4)

Strahlungsantriebs ist in Abbildung 5.4 relativ zur Referenzsimulation der vorliegenden Arbeit dargestellt. Zu erkennen ist, dass sich im wolkenfreien („clearsky“) Fall die Strahlungswirkung von Kondensstreifen sowohl im langwelligen als auch im kurzwelligen Bereich gegenüber dem Referenzexperiment erhöht, wobei die relativ stärksten Änderungen jeweils im Bereich der innertropischen Konvergenzzone liegen, wo der natürliche Wolkenbedeckungsgrad hoch ist. Auffällig ist eine stärkere relative Zunahme des kurzwelligen Strahlungsantriebs über Meer als über Landregionen gleicher geografischer Breite (z.B. Nordatlantik im Vergleich zur USA und dem Eurasischen Kontinent): Aufgrund der geringeren Albedo von ruhigen Wasserflächen verglichen mit Landoberflächen ist die Albedodifferenz zwischen Kondensstreifen und Wasserflächen systematisch höher als zwischen Kondensstreifen und Landflächen, so dass sich ein Fehlen natürlicher Wolken über Ozeanen besonders bemerkbar macht.

Da der kurzwellige Effekt einer verringerten Systemalbedo offenbar stärker ist als der langwellige Effekt einer höheren atmosphärischen Strahlungstemperatur (Abbildung 5.4 oben und Mitte), wird die Kompensation des (positiven) langwelligen und des (negativen) kurzwelligen Strahlungsantriebs bei Vernachlässigung natürlicher Bewölkung effizienter. Der hervorgerufene Trend im Nettostrahlungsantrieb ist dadurch nicht eindeutig: Während sich in den Modellrechnungen für den tropischen Bereich eine leichte Zunahme ergibt, ist in den nördlichen Extratropen eine Abnahme festzustellen, die in den Sommermonaten um 60°N am stärksten ausgeprägt ist (Abbildung 5.4 unten). Letzteres ist dadurch zu erklären, dass der kurzwellige Strahlungsantrieb bei den in dieser Region und dieser Jahreszeit vorherrschenden großen Zenitwinkeln und der langen Sonnenscheindauer besonders ausgeprägt ist.

In den hauptsächlich beflogenen Regionen der gemäßigten nördlichen Breiten fällt die relative Veränderung des Nettostrahlungsantriebs dagegen gering aus (Abbildung 5.4 unten), wodurch auch das jährliche Mittel in diesen Regionen im Vergleich zur Referenzsimulation nahezu unverändert bleibt (Tabelle 5.3). Im globalen Mittel ergeben sich 2.4 statt 2.3 mW/m^2 (bzw. 3.9 statt 3.5 mW/m^2 unter Berücksichtigung der nachträglichen Korrektur des langwel-

ligen Strahlungsantriebs). Dieses Ergebnis deutet darauf hin, dass der Einfluss der natürlichen Bewölkung auf den global gemittelten Nettostrahlungsantrieb von Kondensstreifen bei der derzeitigen räumlichen Verteilung des Luftverkehrs eher als gering einzustufen ist, da die stärkere relative Zunahme des kurzwelligen Strahlungsantriebs im Vergleich zum langwelligen bei der Vernachlässigung der natürlichen Bewölkung zu einer gewissen Stabilisierung des Nettoeffekts führt. Dieses Ergebnis lässt auch den Schluss zu, dass eventuelle Fehler bei der im Modell angenommenen Überlappung von Kondensstreifen und natürlichen Wolken bzw. anderen Kondensstreifen bei der Betrachtung des global gemittelten Nettostrahlungsantriebs quantitativ kaum ins Gewicht fallen dürften. Für die getrennte Betrachtung der langwelligen und kurzwelligen Komponenten sowie für regionale Betrachtung gilt diese Aussage allerdings nicht. Hier ist der Einfluss der natürlichen Bewölkung wesentlich bedeutender (siehe Abbildung 5.4).

5.5 Variable Meeresoberflächentemperaturen

In allen bisher beschriebenen Modellsimulationen wurden konstante mittlere Jahreszyklen der Meeresoberflächentemperaturen als unterere Randbedingung vorgeschrieben (siehe Abschnitt 3.1). Da lokale Meeresoberflächentemperaturen in der Realität jedoch langperiodischen zeitlichen Schwankungen unterworfen sind (beispielsweise im Rahmen von „El Niño“-Ereignissen), könnte auch die interannuale Variabilität des Bedeckungsgrads und der Strahlungswirkung von Kondensstreifen in den bisherigen Experimenten unterschätzt worden sein. Insbesondere gilt dies für den Bereich der Tropen, wo die interannuale Variabilität der Temperatur in der freien Troposphäre in deutlichem Maße von den Ozeantemperaturen beeinflusst wird (Abbildung 11 in Palmer, 1987).

Um den Einfluss der von Jahr zu Jahr variierenden Verteilungen der Meeresoberflächentemperaturen auf die Kondensstreifenbedeckung abzuschätzen, wurden einer zusätzlichen Klimamodellsimulation Meeresoberflächentemperaturen aus 16 Jahren „AMIP“-Beobachtungsdaten¹⁵ (1979–1994; Gates, 1992) anstelle eines immer wiederkehrenden mittleren Jahreszyklus¹⁵ zugrunde gelegt. In Tabelle 5.4 ist die über den 16-jährigen Simulationszeitraum gemittelte totale Kondensstreifenbedeckung der Referenzsimulation gegenübergestellt. Daraus geht hervor, dass die Unterschiede zwischen den beiden Simulationen in allen betrachteten Regionen sowohl für die Jahresmittelwerte als auch für die Januar- und Juli-Mittel vernachlässigbar gering sind.

Interessanter als der Effekt variabler Meeresoberflächentemperaturen auf langfristig gemittelte Bedeckungsgrade ist der Einfluss auf die Variabilität dieser Größe. Die interannuale Variabilität der monatsgemittelten totalen Kondensstreifenbedeckung während der 16-jährigen Simulation ist in Abbildung 5.5 für verschiedene Regionen in analoger Darstellungsweise zu Abbildung 3.7 gezeigt. Eine systematische Veränderung der Variabilität im Vergleich zum Referenzexperiment (Abbildung 3.7) ist für keines der betrachteten Gebiete mit bloßem Auge erkennbar. Auch ein Vergleich statistischer Varianzen der monatsgemittelten 3D-Bedeckungsgrade weist nicht auf eine systematisch höhere Variabilität der Kondensstreifenbedeckung aufgrund von variablen

¹⁵ AMIP: „Atmospheric Model Intercomparison Project“, siehe Fußnote 6 auf Seite 37.

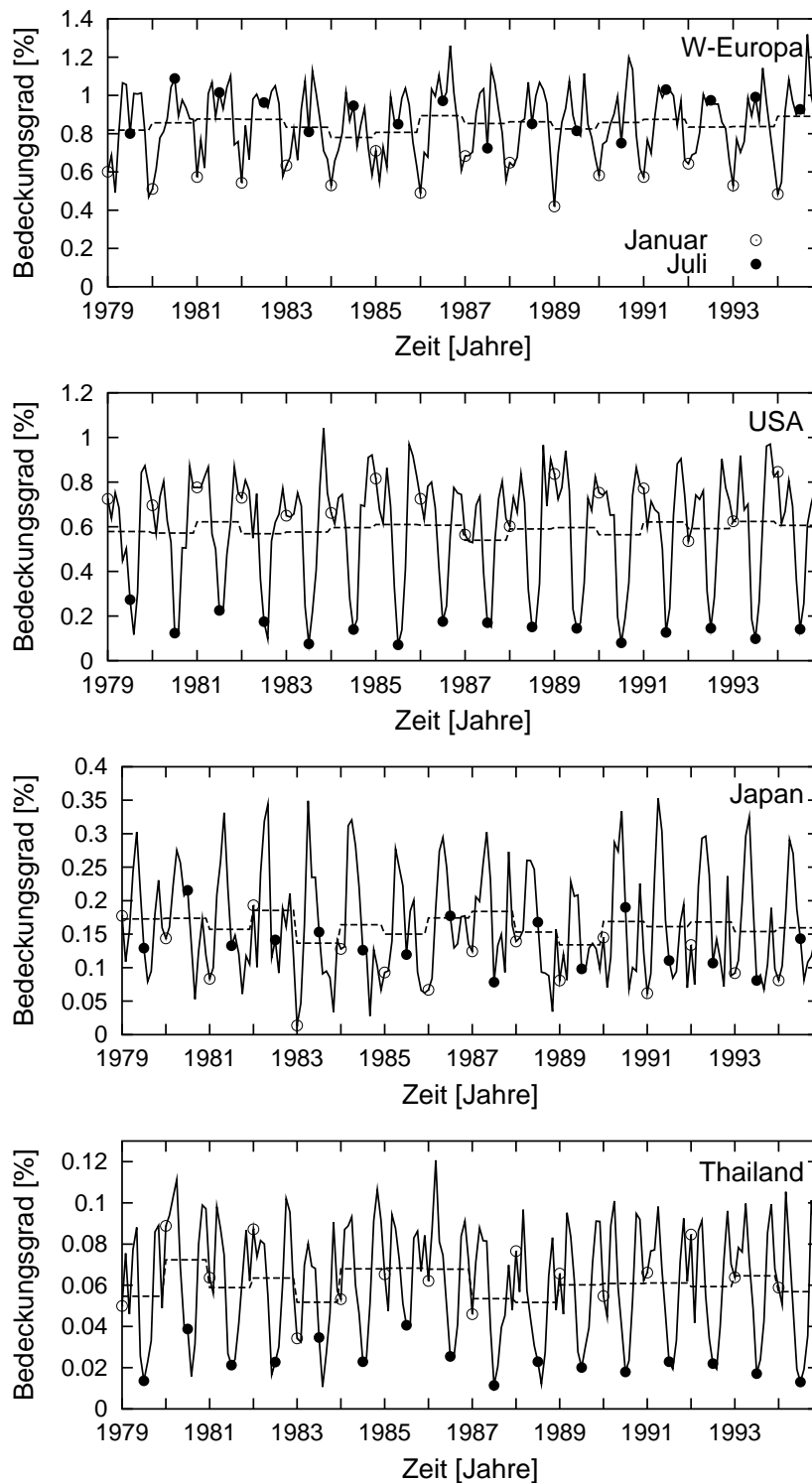


Abbildung 5.5: 16-jährige Zeitreihe der totalen sichtbaren Kondensstreifenbedeckung über verschiedenen Regionen für eine Modellsimulation, der variable Meeresoberflächentemperaturen zugrunde liegen („AMIP“-Beobachtungsdaten der Jahre 1979–1994). Durchgezogene Kurve: Monatsmittelwerte; Gestrichelte Kurve: Jahresmittelwerte; Leere Kreise: Januar-Mittelwerte; Ausgefüllte Kreise: Juli-Mittelwerte.

Tabelle 5.4: Jährlich gemittelte, totale sichtbare Kondensstreifenbedeckung (in %) im Jahr 1992 für verschiedene Gebiete. Aufgeführt sind Ergebnisse aus der Referenzsimulation sowie Ergebnisse einer Simulation, der variable Meeresoberflächentemperaturen eines 16-jährigen Beobachtungszeitraumes zugrunde liegen (AMIP).

Gebiet	AMIP-Simulation			Referenzsimulation		
	Jahresmittel	Januar	Juli	Jahresmittel	Januar	Juli
Welt	0.06	0.05	0.04	0.06	0.05	0.04
Bakan	0.38	0.25	0.41	0.37	0.26	0.40
Westeuropa	0.85	0.57	0.91	0.83	0.59	0.88
USA	0.59	0.71	0.14	0.61	0.72	0.16
Japan	0.16	0.11	0.14	0.17	0.10	0.15
Thailand	0.06	0.06	0.02	0.06	0.06	0.02

Meeresoberflächentemperaturen hin. Dies lässt den Schluss zu, dass die (durch diverse Einflussfaktoren verursachte) interne Variabilität der Kondensstreifenbedeckung über die durch variable Meeresoberflächentemperaturen induzierte Variabilität dominiert. Für die tropischen Gebiete ist dies zunächst ein verwunderliches Ergebnis, da sich die Varianz der Temperaturen in der oberen tropischen Troposphäre in den Modellsimulationen wie erwartet signifikant erhöht, wenn variable Meeresoberflächentemperaturen zugrunde gelegt werden. Um zu klären, warum die erhöhte Varianz der Temperatur sich nicht in der monatsgemittelten Kondensstreifenbedeckung niederschlägt, sind genauere Untersuchungen (v.a. Analysen von Einzelsituationen an Stelle von Gebiets- und Monatsmittelwerten) nötig, auf die jedoch im Rahmen dieser Arbeit verzichtet wurde.

Insgesamt ist festzuhalten, dass die interannuale Variabilität der Meeresoberflächentemperaturen einen vernachlässigbaren Einfluss auf die mittlere Kondensstreifenbedeckung (Tabelle 5.4), deren Varianz sowie den zugehörigen Strahlungsantrieb (Experiment (13) in Tabelle 5.7) ausübt. Im Rahmen von Kondensstreifensimulationen ist es deshalb in der Regel ausreichend, mittlere Jahreszyklen der Ozeantemperaturen vorzuschreiben.

5.6 Systematische Fehler im Modellklima

Die thermodynamische Bildung von Kondensstreifen hängt in der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Kondensstreifenparametrisierung im wesentlichen von der jeweiligen Temperatur- und Feuchtecharakteristik der Atmosphäre ab. Leider jedoch weicht das von E39 simulierte Klima, ähnlich wie in anderen derzeit existierenden Klimamodellen, in einigen Bereichen der Atmosphäre signifikant von Beobachtungen ab, so dass eine systematische Verfälschung simulierter regionaler Kondensstreifenbedeckungsgrade möglich ist. Um dies quantifizieren zu können, wurden „Offline“-Vergleichsstudien mit der bereits mehrfach erwähnten diagnostischen Berechnungsmethode von Sausen et al. (1998) durchgeführt, die im folgenden vorgestellt werden

sollen. Details sind auch in Marquart et al. (2003) zu finden.

Die Methode von Sausen et al. (1998) ähnelt weitgehend der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methode zur Berechnung der Kondensstreifenbedeckungsgrade. Im Gegensatz zu Klimamodellsimulationen können meteorologische Größen bei der Methode von Sausen et al. (1998) jedoch problemlos von außen („offline“) eingelesen werden. Deshalb ist diese Methode zur Abschätzung der Wirkung von Fehlern im Modellklima sehr gut geeignet. Zum Zweck der Fehlerabschätzung wurden im Rahmen der Diplomarbeit von Mager (2000) zwei verschiedene meteorologische Datensätze herangezogen: (1) 10 Jahre Reanalysedaten des ECMWF (ERA 1983–1992; Gibson et al., 1997), sowie (2) 10 Jahre Klimamodell Daten (1985–1994) aus einer transienten Simulation mit dem gekoppelten Atmosphären–Ozean–Modell ECHAM4/OPYC (Roeckner et al., 1999), der eine zeitliche Zunahme der Treibhausgase CO_2 , CH_4 , N_2O und Fluorchlorkohlenwasserstoffe nach dem vom IPCC entwickelten „Business-as-usual“-Szenario IS92a zugrunde liegt. In beiden Fällen wurden tägliche Werte von Temperatur und relativer Feuchte (jeweils um 12 Uhr UTC) über einen zehnjährigen Zeitraum zur Berechnung herangezogen.

Unter der Annahme, dass die ERA–Daten die „wahre“ Verteilung von Temperatur und relativer Feuchte in der Atmosphäre bereitstellen, ergeben sich die Fehler im Klima des atmosphärischen Zirkulationsmodells als Differenz zwischen klimatologischen Mitteln der ECHAM4/OPYC– und ERA–Daten. Abbildung 5.6 zeigt Temperatur- und Feuchtefehler in den Schichten 200 hPa und 250 hPa

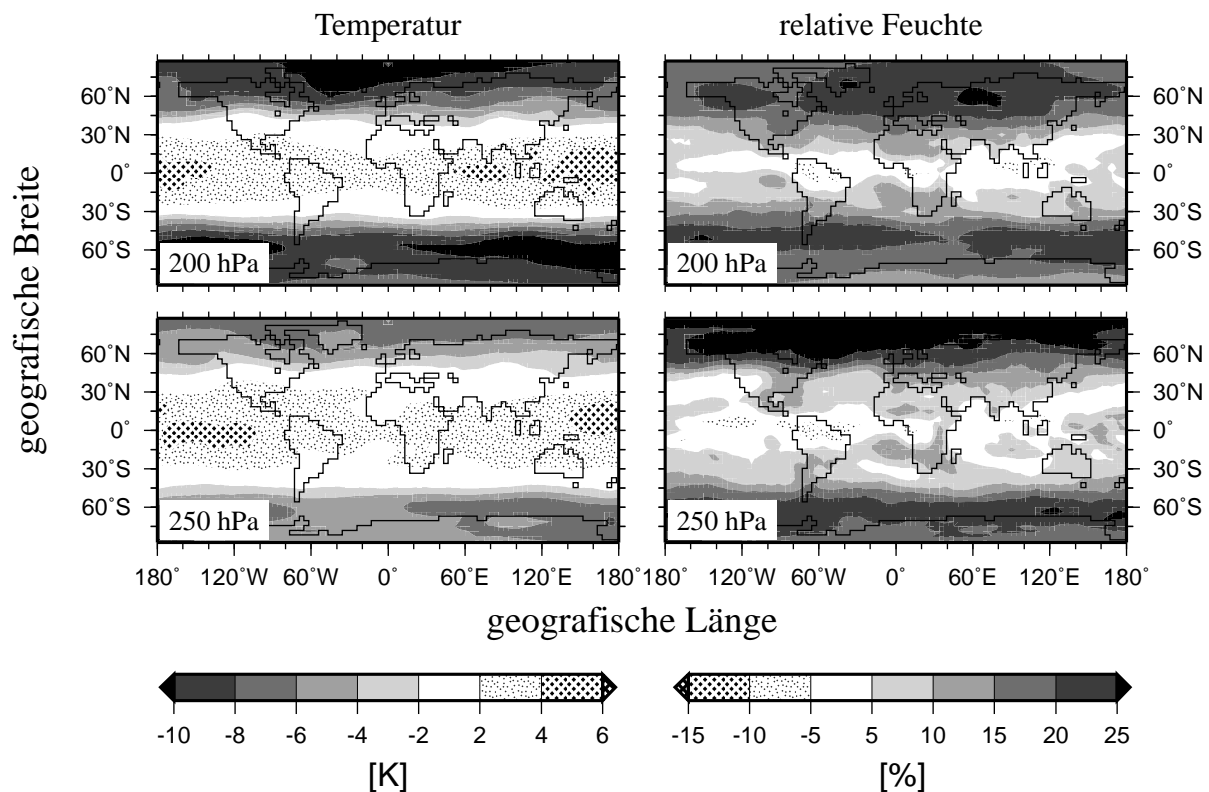


Abbildung 5.6: Differenz von 10-Jahresmittel der Temperatur und der relativen Feuchte bezüglich Eis zwischen ECHAM4/OPYC– und ERA–Daten in 200 hPa und 250 hPa.

und 250 hPa, die (zufälliger Weise) nicht nur den meist beflogenen Höhenbereich umfassen, sondern auch den Höhenbereich, in dem die Fehler im Modellklima am stärksten ausgeprägt sind. Der sogenannte „cold bias“ der atmosphärischen Temperaturen ist typischer Weise (siehe auch z.B. Boer et al., 1992; Gates et al., 1999) auf die Tropopausenregion polwärts von 40°N bzw. 40°S beschränkt und erreicht maximale Abweichungen von bis zu -12 K in 200 hPa über Grönland sowie über dem Rand der Antarktis (Abbildung 5.6 links). In der oberen Troposphäre der Tropen zeigt sich dagegen ein systematischer „warm bias“ von maximal 5 K über dem äquatorialen pazifischen Ozean. Die systematischen Fehler in der atmosphärischen Temperaturverteilung gehen einher mit Fehlern in der Verteilung der relativen Feuchte: In polaren Breiten liegt diese deutlich über den beobachteten Werten (Abbildung 5.6 rechts), weil die zu niedrigen Temperaturen zu einer geringeren statischen Stabilität in der oberen Troposphäre und somit zu einer höher gelegene Tropopause führen (Santer et al., 2003), was wiederum das Vordringen von Wasserdampf in höhere Atmosphärenschichten erleichtert. Der maximale Feuchtefehler von bis zu 30% relativer Feuchte wird in 250 hPa über der Arktis erreicht.

Wie sich die systematischen Fehler im Modellklima auf die totale Kondensstreifenbedeckung auswirken, ist in Abbildung 5.7 dargestellt, während in Tabelle 5.5 regionale Bedeckungsgrade für verschiedene Gebiete aufgeführt sind. Um einen unmittelbaren Vergleich zwischen den Berechnungen auf der Grundlage von ERA-Daten einerseits und ECHAM4/OPYC-Daten andererseits zu ermöglichen, wurde für beide Studien derselbe Kalibrierungsfaktor verwendet: In der Annahme, dass die ERA-Daten eine Beschreibung des „wahren“ Klimas sind, wurde die damit ermittelte Kondensstreifenbedeckung als Basisgröße gewählt und in der üblichen Weise an den Kondensstreifenbeobachtungen von Bakan et al. (1994) kalibriert. Dieser für die ERA-Daten bestimmte Kalibrierungsfaktor wurde auf die Berechnungen mit ECHAM4-Daten übertragen. Die Ergebnisse solcher nicht individuell kalibrierten Berechnungen werden im folgenden zur besseren Unterscheidung mit dem Zusatz „^{nk}“ gekennzeichnet.

Aus Abbildung 5.7 (oben) geht hervor, dass bei Verwendung der ECHAM4/OPYC-Daten die Bedeckungsgrade in den vom „cold bias“ betroffenen extratropischen Regionen (Bakan, Westeuropa, USA, Japan) überschätzt, in Südostasien (Thailand), das in der „warm bias“-Region lokalisiert ist, dagegen deutlich unterschätzt werden. Beispielsweise erkennt man nahezu eine Verdopplung der Kondensstreifenbedeckung in der Region von Bakan et al. (1994) sowie in Japan, während sie sich im tropischen Thailand mehr als halbiert (Tabelle 5.5).

Um die Effekte von Temperatur- und Feuchtefehler voneinander zu separieren, wurden weitere Offline-Rechnungen durchgeführt, wobei die Temperatur- bzw. relative Feuchtefelder der ECHAM4/OPYC-Simulation jeweils einzeln mit der mittleren Differenz zu den entsprechenden ERA-Feldern korrigiert wurden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen (ECHAM4^{nk}-off ΔT und ECHAM4^{nk}-off Δr) sind ebenfalls in Tabelle 5.5 aufgeführt und in Abbildung 5.7 dargestellt. Gleichzeitige Korrekturen von Temperatur- und Feuchtefeldern führen selbstverständlich auf die Bedeckungsgrade der ERA-off-Diagnostik.

Interessanter Weise führt die alleinige Temperaturkorrektur in den Gebieten Bakan, Westeuropa und Japan nur zu einer geringen Annäherung an die Ergebnisse der ERA-off-Rechnung (Abbildung 5.7 Mitte), während die alleinige Korrektur der relativen Feuchte den Fehler in der

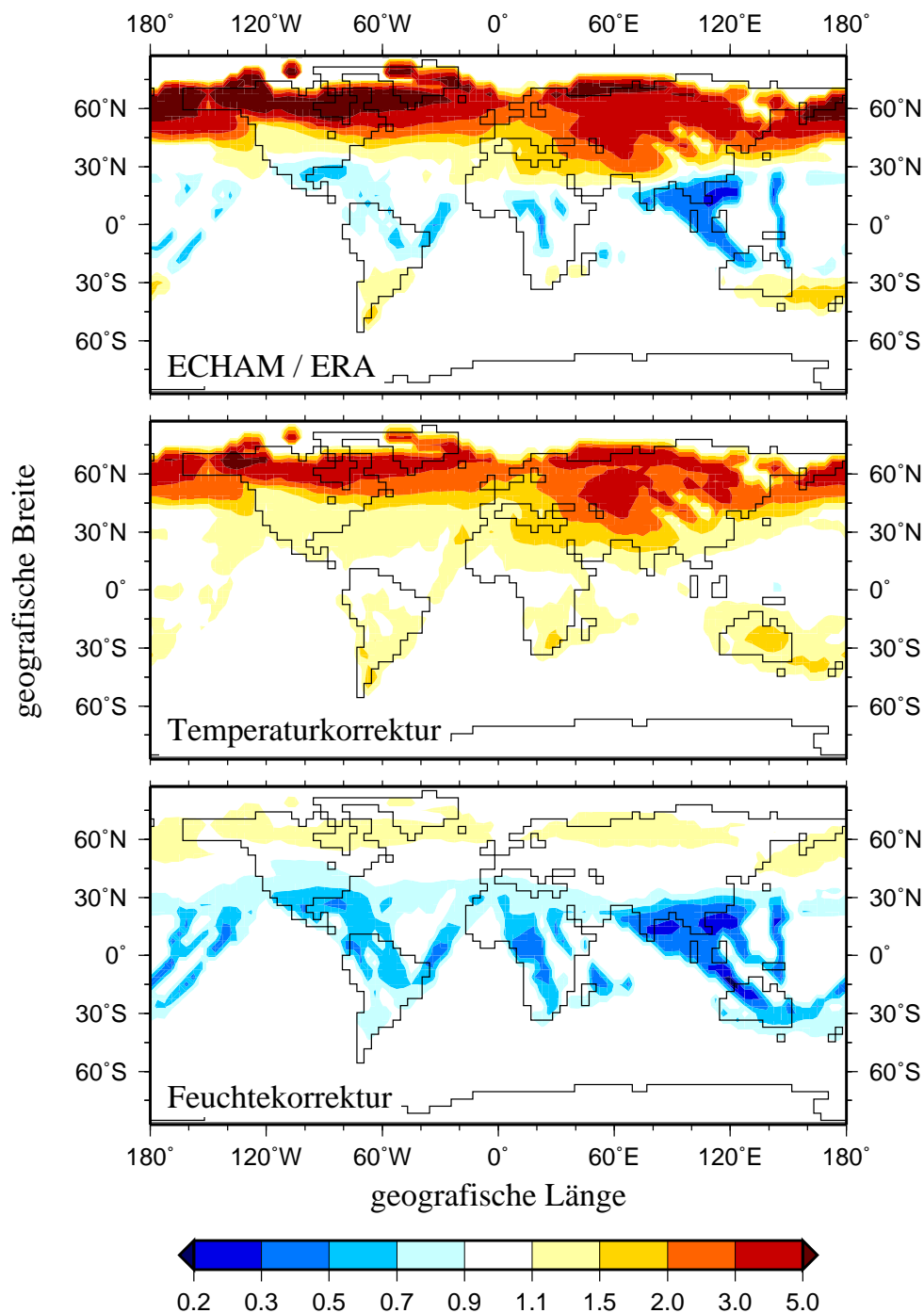


Abbildung 5.7: Quotienten der totalen Kondensstreifenbedeckung zwischen verschiedenen Offline-Szenarien. Für alle Berechnungen wurde derselbe Kalibrierungsfaktor verwendet. Oben: $\text{ECHAM4}^{nk}\text{-off} / \text{ERA-off}$; Mitte: $\text{ECHAM4}^{nk}\text{-off} \Delta T / \text{ERA-off}$; Unten: $\text{ECHAM4}^{nk}\text{-off} \Delta r / \text{ERA-off}$. Gelb- bzw. Rottöne signalisieren eine lokal höhere, Blautöne eine geringere Kondensstreifenbedeckung im Vergleich zu ERA-off.

Tabelle 5.5: Jährlich gemittelte totale Kondensstreifenbedeckung (in %) im Jahr 1992 für verschiedene Gebiete. Aufgeführt sind Ergebnisse aus Offline-Berechnungen unter Verwendung von Temperatur- und Feuchtedaten aus ECMWF-Reanalysen (ERA) bzw. ECHAM4/OPYC-Klimamodellsimulationen (ECHAM4), wobei für alle Berechnungen derselbe (der für ERA-off bestimmte) Kalibrierungsfaktor verwendet wurde. ΔT : Temperaturkorrektur; Δr : Feuchtekorrektur.

Gebiet	ERA-off	ECHAM4 ^{nk} -off	ECHAM4 ^{nk} -off ΔT	ECHAM4 ^{nk} -off Δr
Welt	0.07	0.10	0.10	0.05
Bakan	0.37	0.71	0.62	0.37
Westeuropa	0.88	1.53	1.39	0.87
USA	0.75	0.92	0.96	0.61
Japan	0.18	0.34	0.27	0.17
Thailand	0.12	0.05	0.13	0.04

Kondensstreifenbedeckung dort fast vollständig beseitigt (Abbildung 5.7 unten). Ähnliches gilt für alle Regionen nördlich von etwa 30°N. Dies lässt den Schluss zu, dass die Bildung von Kondensstreifen in nördlichen extratropischen Gebieten eher Feuchte- als Temperatur-reglementiert ist, was darauf hinweist, dass die Temperaturen dort in jedem Fall niedrig genug sind zur Kondensstreifenbildung.

Auch im Gebiet der USA ist die Korrektur der relativen Feuchte wesentlich wirksamer als die der Temperatur (Tabelle 5.5), allerdings kann die Kondensstreifenbedeckung der ERA-off-Diagnostik erst durch eine gleichzeitige Korrektur beider Klimaparameter reproduziert werden. Die numerische Wirkungslosigkeit der alleinigen Temperaturkorrektur ist darauf zurückzuführen, dass das Gebiet der USA im Norden vom „cold bias“, im Süden aber vom „warm bias“ betroffen ist und sich die dadurch bewirkten gegenläufigen Tendenzen in der Kondensstreifenbedeckung im Gebietsmittel nahezu aufheben.

Im südostasiatischen Raum (Thailand) dagegen führt die Temperaturkorrektur zu einer deutlichen Erhöhung der Kondensstreifenbedeckung und einer guten Annäherung an die Ergebnisse der ERA-off-Rechnung (Abbildung 5.7 Mitte). Die Feuchtekorrektur zeigt dagegen nur einen geringen Effekt, der die Übereinstimmung mit ERA-off sogar verschlechtert (Abbildung 5.7 unten). Bemerkenswert ist, dass der verhältnismäßig geringe „warm bias“ in den Tropen die Kondensstreifenbedeckung viel stärker beeinflusst als der wesentlich deutlicher ausgeprägte „cold bias“ in den Extratropen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die vergleichsweise hohen tropischen Temperaturen in der Nähe der Grenztemperatur zur Kondensstreifenbildung liegen, und somit eine geringe Änderung der Temperatur wesentlich stärker ins Gewicht fällt als in den nördlichen Extratropen, wo die Temperaturen die Grenztemperatur in der Regel deutlich unterschreiten.

Generell lässt sich festhalten, dass sich die Fehler im ECHAM4-Modellklima quantitativ um so stärker auswirken, je näher der thermodynamische Zustand der Atmosphäre den Grenzbedingungen der Kondensstreifenbildung kommt, was auch bedeutet, dass der Zusammenhang

Tabelle 5.6: Jährlich gemittelte totale Kondensstreifenbedeckung (in %) im Jahr 1992 für verschiedene Gebiete. Aufgeführt sind Ergebnisse aus Offline-Berechnungen unter Verwendung von Temperatur- und Feuchtedaten aus ECMWF Reanalysen (ERA-off) bzw. ECHAM4/OPYC-Klimamodellsimulationen (ECHAM4-off), sowie die totale sichtbare Kondensstreifenbedeckung der Referenzsimulation der vorliegenden Arbeit (E39-on). Die Werte in Klammern ergeben sich bei Vernachlässigung eines Sichtbarkeitsschwellwerts bei der Kalibrierung. Die Kalibrierung wurde jeweils individuell an Kondensstreifenbeobachtungen von Bakan et al. (1994) durchgeführt.

Gebiet	ERA-off	ECHAM4-off	E39-on
Welt	0.07	0.05	0.06 (0.05)
Bakan	0.37	0.37	0.37 (0.37)
Westeuropa	0.88	0.80	0.83 (0.82)
USA	0.75	0.48	0.61 (0.46)
Japan	0.18	0.18	0.17 (0.12)
Thailand	0.12	0.02	0.06 (0.04)

zwischen den Fehlern im Modellklima und der Kondensstreifenbedeckung in höchstem Maße nichtlinear ist. Wie die Offline-Studien zeigen, würde eine alleinige Korrektur des Temperaturfehlers in Klimamodellen durch „Nudging“-Techniken (z.B. Feichter und Lohmann, 1999) nicht unbedingt zu wesentlichen Verbesserungen bezüglich der simulierten Kondensstreifenbedeckung führen.

In Tabelle 5.6 sind die Ergebnisse der Offline-Berechnungen denen der Klimamodellsimulation mit E39 für die verschiedenen Gebiete gegenübergestellt. Im Gegensatz zu den bisher diskutierten Offline-Berechnungen (Tabelle 5.5) wurden nun alle Studien individuell kalibriert, um einen sinnvollen Vergleich der beiden Methoden untereinander (sowie mit Beobachtungen) zu ermöglichen. In allen im folgenden diskutierten Studien beträgt der Bedeckungsgrad in der Kalibrierungsregion von Bakan et al. (1994) somit 0.37%. Die individuelle Neukalibrierung hat allerdings zur Folge, dass jetzt Fehler in der Kondensstreifenbedeckung von der Kalibrierungsregion auf Gebiete außerhalb übertragen werden. Somit bewirkt die Neukalibrierung zwar eine Verbesserung der Ergebnisse für Kondensstreifenbedeckungsgrade in den nördlichen Extratropen, wo die Kondensstreifenbedeckung ohne Neukalibrierung überschätzt wird, jedoch eine Verschlechterung in tropischen Gebieten, wo die Kondensstreifenbedeckung bereits ohne Neukalibrierung unterschätzt wird. Beispielsweise ergibt der Vergleich der beiden Offline-Studien eine ganz erhebliche Unterschätzung der Kondensstreifenbedeckung in der Region Thailand um etwa einen Faktor 5 (Tabelle 5.6), teilweise aufgrund lokaler Temperaturfehler, teilweise aber auch aufgrund der künstlich induzierten Fehlerübertragung aus dem Kalibrierungsgebiet.

Vergleicht man die Offline-Berechnungen mit der E39-Referenzsimulation der vorliegenden Arbeit (hier bezeichnet als E39-on), so stellt man fest, dass die Resultate der Klimamodellsimulation in allen Regionen (außer Japan) zwischen den Ergebnissen der beiden Offline-Berechnungen liegen, die Übereinstimmung mit der ERA-off-Diagnostik in allen Regionen also „online“ besser ist als „offline“ (Tabelle 5.6). Hervorzuheben ist insbesondere die dreimal

höhere Kondensstreifenbedeckung in der Region Thailand im Vergleich zu ECHAM4-off.

Die Unterschiede in den Bedeckungsgraden zwischen ECHAM4-off und E39-on sind hauptsächlich auf Unterschiede in den Berechnungsverfahren zurückzuführen: Zunächst sei die höhere vertikale Auflösung in E39 genannt, was zu einer exakteren Höhenverteilung des Luftverkehrs und zu einer damit verbundenen realistischeren Erfassung der Regionen möglicher Kondensstreifenbildung führt.¹⁶ Von größerer Bedeutung ist jedoch, dass in den Klimamodellsimulationen zusätzlich zur rein thermodynamischen Möglichkeit einer Kondensstreifenbildung Kriterien wie Persistenz und „Sichtbarkeit“ von Kondensstreifen (siehe Abschnitte 2.3 und 3.1) berücksichtigt werden können. In der Offline-Berechnung hingegen können derartige Zusatzauspekte nicht berücksichtigt werden, da weder für die Beobachtungen noch in den archivierten ECHAM4/OPYC-Modelldaten Informationen über Eiswassergehalte und optische Dicken von Kondensstreifen zur Verfügung stehen. Insofern ist die im Rahmen der Klimamodellstudien verwendete Kondensstreifenparametrisierung konzeptionell der Offline-Methode von Sausen et al. (1998) überlegen. Verzichtet man im Rahmen der Klimamodellsimulation beispielsweise

¹⁶Während das Klimamodell in dem für den Flugverkehr relevanten Höhenbereich eine numerische Auflösung von etwa 20 hPa besitzt, berechnen Sausen et al. (1998) Bedeckungsgrade auf Druckflächen im Abstand von 50 hPa. Damit liegen in der Hauptflughöhe lediglich zwei (200 hPa und 250 hPa) an Stelle von vier Schichten. In beiden Fällen müssen die ursprünglichen Luftverkehrsdaten auf die jeweiligen Modellflächen umverteilt werden. Diese Umverteilung ist um so genauer, je feiner die vertikale Auflösung des Modells ist.

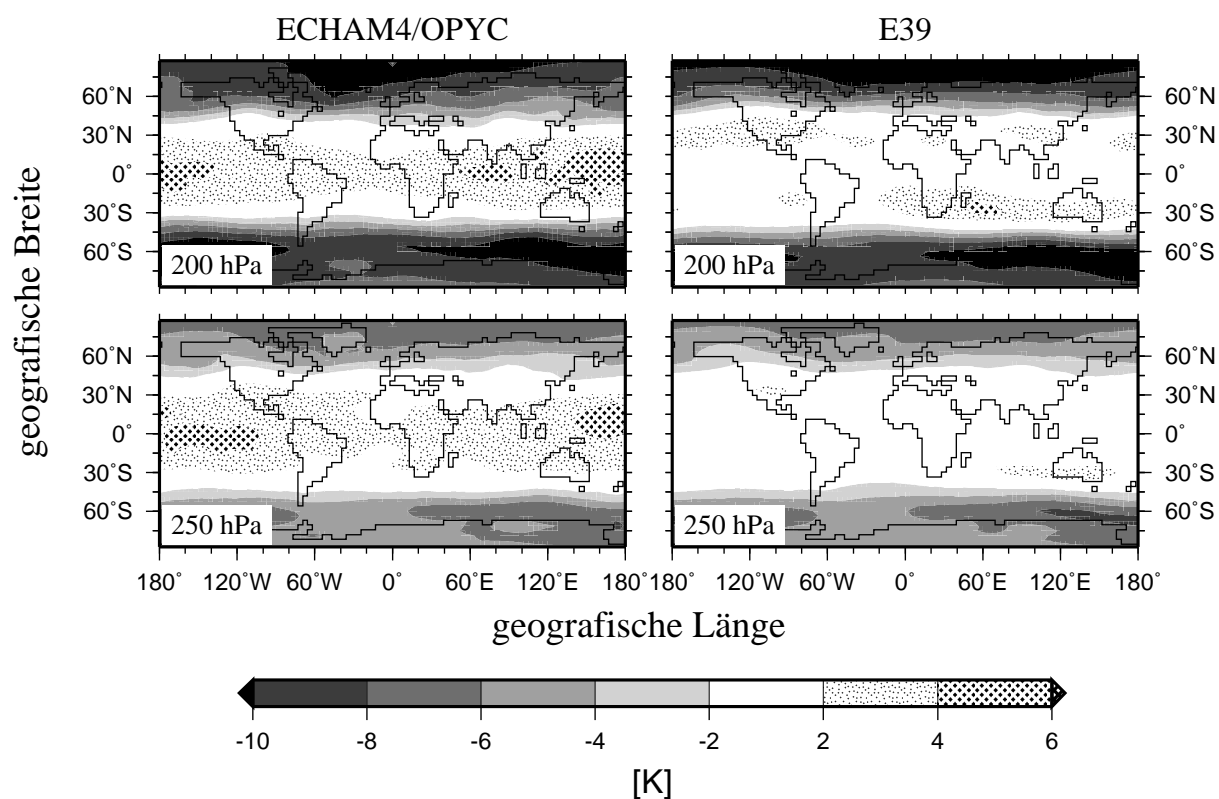


Abbildung 5.8: Differenz von 10-Jahresmitteln der Temperatur zwischen ECHAM4/OPYC- und ERA-Daten (links) sowie zwischen E39- und ERA-Daten (rechts) in 200 hPa und 250 hPa.

auf die Verwendung eines „Sichtbarkeitsschwellwerts“ bei der Kalibrierung, so verringert sich die Kondensstreifenbedeckung in Regionen, in denen die optische Dicke der Kondensstreifen durchschnittlich höher ist als in der Kalibrierungsregion, so dass sich die Ergebnisse denen der ECHAM4-off-Berechnung annähern (Tabelle 5.6, Werte in Klammern).

Weiterhin können Unterschiede in den Ergebnissen der Berechnungen ECHAM4-off und E39-on auch durch Unterschiede im meteorologischen Hintergrund hervorgerufen werden. Abbildung 5.8 zeigt exemplarisch die geografische Verteilung des Temperaturfehlers in 200 hPa und 250 hPa für ECHAM4/OPYC sowie die E39-Referenzsimulation der vorliegenden Arbeit. Obwohl die beiden Verteilungen in groben Zügen übereinstimmen, sind doch einige Unterschiede im Detail erkennbar: Der extratropische „cold bias“ ist im E39-Modell im Vergleich zu ECHAM4/OPYC (v.a. im 200 hPa-Niveau) Richtung höhere geografische Breiten verschoben, wodurch der Temperaturfehler in den vielbeflogenen mittleren Breiten tendenziell geringer ausfällt. Auffällig ist auch der geringere tropische „warm bias“ im E39-Modell. Dieser geringere Temperaturfehler in äquatornahen Regionen des E39-Modells stellt eine weitere Ursache für die bessere Übereinstimmung der simulierten Kondensstreifenbedeckung über der tropischen Thailand-Region mit der ERA-off-Rechnung dar (siehe Tabelle 5.6).

Der Vergleich der Berechnungen ERA-off und E39-on (Tabelle 5.6 und Abbildung 5.9) vermittelt einen Eindruck von den systematischen Fehlern in den regionalen Bedeckungsgraden, wie sie im Rahmen von Klimamodellsimulationen der vorliegenden Arbeit zu erwarten sind:

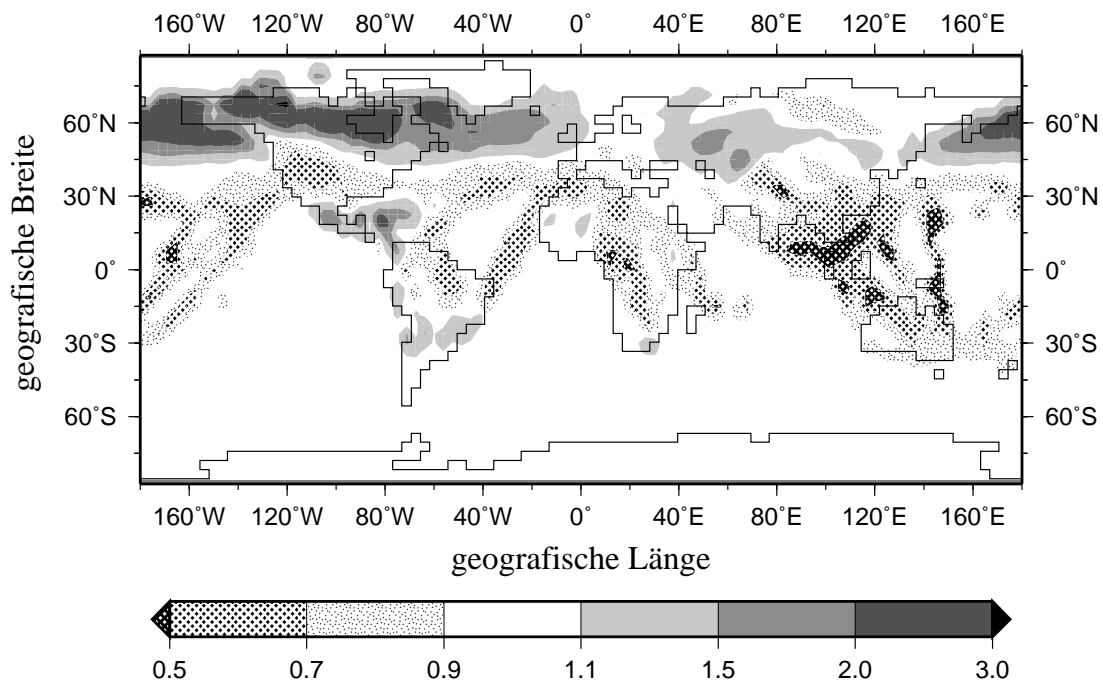


Abbildung 5.9: Quotient der totalen Kondensstreifenbedeckung zwischen E39-on und ERA-off. Beide Berechnungen wurden individuell an Beobachtungen von Bakan et al. (1994) kalibriert. Graue Einfärbung signalisiert eine lokal höhere, Musterung eine geringere Kondensstreifenbedeckung in der Klimamodellsimulation im Vergleich zu ERA-off.

Während die Abweichungen im europäischen Gebiet aufgrund der dort stattfindenden Kalibrierung vernachlässigbar sind, ergeben sich außerhalb der Kalibrierungsregion einerseits lokale Überschätzungen in hohen nördlichen Breiten, andererseits lokale Unterschätzungen in den Tropen (Abbildung 5.9). In den in Tabelle 5.6 aufgeführten Gebieten wird die Kondensstreifenbedeckung in den Simulationen tendenziell unterschätzt. Die gravierendste Unterschätzung ist für die Region Thailand erkennbar (Faktor 2), während die Übereinstimmung für alle anderen Regionen deutlich besser ist.

Trotz der eben präsentierten quantitativen Abgaben sollte diese Fehlerabschätzung primär als qualitative Tendenz verstanden werden. Quantitative Schlussfolgerungen würden dagegen implizieren, dass sowohl die meteorologischen ERA-Daten als auch die ERA-off-Diagnostik die „Wahrheit“ darstellen. Wie oben bereits erläutert, müssen jedoch die Offline-Berechnungen als konzeptionell niederwertig im Vergleich zu den Klimamodellberechnungen angesehen werden. Selbstverständlich könnten auch die ERA-Daten selbst systematisch fehlerbehaftet sein. Die gilt insbesondere für die Verteilung der relativen Feuchte in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre, da der Wasserdampfgehalt in diesem Höhenbereich von der Beobachtungsseite her noch beachtliche Unsicherheiten aufweist (z.B. Stephens et al., 1996; Peixoto und Oort, 1996; Ovarlez et al., 2000).

5.7 Zusammenfassung globaler Strahlungsantriebe

In diesem Abschnitt werden die globalen Mittel der in den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels bestimmten Strahlungsantriebe nochmals zusammengefasst (Tabelle 5.7). Außer den Jahresmitteln sind jeweils auch die Mittelwerte für Januar und Juli angegeben, die illustrieren, dass deren Kenntnis allein nicht zur Bestimmung des Jahresmittels ausreicht. Dies sollte vor allem bei der Interpretation von Kondensstreifenbeobachtungen beachtet werden.

Die global und jährlich gemittelten Nettostrahlungsantriebe der einzelnen Experimente variieren zwischen 1.7 (2.5) und 6.9 (10.7) mW/m^2 und sind somit alle niedriger als der Wert von 17 mW/m^2 , dem „best estimate“ des IPCC (1999). Selbst in der Simulation (11), die den vom IPCC angenommenen Randbedingungen konzeptionell am ähnlichsten ist, ergibt sich ein um knapp 40% niedrigerer Wert. Die Sensitivitätsexperimente illustrieren aber auch, dass die derzeitige Unsicherheit bezüglich der mittleren globalen Strahlungswirkung von linienförmigen Kondensstreifen immer noch beträchtlich ist, zumal die in den hier durchgeführten Sensitivitätsexperimenten getrennt untersuchten Einflussgrößen wenigstens teilweise gemeinsam auftreten und sich dadurch möglicher Weise gegenseitig verstärken können. Ein besonders hoher Strahlungsantrieb ergibt sich beispielsweise für die Kombination einer optischen Dicke von 0.3, sphärischer Kondensstreifenpartikel und einer durch systematische Fehler im Modellklima bedingten Unterschätzung des globalen Nettostrahlungsantriebs von 10% (siehe Abschnitt 5.6): Unter Annahme einer linearen Überlagerung der Einzeleffekte ergibt sich ein etwa um einen Faktor 4 höherer Nettostrahlungsantrieb als in der Referenzsimulation. Andererseits ist auch ein geringerer Strahlungsantrieb denkbar für „sehr große“ oder „sehr kleine“ Kondensstreifenpartikel (siehe Abbildung 5.3). Für mittlere effektive Radien von 24 μm und die Verwendung

Tabelle 5.7: Global gemittelter Strahlungsantrieb (in mW/m^2 ; korrigierte Werte in Klammern) für verschiedene Sensitivitätsexperimente. Die Veränderungen gegenüber dem Referenzexperiment sind jeweils angegeben. Bedingungen im Referenzexperiment: Kalibrierung auf einen sichtbaren Bedeckungsgrad von 0.37% im Gebiet von Bakan et al. (1994); Vernachlässigung des Tagesgangs des Luftverkehrs; Sichtbarkeitsschwellwert der optische Dicke 0.02; Treibstoffverbrauch als Maß für den Flugverkehr; asphärische Kondensstreifenpartikel; mittlerer effektiver Radius $12.4 \mu\text{m}$; Berücksichtigung natürlicher Wolken; mittlere Jahreszyklen der Meeresoberflächentemperaturen.

No.	Besonderheit	Mittelungszeit	langwellig	kurzwellig	Netto
1	Referenzlauf 1992	Jahr	3.7 (4.9)	-1.4	2.3 (3.5)
		Januar	3.3 (4.4)	-1.1	2.2 (3.3)
		Juli	2.9 (3.9)	-1.3	1.6 (2.6)
2	Berücksichtigung des Tagesgangs des Luftverkehrs	Jahr	3.8 (5.1)	-1.6	2.2 (3.5)
		Januar	3.3 (4.4)	-1.5	1.8 (2.9)
		Juli	2.9 (3.9)	-1.2	1.7 (2.7)
3	Sichtbarkeitsschwellwert der optischen Dicke 0.05	Jahr	9.7 (12.9)	-3.6	6.1 (9.3)
		Januar	8.5 (11.3)	-2.8	5.7 (8.5)
		Juli	7.9 (10.5)	-3.6	4.3 (6.9)
4	Um eine Modellschicht abgesenktes Flugniveau	Jahr	3.6 (4.8)	-1.4	2.2 (3.4)
		Januar	3.5 (4.7)	-1.2	2.3 (3.5)
		Juli	2.3 (3.1)	-1.1	1.3 (2.0)
5	Um eine Modellschicht erhöhtes Flugniveau	Jahr	3.5 (4.7)	-1.3	2.2 (3.4)
		Januar	2.9 (3.9)	-1.0	1.9 (2.9)
		Juli	2.8 (3.7)	-1.2	1.6 (2.5)
6	geflogene Distanzen als Maß für den Flugverkehr	Jahr	3.4 (4.5)	-1.3	2.1 (3.2)
		Januar	3.0 (4.0)	-1.0	2.0 (3.0)
		Juli	2.2 (2.9)	-1.0	1.2 (1.9)
7	sphärische Kondensstreifenpartikel	Jahr	3.7 (4.9)	-0.9	2.8 (4.0)
		Januar	3.3 (4.4)	-0.7	2.6 (3.7)
		Juli	2.9 (3.9)	-0.8	2.1 (3.1)
8	Effektivradius $6 \mu\text{m}$	Jahr	5.1 (6.8)	-3.2	1.9 (3.6)
		Januar	4.8 (6.4)	-2.7	2.1 (3.7)
		Juli	3.8 (5.1)	-2.8	1.0 (2.3)
9	Effektivradius $24 \mu\text{m}$	Jahr	2.4 (3.2)	-0.7	1.7 (2.5)
		Januar	2.2 (2.9)	-0.6	1.6 (2.3)
		Juli	1.9 (2.5)	-0.6	1.3 (1.9)
10	doppelter Eiswassergehalt	Jahr	6.9 (9.2)	-2.8	4.1 (6.4)
		Januar	6.5 (8.7)	-2.3	4.2 (6.4)
		Juli	5.0 (6.7)	-2.4	2.6 (4.3)
11	fixe optische Dicke 0.3 (nach IPCC, 1999)	Jahr	11.4 (15.2)	-4.5	6.9 (10.7)
		Januar	10.7 (14.3)	-3.5	7.2 (10.8)
		Juli	8.6 (11.5)	-4.0	4.6 (7.5)
12	keine natürliche Wolken („clearsky“)	Jahr	4.6 (6.1)	-2.2	2.4 (3.9)
		Januar	3.8 (5.1)	-1.7	2.2 (3.4)
		Juli	3.7 (4.9)	-2.0	1.7 (2.9)
13	variable Meeresoberflächentemperaturen	Jahr	3.7 (4.9)	-1.4	2.3 (3.5)
		Januar	3.2 (4.3)	-1.1	2.1 (3.2)
		Juli	2.8 (3.8)	-1.3	1.5 (2.5)

von geflogenen Distanzen als Maß für den Luftverkehr ergibt sich beispielsweise ein um etwa 35% geringerer Strahlungsantrieb als im Referenzexperiment.

Ein Großteil der Ungewissheit bezüglich des global gemittelten Nettostrahlungsantriebs von Kondensstreifen resultiert den Sensitivitätsstudien nach aus der derzeit ungenauen Kenntnis mikrophysikalischer Eigenschaften von Kondensstreifen, wie Eiswassergehalt, Partikelgröße und Partikelgestalt. Grobskalige Klimamodellrechnungen sowie Strahlungstransferstudien können somit nur dann nennenswert genauere Abschätzungen der Strahlungswirkung von Kondensstreifen liefern, wenn von Seiten der Messung oder der mikrophysikalischen Modellierung verlässlichere Eingabedaten zur Verfügung gestellt werden.

Kapitel 6

Zukunftsszenarien

6.1 Kondensstreifen in den Jahren 2015 und 2050

Allen bisher vorgestellten Simulationen lag das Luftverkehrsaufkommen des Jahres 1992 zugrunde. Die flugverkehrsinduzierte Beeinflussung der Atmosphäre und des Klimas hat seit diesem Zeitpunkt bis heute zunehmend an Bedeutung gewonnen und wird diesen Trend vermutlich auch in naher Zukunft aufrecht erhalten, da es sich beim Luftverkehr um einen im Vergleich zu anderen anthropogenen Emittentengruppen überproportional stark wachsenden Wirtschaftssektor handelt (IPCC, 1999). Mit einer Zunahme des Luftverkehrsaufkommens ist auch eine Zunahme der Kondensstreifenbedeckung zu erwarten. Allerdings spielen für die Veränderung der Kondensstreifenbedeckung auch Faktoren wie Fortschritte in der Triebwerkstechnologie oder systematische Veränderungen des Klimas eine Rolle.

Um die Wirkung von zukünftigen Veränderungen sowohl des Luftverkehrs als auch des Klimas auf den Bedeckungsgrad und die Strahlungswirkung von Kondensstreifen zu quantifizieren, wurden im Rahmen dieser Arbeit mehrere Simulationen für die Zeitscheiben¹⁷ 2015 und 2050 durchgeführt. Dabei wurden Klimaänderungen sowie Zunahmen im Luftverkehrsaufkommen und Verbesserungen in der Triebwerkstechnologie berücksichtigt. Als Maß für den Luftverkehr wurden dreidimensionale Treibstoffverbrauchskataster aus Prognosen für das Jahr 2015 (DLR-2-Datensatz; Schmitt und Brunner, 1997) und einer Projektion für das Jahr 2050 (FESG-Datensatz; Baughcum et al., 1998; FESG, 1998; IPCC, 1999) herangezogen. Aus den verschiedenen IPCC-Szenarien wurde der Spezialfall FESGa für die zukünftige Entwicklung von Flugverkehrsemissionen ausgewählt, der in Einklang steht mit dem vom IPCC entwickelten „Business-as-usual“-Szenario IS92a für die gesamten anthropogenen Emissionen.

Außer einer Zunahme des Luftverkehrsaufkommens erwartet man für die Zukunft auch Verbesserungen auf dem Gebiet der Triebwerkstechnologie, die zu einem höheren Gesamtwirkungsgrad η der Flugzeugflotte führen. Dadurch verringert sich zwar der spezifische Treibstoffverbrauch und somit die Emission von Verbrennungsprodukten, die Bildung von Kondensstreifen

¹⁷Zur Definition einer Zeitscheibe siehe Abschnitt 3.1.

wird jedoch durch die kühleren Flugzeugabgase begünstigt (Schumann, 2000; siehe auch Gleichung 2.8). In Analogie zur Vorgehensweise von Gierens et al. (1999) wurden den hier durchgeführten Simulationen Gesamtwirkungsgrade von 0.4 für 2015 und 0.5 für 2050 zugrunde gelegt.

Die vom Modell simulierte zukünftige Klimaänderung hängt von den vom IPCC prognostizierten Veränderungen der Konzentrationen der wichtigsten Treibhausgase in der Atmosphäre sowie von modellierten Veränderungen der Meeresoberflächentemperaturen ab. Nach dem oben bereits erwähnten „Business-as-usual“-Szenario IS92a steigen die atmosphärischen Konzentrationen an CO₂, CH₄ und N₂O von 1992 (353 ppmv CO₂, 1.72 ppmv CH₄, 310 ppbv N₂O) bis 2015 auf 405 ppmv CO₂, 2.05 ppmv CH₄ und 333 ppbv N₂O, und bis 2050 auf 497 ppmv CO₂, 2.79 ppmv CH₄ und 371 ppbv N₂O (IPCC, 1992). Zu erwähnen ist dabei, dass in den Simulationen die zu erwartende anthropogene Erhöhung der Aerosolbeladung der Atmosphäre vernachlässigt wurde. Somit stellt die berechnete zukünftige Klimaerwärmung eine obere Abschätzung dar, da Aerosole durch die Reflexion solarer Strahlung der globalen Erwärmung durch Treibhausgase entgegenwirken (z.B. Mitchell et al., 1995). Die den Modellsimulationen zugrunde gelegten Veränderungen der Meeresoberflächentemperaturen orientieren sich an der in Abschnitt 5.6 bereits erwähnten transienten Klimasimulation mit dem gekoppelten Atmosphären–Ozean–Modell ECHAM4/OPYC (Roeckner et al., 1999), dem ebenfalls die dem Szenario IS92a entsprechenden Zunahmen an Treibhausgasen zugrunde liegen.

Die Ergebnisse der Klimamodellsimulationen für die beiden zukünftigen Zeitebenen werden im folgenden Abschnitt vorgestellt. Danach folgt eine gesonderte Diskussion der Wirkung von systematischen Fehlern im Modellklima auf die für die Zukunft prognostizierten Kondensstreifenbedeckungsgrade. Dies ist deshalb von Bedeutung, weil sich das Hintergrundklima in den Szenarien mit der Zeit systematisch verändert, und die Wirkung systematischer Fehler im Modellklima auf die Kondensstreifenbedeckung prinzipiell nichtlinear vom Hintergrundklima abhängt.

6.1.1 Bedeckungsgrad, Strahlungsantrieb, optische Dicke

Die global gemittelten Bedeckungsgrade und Strahlungsantriebe, die sich für die verschiedenen Zukunftsszenarien ergeben, sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt und in Abbildung 6.1 in Abhängigkeit vom globalen jährlichen Treibstoffverbrauch grafisch veranschaulicht. Werden nur Veränderungen im Luftverkehrsaufkommen – unter Annahme eines sich nicht ändernden Klimas – berücksichtigt („ $\eta=0.3$; Klima 1992“ in Abbildung 6.1), ist die Zunahme des Strahlungsantriebs in guter Näherung linear abhängig vom jährlichen Treibstoffverbrauch (Abbildung 6.1 rechts). Beim totalen Bedeckungsgrad sind geringe „Sättigungseffekte“ erkennbar (Abbildung 6.1 links), was auf die Annahme maximal-zufälliger Überlappung bei der Ermittlung des totalen Bedeckungsgrads zurückzuführen ist, die bewirkt, dass der totale Bedeckungsgrad um so mehr von der Summe der Bedeckungsgrade der einzelnen Schichten abweicht, je höher die schichtspezifischen Bedeckungsgrade sind.

Bei zusätzlicher Berücksichtigung von Verbesserungen in der Triebwerkstechnologie („ η varia-

Tabelle 6.1: Jährlich und global gemittelte, totale sichtbare Kondensstreifenbedeckung und Strahlungsantrieb (Langwellig (LW) / Kurzwellig (SW) / Netto (Net)) für die Zeitebenen 1992, 2015 und 2050. Angegeben ist auch der jeweilige jährliche Treibstoffverbrauch (in Tg/a). Je nach Simulationen sind zukünftige Änderungen des Luftverkehrsaufkommens, Verbesserungen des Gesamtwirkungsgrads η der Flugzeugflotte sowie Klimaänderungen berücksichtigt. In Klammern sind die um die 25%ige Unterschätzung des langwelligen Strahlungsantriebs korrigierten Werte angegeben (siehe Abschnitt 2.6).

Jahr	Treibstoff [Tg/a]	η	Klima-änderung	Bedeckung [%]	LW [mW/m ²]	SW [mW/m ²]	Net
1992	112	0.3	–	0.06	3.7 (4.9)	-1.4	2.3 (3.5)
2015	271	0.3	nein	0.13	8.6 (11.5)	-3.1	5.5 (8.4)
		0.4	nein	0.15	10.1 (13.5)	-3.7	6.4 (9.8)
		0.4	ja	0.14	9.8 (13.1)	-3.7	6.1 (9.4)
2050	471	0.3	nein	0.23	14.7 (19.6)	-5.3	9.4 (14.3)
		0.5	nein	0.28	20.2 (26.9)	-7.4	12.8 (19.5)
		0.5	ja	0.22	15.5 (20.7)	-5.9	9.6 (14.8)
10×2050	4710	0.5	nein	2.08	181 (241)	-64	117 (177)

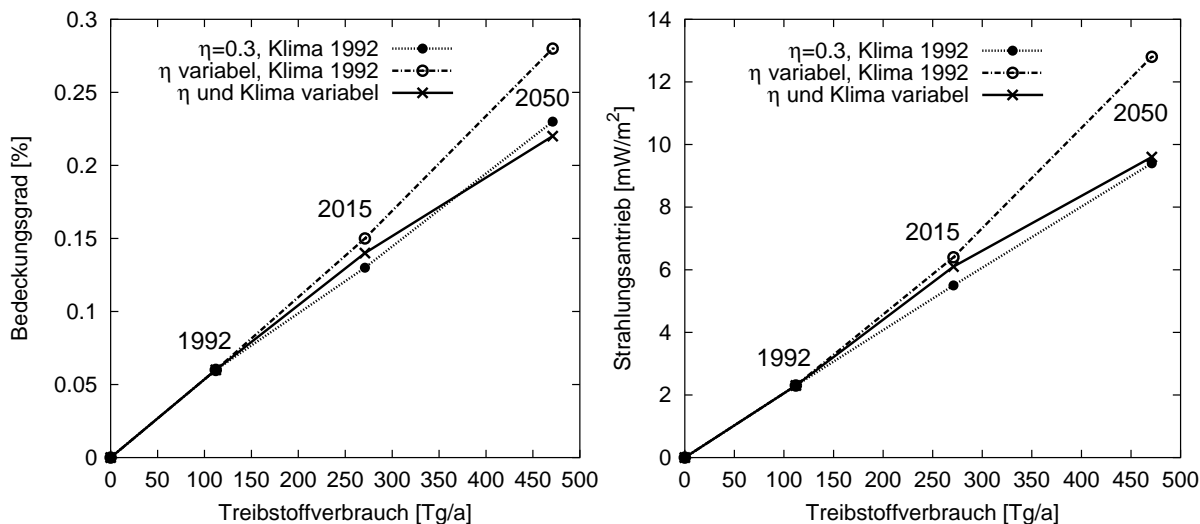


Abbildung 6.1: Jährlich und global gemittelte, totale sichtbare Kondensstreifenbedeckung (links) und Nettostrahlungsantrieb (rechts) für die Zeitebenen 1992, 2015 und 2050, dargestellt in Abhängigkeit vom jährlichen globalen Treibstoffverbrauch. In den Simulationen sind zukünftige Änderungen des Luftverkehrsaufkommens, ggf. Verbesserungen des Gesamtwirkungsgrads η der Flugzeugflotte, sowie ggf. Klimaänderungen berücksichtigt.

bel; Klima 1992“) ergibt sich aufgrund tendenziell kühlerer Flugzeugbgase eine stärkere Zunahme des Strahlungsantriebs von 2.3 (3.5) mW/m² im Jahr 1992 auf 6.4 (9.8) mW/m² im Jahr 2015 und 12.8 (19.5) mW/m² im Jahr 2050. Werden außerdem noch zukünftige Klimaänderungen in die Berechnungen miteinbezogen („ η und Klima variabel“), so ergibt sich wiederum eine geringere Zunahme des Strahlungsantriebs auf 6.1 (9.4) mW/m² im Jahr 2015 und 9.6 (14.8) mW/m² im Jahr 2050, was etwa eine Vervierfachung des Strahlungsantriebs von 1992 bis 2050 bedeutet. Der totale Kondensstreifenbedeckungsgrad nimmt dabei von 0.06% im Jahr 1992 auf 0.14% im Jahr 2015 und 0.22% im Jahr 2050 zu. Wie aufgrund der Ergebnisse aus der Referenzsimulation für das Jahr 1992 (siehe Abschnitt 3.4) zu erwarten, liegt auch der für die Zukunftsszenarien simulierte Strahlungsantrieb deutlich unter den Abschätzungen des IPCC (1999) von 100 mW/m².

Ein verbesserter Gesamtwirkungsgrad der Flugzeugflotte führt über einen erhöhten Bedeckungsgrad generell zu einem höheren Strahlungsantrieb, während die Klimaänderung global eine Erniedrigung des Strahlungsantriebs bewirkt. Zufälliger Weise kompensieren sich diese beiden gegenläufigen Effekte im Jahr 2050 fast exakt (Abbildung 6.1). Bei weiterem Anwachsen des Flugverkehrsaufkommens über das Jahr 2050 hinaus wird der durch die Kondensstreifen hervorgerufene Strahlungsantrieb selbstverständlich irgendwann einer Sättigung entgegenstreben. Allerdings führt eine künstliche Verzehnfachung des Flugverkehrsaufkommens im Vergleich zu 2050 in einer entsprechenden Modellsimulation zu einer Erhöhung des Strahlungsantriebs um den Faktor 9.1 und somit erst zu einer geringen Abweichung von der Linearität (Tabelle 6.1).

Außer den global gemittelten Veränderungen sind auch regionale Veränderungen interessant, da sowohl die künftige Zunahme des Luftverkehrs als auch die zu erwartende Klimaänderung deutliche geografische Unterschiede aufweisen. Abbildung 6.2 zeigt die zu erwartende Veränderung der totalen Kondensstreifenbedeckung relativ zu 1992, wenn sowohl Klima- als auch Verkehrsänderungen berücksichtigt werden (kl·vk; Abbildung 6.2 oben), sowie die Aufspaltung des Gesamteffekts in einen reinen Verkehrseffekt (vk, Abbildung 6.2 Mitte) und einen reinen Klimaeffekt (kl, Abbildung 6.2 unten). Als Gesamteffekt (Abbildung 6.2 oben) zeigt sich fast überall eine deutliche Zunahme der Kondensstreifenbedeckung, die hauptsächlich auf die Veränderungen im Luftverkehr zurückzuführen ist (Abbildung 6.2 Mitte). Die relativ stärkste Zunahme ist im Bereich Südostasien sowie den Flugrouten von dort nach Amerika und Europa zu erkennen, was auf der besonders starken prognostizierten Zunahme des Luftverkehrsaufkommens in diesen Regionen beruht. Allerdings wird der reine Verkehrseffekt gerade in den tropischen Gebieten abgeschwächt durch den Effekt eines sich zunehmend erwärmenden Klimas (Abbildung 6.2 unten).

Dass der Klimaeffekt sich vor allem in den Tropen auf die Kondensstreifenbedeckung auswirkt, ist darauf zurückzuführen, dass dort die Temperatur in den für den Flugverkehr relevanten Höhenschichten stärker zunimmt als in den extratropischen Gebieten: Zwischen 30°N und 30°S werden in der Hauptflughöhe Temperaturanstiege bis zu 5 K im Zeitraum zwischen 1992 und 2050 simuliert (Abbildung 6.3, siehe auch Abbildung 11a in Roeckner et al., 1999). Dazu kommt, dass die Kondensstreifenbildung in den Tropen ziemlich sensibel auf geringe Tempe-

aturveränderungen reagiert, da die tropischen Temperaturen in der oberen Troposphäre in der Nähe der Grenztemperatur der Kondensstreifenbildung liegen (siehe Abschnitt 5.6).

In Tabelle 6.2 sind die totalen Kondensstreifenbedeckungsgrade, die sich für die verschiedenen Zukunftsszenarien in verschiedenen Regionen ergeben, zusammengestellt. Auch daran wird nochmals deutlich, dass sich zukünftige Klimaänderungen am stärksten auf die Kondensstreifenbedeckung in den Tropen auswirken: In der Region Thailand beispielsweise verringert

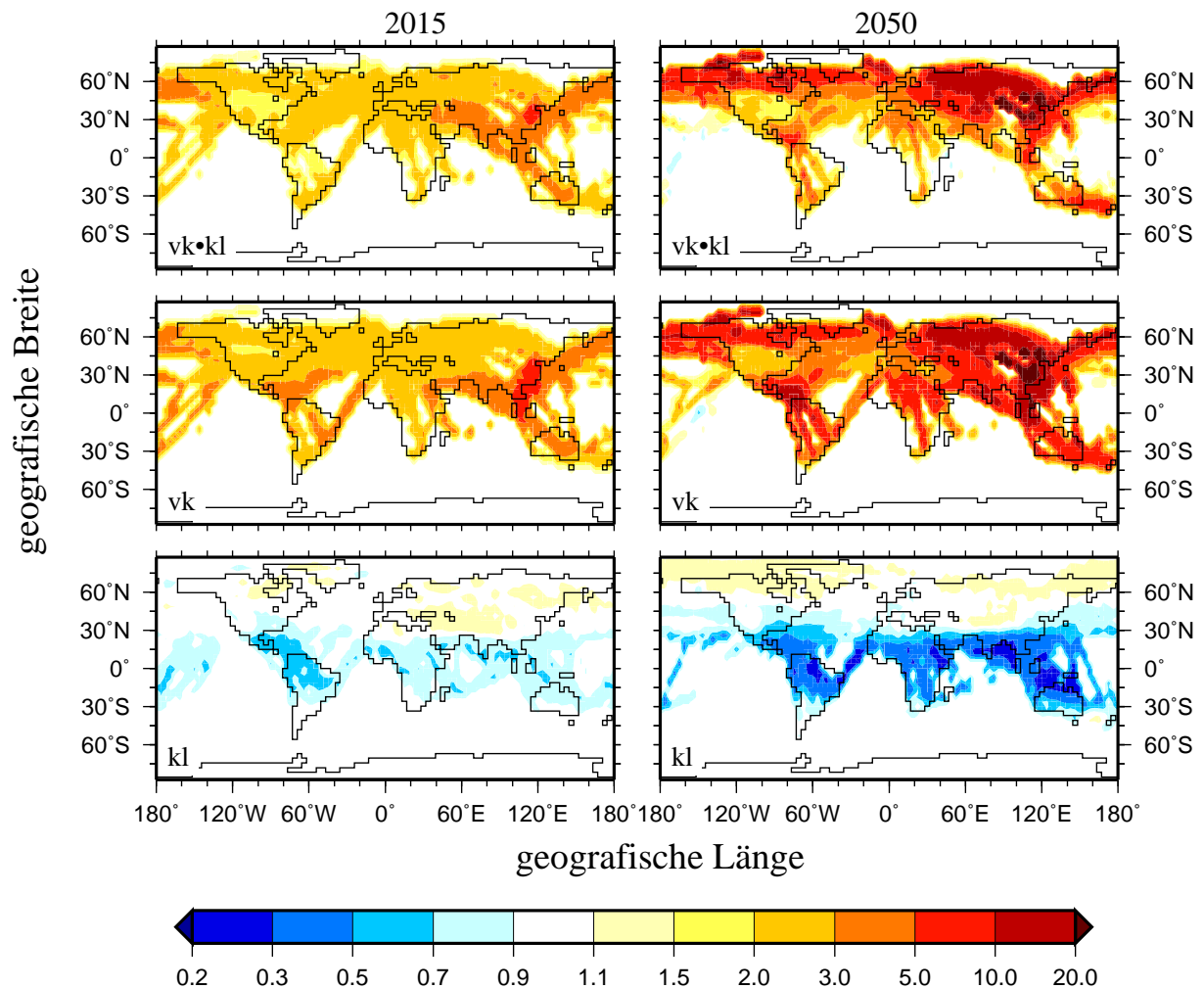


Abbildung 6.2: Verhältnisse von jahresgemittelten totalen sichtbaren Kondensstreifenbedeckungsgraden für verschiedene Szenarien mit dem Ziel, die Effekte einer Veränderung des Flugverkehrs (vk, d.h. eines erhöhten Luftverkehrsaufkommens und der Änderung des Gesamtwirkungsgrads) und des Klimas (kl) zu separieren. Die oberen und mittleren Bilder zeigen Veränderungen der Kondensstreifenbedeckung relativ zum Referenzszenario für die Zeitebene 1992. Oben: Gesamteffekt: Sowohl Änderungen im Flugverkehr als auch Klimaänderungen zwischen 2015 und 1992 (links) bzw. 2050 und 1992 (rechts) werden berücksichtigt. Mitte: Verkehrseffekt: Nur Änderungen im Flugverkehr zwischen 2015 und 1992 (links) bzw. 2050 und 1992 (rechts) werden berücksichtigt. Unten: Klimaeffekt: Quotient aus den oberen und mittleren Bildern. In dieser Darstellungsweise ist der Gesamteffekt (vk•kl) das Produkt aus Verkehrseffekt (vk) und Klimaeffekt (kl).

sich die jährlich gemittelte Kondensstreifenbedeckung allein durch den Klimaeffekt im Jahr 2050 von 0.80% auf 0.27% , also um einen Faktor 3. In den Sommermonaten bei höheren atmosphärischen Temperaturen ist der Rückgang der Kondensstreifenbedeckung aufgrund der Klimaerwärmung mit Faktoren von 5 bis 6 dort noch ausgeprägter. Trotzdem dominiert auch in der Region Thailand der Verkehrseffekt, der bei Vernachlässigung des Klimaeffekts von 1992 bis 2050 eine Erhöhung der Kondensstreifenbedeckung um eine Größenordnung bewirken würde. Zwischen 2015 und 2050 ist die kompensierende Wirkung von Klima- und Verkehrseffekt allerdings so stark, dass die simulierte Kondensstreifenbedeckung mit 0.24% im Jahr 2015 bzw. 0.27% im Jahr 2050 fast konstant bleibt.

In den schon im Jahr 1992 vielbeflogenen Regionen fällt der Zuwachs des Luftverkehrs und somit dessen Wirkung auf die Kondensstreifenbedeckung geringer aus, in den USA nimmt die Kondensstreifenbedeckung durch den reinen Verkehrseffekt beispielsweise nur um einen Faktor von knapp 3 zu. Die Wirkung der Klimaänderung ist v.a. in Westeuropa und im Gebiet von Bakan et al. (1994) fast vernachlässigbar. Hervorzuheben ist, dass die Klimaänderung nicht in allen Gebieten zu einer Verringerung des Bedeckungsgrads führt: Ausnahmen sind beispielsweise Europa sowie Japan im Januar, wo der Kondensstreifenbedeckungsgrad durch den Klimaeffekt leicht ansteigt (Tabelle 6.2). Das kann einerseits durch eine Abkühlung der Stratosphäre oder auch eine Erhöhung der troposphärischen Feuchte verursacht werden. Andererseits spielt auch die im Mittel höhere optische Dicke der Kondensstreifen in einem wärmeren Klima (siehe unten) eine Rolle, die zu einer Vergrößerung des Anteils „sichtbarer“ Kondensstreifen

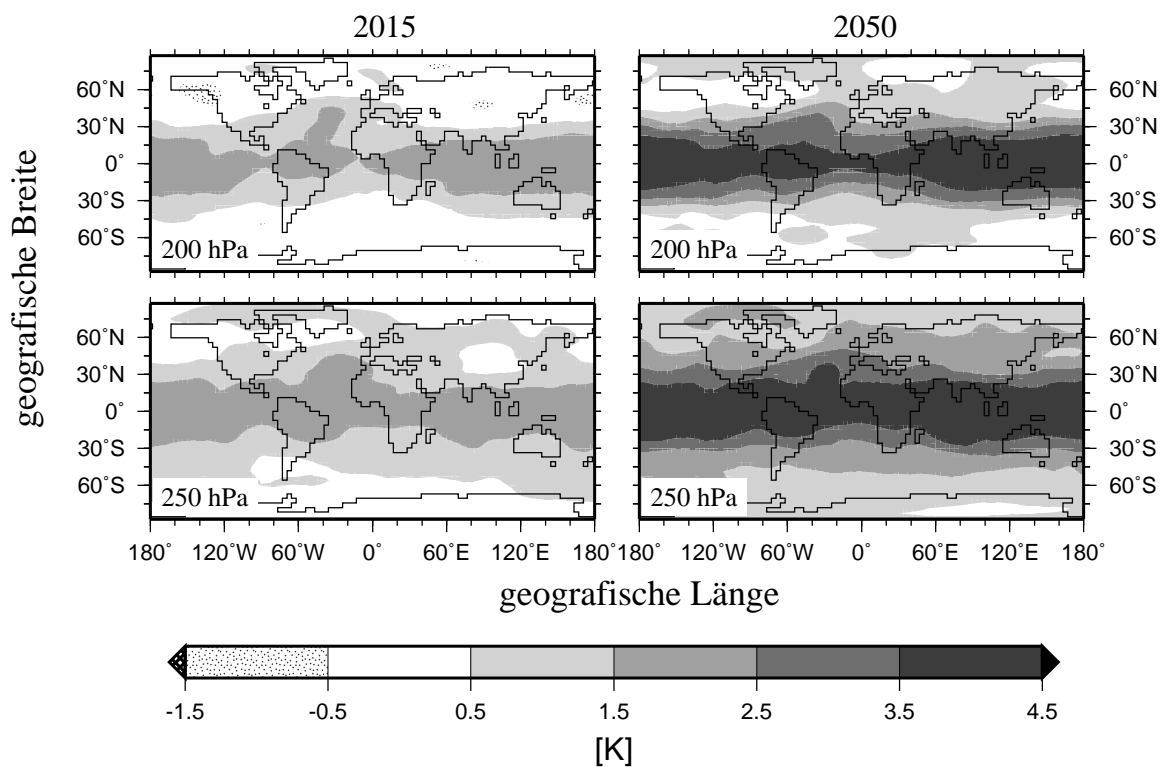


Abbildung 6.3: Veränderung der jahresgemittelten Temperatur in den Klimamodellsimulationen zwischen 2015 und 1992 (links) bzw. 2050 und 1992 (rechts) in 200 hPa und 250 hPa.

Tabelle 6.2: Totale sichtbare Kondensstreifenbedeckung (in %) in den Jahren 1992, 2015 und 2050 für verschiedene Gebiete und verschiedene Jahreszeiten. In den Simulationen sind zukünftige Änderungen des Luftverkehrsaufkommens (Verkehr), Verbesserungen des Gesamtwirkungsgrads der Flugzeugflotte (η) sowie Klimaänderungen (Klima) berücksichtigt.

Vorgaben			Jahreszeit	Gebiet					
Verkehr	η	Klima		Balkan	W-Europa	USA	Japan	Thail.	Welt
1992	0.3	1992	Mittel	0.37	0.83	0.61	0.17	0.06	0.06
			Januar	0.26	0.59	0.72	0.10	0.06	0.05
			Juli	0.40	0.88	0.16	0.15	0.02	0.04
2015	0.4	1992	Mittel	0.84	1.88	1.28	0.60	0.31	0.15
			Januar	0.55	1.24	1.60	0.30	0.24	0.13
			Juli	0.95	2.08	0.47	0.54	0.11	0.11
2015	0.4	2015	Mittel	0.88	1.97	1.17	0.58	0.24	0.14
			Januar	0.64	1.41	1.15	0.35	0.23	0.11
			Juli	0.99	2.19	0.43	0.38	0.06	0.11
2050	0.5	1992	Mittel	1.59	3.39	1.56	1.21	0.80	0.28
			Januar	1.27	2.87	1.72	0.73	0.58	0.22
			Juli	1.66	3.26	0.86	1.07	0.33	0.24
2050	0.5	2050	Mittel	1.52	3.12	1.28	0.92	0.27	0.22
			Januar	1.46	3.22	1.26	0.88	0.55	0.20
			Juli	1.30	2.55	0.43	0.33	0.06	0.16

führt. Anders ausgedrückt kann sich bei einer systematisch höheren optischen Dicke der Bedeckungsgrad „sichtbarer“ Kondensstreifen erhöhen, während sich der Bedeckungsgrad „aller“ Kondensstreifen gleichzeitig verringert, was in den Modellsimulationen beispielsweise für die Region Westeuropa zutrifft.

Ein weiteres erwähnenswertes Ergebnis der regionalen Betrachtungen ist, dass der Jahresgang der Kondensstreifenbedeckung durch eine Klimaänderung qualitativ modifiziert werden kann. Besonders deutlich tritt dies in der Region Japan in Erscheinung, wo sich ohne Berücksichtigung von Klimaänderungen im Jahr 2050 eine deutlich höhere Kondensstreifenbedeckung für die Sommer- als für die Wintermonate ergibt, während sich dies bei Berücksichtigung der veränderten klimatischen Bedingungen umkehrt (Tabelle 6.2). Derartige Effekte werden durch die unterschiedlichen atmosphärischen Gegebenheiten im Sommer bzw. Winter des Referenzzustandes in Verbindung mit der schon mehrfach erwähnten extremen Nichtlinearität des Bildungskriteriums für Kondensstreifen hervorgerufen. Beispielsweise ist die Wirkung einer Klimaerwärmung in den warmen Sommermonaten in der Regel wirkungsvoller als in den kalten Wintermonaten.

Die für die Zukunft prognostizierte Klimaänderung bewirkt nicht nur eine Veränderung des Bedeckungsgrads an Kondensstreifen, sondern, wie gerade schon erwähnt, auch von deren op-

Tabelle 6.3: Jahresgemittelte optische Dicke von Kondensstreifen im sichtbaren Teil des Strahlungsspektrums in den Jahren 1992, 2015 und 2050 für verschiedene Gebiete. Zur Bildung des bedingten Mittels (bed.) wurden nur Situationen mit einer optischen Dicke > 0.02 bzw. > 0.05 herangezogen, zur Bildung des bedingten, gewichteten Mittels (bed.+gew.) wurde zusätzlich mit dem sichtbaren Kondensstreifenbedeckungsgrad gewichtet.

Gebiet	Art des Mittels	1992		2015		2050	
		>0.02	>0.05	>0.02	>0.05	>0.02	>0.05
Welt	bed.+gew.	0.08	0.11	0.09	0.12	0.10	0.13
	bed.	0.12	0.15	0.13	0.17	0.14	0.18
W-Europa	bed.+gew.	0.06	0.09	0.06	0.09	0.07	0.10
	bed.	0.07	0.10	0.08	0.11	0.08	0.12
USA	bed.+gew.	0.10	0.13	0.12	0.15	0.13	0.17
	bed.	0.10	0.14	0.12	0.16	0.13	0.17
Japan	bed.+gew.	0.10	0.12	0.11	0.13	0.12	0.14
	bed.	0.13	0.16	0.14	0.17	0.15	0.18
Thailand	bed.+gew.	0.13	0.16	0.16	0.19	0.17	0.20
	bed.	0.19	0.21	0.22	0.25	0.24	0.27

tischen Dicke. In Tabelle 6.3 sind, in der gleichen Darstellungsweise wie in Tabelle 3.3, die jahresgemittelten optischen Dicken für die Zeitscheiben 1992, 2015 und 2050 für verschiedene Regionen zusammengestellt. In allen Regionen steigt die mittlere optische Dicke unabhängig von der Art der Mittelbildung und der Wahl des Schwellwerts mit der Zeit an. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in einem sich erwärmenden Klima zunehmend mehr Wasserdampf zur Kondensation zur Verfügung steht, was zu höheren Eiswassergehalten in den Kondensstreifen und somit höheren optischen Dicken führt. Für das Jahr 2050 ergeben sich in den Modellsimulationen im globalen Mittel 20–25% höhere optische Dicken als für das Jahr 1992, wobei die Zunahme in Westeuropa und Japan mit etwa 15–20% geringer ausfällt als in den USA und Thailand mit 25–30%. Die höheren optischen Dicken in den Zukunftsszenarien haben auch zur Folge, dass der dämpfende Einfluss einer Klimaänderung beim Strahlungsantrieb weniger stark ausgeprägt ist als bei der Kondensstreifenbedeckung (siehe Abbildung 6.1).

Wegen der durchschnittlich höheren optische Dicke reduziert sich in den Zukunftsszenarien auch der Anteil „unsichtbarer“ Kondensstreifen mit einer optischen Dicke unterhalb des angenommenen Sichtbarkeitsschwellwerts von 0.02. Dies geht deutlich aus den Verteilungsfunktionen der optischen Dicke für die verschiedenen Zeitebenen hervor, die in Abbildung 6.4 exemplarisch für die Regionen Westeuropa und USA dargestellt sind. Beispielsweise verringert sich der Anteil unsichtbarer Kondensstreifen in Westeuropa im Niveau 250 hPa im Jahresmittel von etwa 30% im Jahr 1992 auf rund 20% im Jahr 2050. Erwähnenswert ist, dass sich in dieser Region die Verteilungsfunktion für Januar 2050 dem Jahresmittel annähert (Abbildung 6.4 links unten), während die niedrigsten optischen Dicken nun tendenziell im Frühjahr erreicht werden.

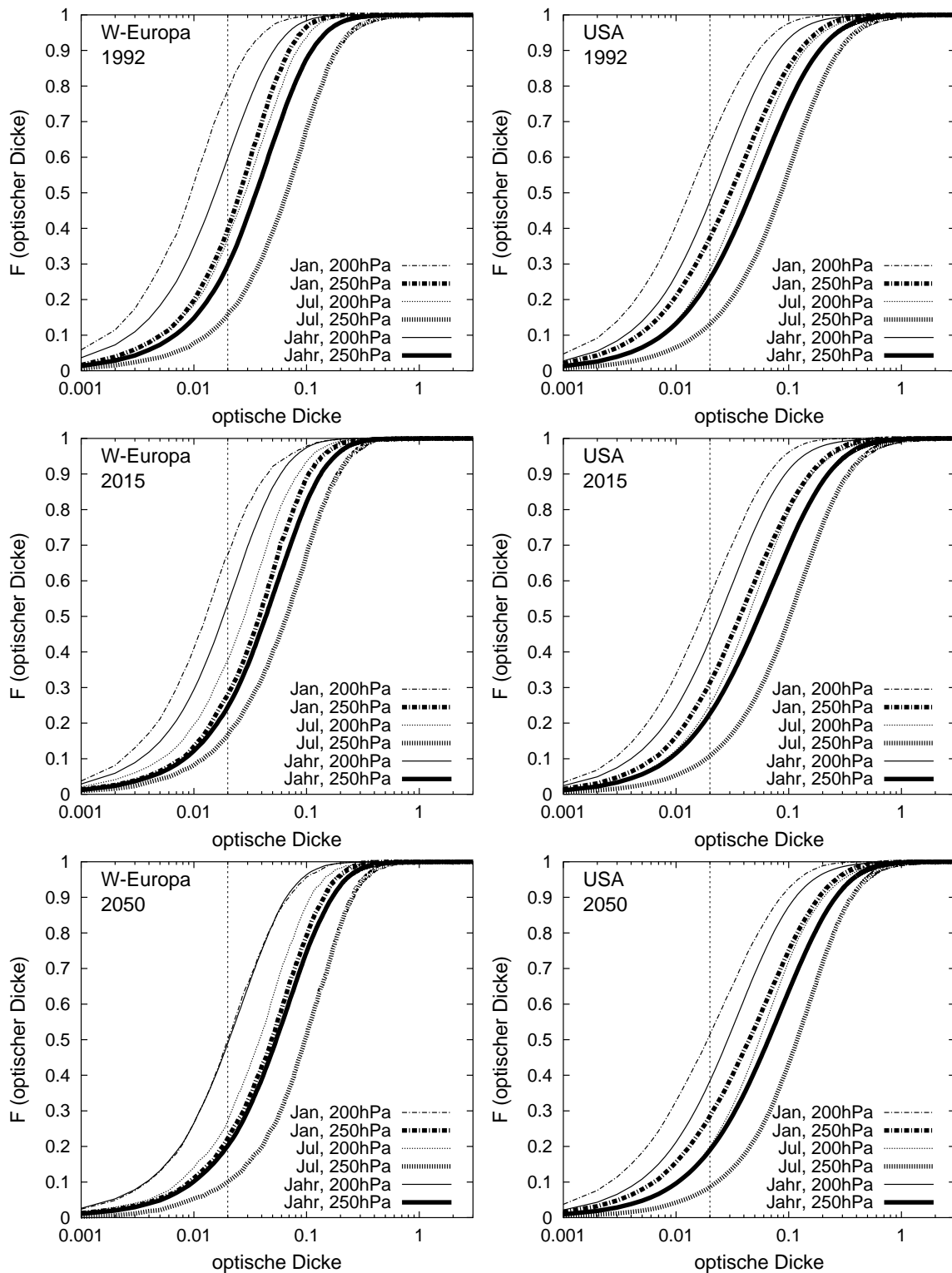


Abbildung 6.4: Verteilungsfunktion F der optischen Dicke von Kondensstreifen in den Gebieten Westeuropa und USA für die Zeitebenen 1992, 2015 und 2050, unterteilt nach Jahreszeit (Jahresmittel, Januar, Juli) und Höhe der Kondensstreifenbildung (200 hPa – Modellschicht 15, 250 hPa – Modellschicht 18). Der Sichtbarkeitsschwellwert von 0.02 ist durch die gestrichelte vertikale Linie gekennzeichnet.

6.1.2 Auswirkung systematischer Fehler im Modellklima

In der bisherigen Diskussion über die Wirkungen zukünftiger Klimaänderungen auf die Kondensstreifenbedeckung blieb unberücksichtigt, dass das Modellklima, wie in Abschnitt 5.6 ausführlich dargestellt, systematische Fehler enthält, die die regionale Verteilung der simulierten Kondensstreifenbedeckung beeinflussen können. Da systematische Temperatur- und Feuchtefehler (wie sie für den Referenzzustand des Modells ermittelt werden können) auch die für die Zukunft prognostizierten Veränderungen der Kondensstreifenbedeckung verfälschen können, – v.a. wenn die atmosphärischen Temperaturen der Grenztemperatur der Kondensstreifenbildung nahe sind und der Bedeckungsgrad somit besonders sensibel auf Temperaturunterschiede reagiert – wurden mit der in Abschnitt 5.6 vorgestellten Offline-Berechnungsmethode auch Zukunftsszenarien untersucht (siehe auch Marquart et al., 2003).

Außer mit ECHAM4-Klimadaten für die entsprechenden Zeiträume, die aus der in Abschnitt 5.6 genannten transienten Modellsimulation mit dem gekoppelten Modell ECHAM4/OPYC stammen, wurden zusätzlich mit „korrigierten“ Klimadaten Offline-Studien durchgeführt, um trotz fehlender Messungen auch für zukünftige Zeitebenen die Wirkung von Fehlern im Modellklima auf die Kondensstreifenbedeckung abschätzen zu können. Bei der „Korrektur“ wird angenommen, dass die für 1992 ermittelten Unterschiede in den Temperaturen und relativen Feuchten zwischen ECHAM4-Modelldaten und ECMWF-Reanalysedaten auch für zukünftige Zeitebenen ihre Gültigkeit behalten.

Die Ergebnisse der verschiedenen Offline-Berechnungen für die Zeitebenen 2015 und 2050 sind in Tabelle 6.4 den Ergebnissen der Klimamodellsimulationen mit E39 gegenübergestellt. Aus dem Vergleich der beiden methodisch einheitlichen Offline-Studien, die sich nur durch die zugrunde gelegten Klimadaten unterscheiden, ist zu entnehmen, dass sich Fehler im Modellklima im europäischen und nordatlantischen Raum (Gebiete Baka und Westeuropa) kaum auf die totale Kondensstreifenbedeckung auswirken, während sie in den Regionen USA und vor allem Südostasien zu einer deutlichen Unterschätzung der Kondensstreifenbedeckung führen. Die 30–35%ige Unterschätzung in den USA für die Zeitebenen 2015 und 2050 ist von derselben Größe wie die Unterschätzung in derselben Region für die Zeitebene 1992 (siehe Tabelle 5.6). Für die Region Thailand ergibt sich in allen Zeitebenen eine Unterschätzung um etwa einen Faktor 5, für den globalen Bedeckungsgrad beträgt die Unterschätzung rund 15%–20%.

Die Bedeckungsgrade der Klimamodellsimulationen liegen für die Gebiete Baka und Westeuropa tendenziell geringfügig über den Ergebnissen der beiden Offline-Berechnungen, in den anderen untersuchten Regionen dazwischen. Hervorzuheben ist insbesondere der geringere Fehler der Klimamodellsimulationen in den Tropen (Thailand) im Vergleich zu den ECHAM4-off Berechnungen, was sich schon für die Zeitebene 1992 ergab (siehe Abschnitt 5.6).

Insgesamt führt der Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Berechnungsmethoden für die Zukunftsszenarien zu ähnlichen Schlussfolgerungen wie für die Zeitebene 1992: Die Übereinstimmung der Bedeckungsgrade der Klimamodellsimulationen mit den Berechnungen ECHAM4-off $\Delta T \Delta r$ ist in bzw. in der Nähe der Kalibrierungsregion (Baka und Westeuropa) als gut zu bezeichnen, d.h. dass die durch eine Klimaänderung hervorgerufene relative

Tabelle 6.4: Jährlich gemittelte totale Kondensstreifenbedeckung (in %) in den Jahren 2015 und 2050 für verschiedene Gebiete. Aufgeführt sind Ergebnisse aus Offline-Berechnungen unter Verwendung von Temperatur- und Feuchtdaten aus ECHAM4/OPYC-Klimamodellsimulationen (ECHAM4-off), von „korrigierten“ Temperatur- und Feuchtdaten (ECHAM4-off $\Delta T \Delta r$; siehe Text) sowie die totale sichtbare Kondensstreifenbedeckung aus E39-Simulationen (E39-on). In allen Berechnungen sind die Zunahme des Luftverkehrsaufkommens, die Veränderung des Gesamtwirkungsgrads der Flugzeugflotte sowie Klimaänderungen berücksichtigt.

Jahr	Gebiet	ECHAM4-off	ECHAM4-off $\Delta T \Delta r$	E39-on
2015	Welt	0.12	0.15	0.14
	Bakan	0.81	0.79	0.88
	Westeuropa	1.72	1.75	1.97
	USA	0.96	1.50	1.17
	Japan	0.57	0.68	0.58
	Thailand	0.08	0.39	0.24
2050	Welt	0.22	0.28	0.22
	Bakan	1.44	1.49	1.52
	Westeuropa	2.90	3.01	3.12
	USA	1.25	1.79	1.28
	Japan	0.94	1.19	0.92
	Thailand	0.13	0.72	0.27

Veränderung der Kondensstreifenbedeckung ziemlich unabhängig von Fehlern im Modellklima zu sein scheint. Auch bezüglich der relativen Unterschätzung der Kondensstreifenbedeckung in Regionen außerhalb des Kalibrierungsgebietes ist von 1992 bis 2050 kein zusätzlicher Trend offensichtlich, was den Schluss zulässt, dass die systematischen Fehler im Modellklima ähnliche relative Veränderungen in der Kondensstreifenbedeckung unabhängig von der betrachteten Zeitebene und dem zugrunde liegenden Klima induzieren. Anscheinend sind die Temperaturänderungen zwischen 1992 und 2050 zu klein, um bedeutende nichtlineare Effekte hervorzurufen. Dies erleichtert die Interpretation der im Rahmen von Klimamodellsimulationen berechneten Kondensstreifenbedeckungsgrade.

6.2 Kondensstreifen von Cryoplanes

Neben Veränderungen im Luftverkehrsaufkommen und Verbesserungen der Triebwerkstechnologie herkömmlicher Flugzeuge ist für die Zukunft auch die Einführung alternativer Treibstoffe denkbar (z.B. Lewis und Niedzwiecki, 1999). Der seit einigen Jahren am intensivsten diskutierte Vorschlag ist die Substitution von fossilem Kerosin durch flüssigen Wasserstoff als Flugzeugtreibstoff. Vor allem im Rahmen des im Mai 2002 abgeschlossenen EU-Projekts CRYOPLANE wurden erstmals umfassend technische, ökonomische sowie ökologische Aspekte in Hinblick

auf wasserstoffgetriebene Flugzeuge (sogenannte Cryoplanes) analysiert.

Vom Standpunkt der Klimawirksamkeit her ist bei einem potenziellen Umstieg auf Cryoplanes der Effekt der Kondensstreifenbildung besonders interessant, da sich aufgrund der höheren spezifischen Wasserdampfemission im Vergleich zu kerosingetriebenen Flugzeugen Kondensstreifen schon bei höheren atmosphärischen Temperaturen bilden können (vergleiche Formel 2.8) und damit der global gemittelte Kondensstreifenbedeckungsgrad zunehmen würde. Während die direkte Klimawirkung der um einen Faktor 2.55 erhöhten Wasserdampfemission für die Klimawirkung von Cryoplanes nahezu unbedeutend ist, könnte die erhöhte Bildung von Kondensstreifen den ökologischen Vorteil der fehlenden oder stark reduzierten Emissionen von CO₂ und Stickoxiden zunichte machen (Marquart et al., 2001).

Allerdings lässt sich wegen der weitgehend fehlenden Partikelemission vermuten, dass sich in Kondensstreifen von Cryoplanes weniger, dafür aber größere Eispartikel ausbilden, wodurch sich die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften der Kondensstreifen von denen kerosingetriebener Flugzeuge unterscheiden würden. Mit Hilfe von numerischen Simulationen mit dem Modell MESOSCOP (Schumann et al., 1987) wurde kürzlich eine erste Quantifizierung der unterschiedlichen mikrophysikalischen Eigenschaften von konventionellen und Cryoplane-Kondensstreifen vorgenommen (Ström und Gierens, 2002). Diese Simulationen bestätigen die aufgrund der nahezu fehlenden Partikelemission erwartete geringere Anzahlkonzentration an Eispartikeln in Cryoplane-Kondensstreifen. Die gesamte in den Kondensstreifen enthaltene Eismasse erweist sich in den Simulationen dagegen als nahezu unabhängig von der Art des Kondensstreifens, da sie hauptsächlich von dem kondensierbaren Sättigungsüberschuss in der Umgebungsluft bestimmt wird. Die Verteilung der Eismasse auf weniger, dafür aber größere Partikel bewirkt eine geringere optische Dicke der Cryoplane-Kondensstreifen im Vergleich zu Kondensstreifen kerosingetriebener Flugzeuge. Die Sedimentationsgeschwindigkeit der Eiskristalle ändert sich in den mikrophysikalischen Simulationen von Ström und Gierens (2002) trotz der unterschiedlichen Partikelgröße nur unbedeutend, so dass eine frühere Auflösung der Cryoplane-Kondensstreifen durch eine verstärkte Sedimentation der schwereren Partikel nicht zu erwarten ist.

Derartige mikrophysikalische Simulationen wurden für eine Vielzahl von Kombinationen von Umgebungstemperatur und relativer Feuchte durchgeführt mit dem Ziel, systematische Unterschiede zwischen der Größe der Kondensstreifenpartikel eines wasserstoff- und eines kerosingetriebenen Luftverkehrs zu erkennen und diese Information anschließend auf grobskalige Klimamodelle übertragen zu können. Die Simulationen ergaben ein nahezu konstantes Verhältnis von etwa 3.3 zwischen den effektiven Eispartikelradien in Cryoplane-Kondensstreifen und denen in herkömmlichen Kondensstreifen, weitgehend unabhängig von Umgebungsbedingungen. Auch gegenüber verschiedenen Windscherungen erwies sich dieses Verhältnis als robust (L. Ström, persönliche Mitteilung).

Mit Hilfe dieser Angaben kann eine erste grobe Abschätzung der Klimawirkung von Cryoplane-Kondensstreifen unter Berücksichtigung von Unterschieden in den mikrophysikalischen Eigenschaften durchgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden E39-Simulationen für die Zeitscheiben 2015 und 2050 durchgeführt, unter der Annahme einer je-

weils vollständigen technologischen Umstellung der Flugzeugflotte auf Cryoplanes zu dem jeweiligen Zeitpunkt. Eventuelle zukünftige Klimaänderungen bleiben in den Simulationen unberücksichtigt. Die Cryoplane-Simulationen unterscheiden sich von den bisherigen durch einen um den Faktor 2.55 höheren Wasserdampfemissionsindex, sowie durch um einen Faktor 3.3 größere effektive Eispartikelradien in den simulierten Kondensstreifen. Bezüglich der optischen Eigenschaften stellt dies sicherlich eine Vereinfachung dar, die jedoch in Anbetracht der bestehenden Unsicherheiten bezüglich der absoluten mikrophysikalischen Eigenschaften von Kondensstreifen konventioneller Flugzeuge gerechtfertigt ist. Um den Effekt eines höheren Bedeckungsgrads auf den Strahlungsantrieb von dem gegenläufigen Effekt einer geringeren optischen Dicke trennen zu können, wurden auch Simulationen für eine, Cryoplanes entsprechende, erhöhte Wasserdampfemission durchgeführt, ohne die Veränderung der Partikelgrößen zu berücksichtigen.

Wie sich der totale Kondensstreifenbedeckungsgrad bei Verwendung von flüssigem Wasserstoff an Stelle von Kerosin als Treibstoff für das Jahr 2015 verändert, ist in Abbildung 6.5 dargestellt: Berücksichtigt man alle gebildeten Kondensstreifen (also „sichtbare“ und „unsichtbare“), so ergibt sich aufgrund des größeren Wasserdampfemissionsindex weltweit eine Erhöhung des Bedeckungsgrads (Abbildung 6.5 links), was bereits von Marquart et al. (2001) gefunden wurde. Berücksichtigt man dagegen, wie auch in den sonstigen Simulationen der vorliegenden Arbeit üblich, nur die „sichtbaren“ Kondensstreifen mit einer optischen Dicke > 0.02 , so erhält man lediglich im tropischen Bereich eine Zunahme, in den Extratropen dagegen eine Abnahme des Bedeckungsgrads (Abbildung 6.5 rechts). Durch die Existenz einer Sichtbarkeitsgrenze für Kondensstreifen steht also trotz der erhöhten Wasserdampfemission nicht von vorne herein fest, ob (z.B. vom Erdboden oder vom Weltall aus) tatsächlich ein höherer Kondensstreifenbe-

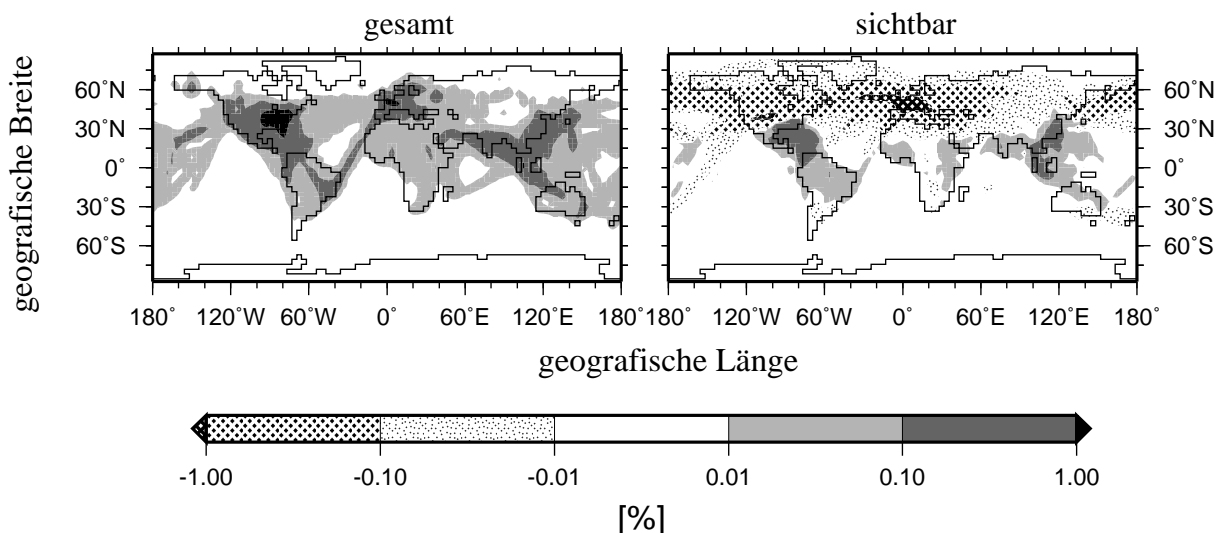


Abbildung 6.5: Veränderung der jahresgemittelten totalen Kondensstreifenbedeckung bei Verwendung von Flüssigwasserstoff statt Kerosin als Treibstoff im Jahr 2015. Links: Gesamte (d.h. sichtbare und unsichtbare) Kondensstreifen; Rechts: sichtbare Kondensstreifen. Dargestellt sind die Differenzen der Bedeckungsgrade aus Klimamodellsimulationen für Cryoplane- und herkömmlichen Flugverkehr.

Tabelle 6.5: Global und jährlich gemittelter Nettostrahlungsantrieb (in mW/m^2) für verschiedene Szenarien des konventionellen und des Cryoplane-Flugverkehrs in den Jahren 2015 und 2050. In Klammern angegeben sind die Werte, die sich bei Korrektur des langwelligen Strahlungsantriebs um die 25%ige Unterschätzung ergeben (siehe Abschnitt 2.6).

Jahr	effektiver Radius	Partikelgestalt	konventionell	Cryoplane
2015	standard	nicht-sphärisch	6.4 (9.8)	10.6 (16.5)
2015	standard · 3.3	nicht-sphärisch		5.5 (8.0)
2015	halbiert	nicht-sphärisch	5.6 (10.2)	
2015	halbiert	sphärisch	8.2 (12.7)	
2015	halbiert · 3.3	nicht-sphärisch		8.7 (13.0)
2050	standard	nicht-sphärisch	12.8 (19.4)	
2050	standard · 3.3	nicht-sphärisch		9.5 (13.9)

deckungsgrad zu beobachten wäre, wenn die konventionelle Flugzeugflotte durch Cryoplanes ersetzt werden würde.

Im globalen Mittel würde sich die gesamte Kondensstreifenbedeckung den Simulationen nach relativ gesehen um 30% im Jahr 2015 und um 20% im Jahr 2050 erhöhen, wenn die entsprechende Flugzeugflotte statt mit Kerosin mit flüssigem Wasserstoff angetrieben würde. Gleichzeitig würde sich jedoch der sichtbare Bedeckungsgrad relativ um 30% im Jahr 2015 und um 35% im Jahr 2050 erniedrigen. Dass der Anstieg des gesamten Bedeckungsgrads für die Zeitscheibe 2050 geringer ausfällt als für die Zeitscheibe 2015, ist auf die Annahme einer Erhöhung des Gesamtwirkungsgrads der Flugzeugflotte zwischen 2015 und 2050 zurückzuführen (siehe Abschnitt 6.1): Ein hoher Gesamtwirkungsgrad erleichtert die Bildung von Kondensstreifen und lässt somit der zusätzlichen Erleichterung der Kondensstreifenbildung durch die Einführung von Cryoplanes geringere Bedeutung zukommen.

Wie sich der Strahlungsantrieb von Kondensstreifen bei der Substitution einer kerosin- durch eine wasserstoffgetriebene Flugzeugflotte verändert, hängt einerseits vom Bedeckungsgrad, andererseits von den optischen (bzw. mikrophysikalischen) Eigenschaften der Kondensstreifen ab. Lässt man Veränderungen in den mikrophysikalischen Eigenschaften unberücksichtigt, so erhält man im Vergleich zum Standard-Szenario (d.h. nicht-sphärische Partikel sowie ein vom Modell berechneter effektiver Radius) eine Erhöhung des Strahlungsantriebs von $6.4 (9.8) \text{ mW/m}^2$ auf $10.6 (16.5) \text{ mW/m}^2$ im Jahr 2015 (Tabelle 6.5). Wird dagegen zusätzlich der um einen Faktor 3.3 größere Partikelradius in Cryoplane-Kondensstreifen berücksichtigt, so wird eine Abnahme des Strahlungsantriebs auf $5.5 (8.0) \text{ mW/m}^2$ simuliert.

Daraus wird ersichtlich, dass ein Vergleich der Strahlungswirksamkeit von Kondensstreifen der beiden Flugzeugtypen sogar qualitativ davon abhängt, welche Annahmen bezüglich der effektiven Partikelradien getroffen werden. Eine weitere Schwierigkeit entsteht dadurch, dass, wie bereits in Abschnitt 5.3 diskutiert, der Zusammenhang zwischen Strahlungsantrieb und effektivem Radius in Richtung kleine Partikel hochgradig nichtlinear ist (siehe Abbildung 5.3). In

den bisher vorgestellten Simulationen wurden die vom Modell berechneten Partikelgrößen für konventionelle Flugzeuge zugrunde gelegt, also etwa $12\ \mu\text{m}$ für konventionelle und $40\ \mu\text{m}$ für Cryoplane-Kondensstreifen. Da mittlere Partikelradien in dem Größenbereich links des Maximums des Nettostrahlungsantriebs in Abbildung 5.3 für konventionelle Kondensstreifen jedoch keineswegs ausgeschlossen sind, wurden zusätzlich Modellstudien mit halbierten effektiven Radien (also etwa $6\ \mu\text{m}$ für konventionelle und $20\ \mu\text{m}$ für Cryoplane-Kondensstreifen) durchgeführt. In diesem Fall bewirkt eine Umstellung auf den Cryoplane-Flugverkehr keine Verringerung, sondern vielmehr eine Erhöhung des Strahlungsantriebs von $5.6\ \text{mW/m}^2$ auf $8.7\ \text{mW/m}^2$. Allerdings sollte in diesem Zusammenhang auch bedacht werden, dass gerade für kleine Eispartikel eine annähernd sphärische Gestalt zunehmend wahrscheinlicher wird (Schröder et al., 2000). Nimmt man daher für konventionelle Flugzeuge sphärische Eispartikel an, so unterscheidet sich der resultierende Nettostrahlungsantrieb nur noch geringfügig von dem für Cryoplanes berechneten Wert (Tabelle 6.5).

Die Veränderung der einzelnen Komponenten des Strahlungsantriebs, basierend einerseits auf den vom Modell standardmäßig berechneten und andererseits auf halbierten effektiven Radien, geht aus Abbildung 6.6 hervor. In beiden Szenarien nehmen sowohl die lang- als auch die kurzwellige Strahlungswirkung in den meisten Regionen der Welt mit Ausnahme einiger tropischer Gebiete ab. Im Nettostrahlungsantrieb allerdings ergeben sich qualitative Unterschiede zwischen den beiden Szenarien: Während sich für die Standardszenarien eine Zunahme des Nettostrahlungsantriebs nur in manchen Bereichen der Tropen ergibt (Abbildung 6.6 links unten), erhöht sich dieser in den Alternativszenarien fast überall (Abbildung 6.6 rechts unten). Die Zunahme des Nettostrahlungsantriebs trotz der Abnahme beider Komponenten des Strahlungsantriebs ist dadurch möglich, dass die kurzwellige Strahlungswirkung beim Cryoplane-Luftverkehr im Vergleich zum herkömmlichen deutlich stärker abnimmt als die langwellige Komponente, wodurch die Kompensation der beiden Anteile weniger effektiv ist.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass die hier durchgeführten Klimamodellsimulationen keine hinreichend gesicherte Aussage darüber erlauben, ob die von wasserstoffgetriebenen Flugzeugen erzeugten Kondensstreifen eine größere oder kleinere Strahlungswirkung besitzen als die des konventionellen Flugverkehrs, obwohl der gesamte Kondensstreifenbedeckungsgrad im Falle eines auf Cryoplanes basierenden Luftverkehrs ohne Zweifel zunehmen würde. Die Hauptunsicherheiten liegen dabei nicht nur bei den qualitativen Unterschieden zwischen den mittleren Partikelgrößen in herkömmlichen und Cryoplane-Kondensstreifen, sondern auch bei den absoluten Partikelgrößen. Dazu kommt noch das in Abschnitt 5.3 aufgezeigte Problem, dass die einfache Charakterisierung der Kondensstreifenpartikel durch einen mittleren effektiven Radius anstatt durch die jeweils zugrunde liegende Partikelgrößenverteilung zu Fehlern bei der Berechnung des Strahlungsantriebs führen kann.

Auf jeden Fall wären In-situ-Messungen in Kondensstreifen, erzeugt durch kerosin- und wasserstoffgetriebene Flugzeuge in möglichst ähnlichen Umgebungsbedingungen, wünschenswert, um die Unterschiede zwischen beiden Kondensstreifentypen nicht nur auf Modellergebnisse, sondern auch auf Beobachtungen stützen zu können. Da bisher jedoch weder ein Prototyp eines wasserstoffgetriebenen Flugzeugs real existiert noch die Fabrikation eines solchen unmittelbar

geplant ist, werden derartige Messungen wohl frühestens in einigen Jahren möglich sein.

Um Missverständnisse zu vermeiden soll an dieser Stelle betont werden, dass die gesamte Klimawirkung von wasserstoffgetriebenen Flugzeugen selbstverständlich nicht nur von dem Effekt der Kondensstreifen abhängt. Vielmehr ist es wahrscheinlicher, dass, trotz der Unsicherheit auf dem Bereich der Strahlungswirkung der Kondensstreifen, die gesamte Strahlungswirkung aller Cryoplane-Emissionen deutlich niedriger ist als die der herkömmlichen Flugzeugflotte. Dies ist insbesondere auf die vollständige Vermeidung von CO₂-Emissionen zurückzuführen, die im Falle des herkömmlichen Luftverkehrs eine der wichtigsten klimarelevanten Komponenten darstellen (IPCC, 1999; Marquart et al., 2001).

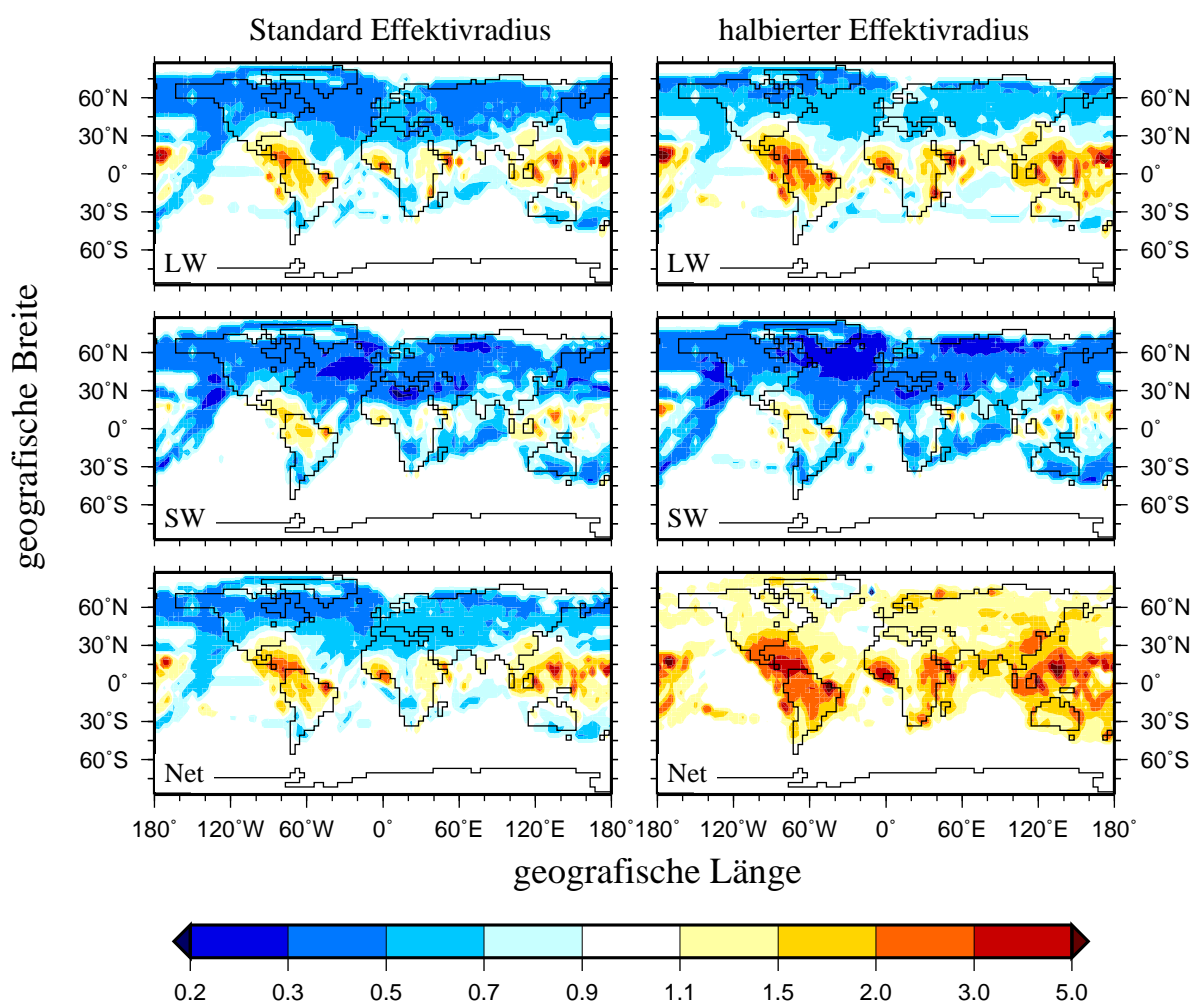


Abbildung 6.6: Quotient der jährlich gemittelten Strahlungsantriebe bei Verwendung von Flüssigwasserstoff versus Kerosin als Treibstoff im Jahr 2015. Dargestellt sind langwelliger (LW), kurzwelliger (SW) und Nettostrahlungsantrieb (Net). Für die Abbildungen rechts wurden jeweils halbierte Effektivradien angenommen. Gelb- bzw. Rottöne signalisieren eine lokale Zunahme, Blautöne eine Abnahme der Strahlungswirkung beim Einsatz einer Cryoplane-Flotte im Vergleich zur herkömmlichen Flugzeugflotte.

Kapitel 7

Klimawirkung von Kondensstreifen

Bei den bisher beschriebenen Klimamodellsimulationen wurde der Strahlungsantrieb als Maß für die Klimawirksamkeit von Kondensstreifen herangezogen. Da es sich bei Kondensstreifen aufgrund deren kurzer Lebensdauer in der Atmosphäre um einen räumlich und zeitlich stark variierenden Einflussparameter handelt, sollte der Strahlungsantrieb allerdings nur als erste Abschätzung der vollen Klimawirkung verstanden werden. Dies hängt damit zusammen, dass der Klimasensitivitätsparameter, der ein Maß für die Empfindlichkeit des Klimas gegenüber einer bestimmten Störung darstellt (siehe Abschnitt 2.5), nur für gut durchmischte Treibhausgase (wie CO₂, CH₄, N₂O) als Konstante anzusehen ist. Für zeitlich und räumlich inhomogen verteilte Störungen (wie Ozon oder Kondensstreifen) gilt dies jedoch nicht a priori (Ponater et al., 1999; Stuber et al., 2001a, b).

Dieses Kapitel widmet sich deshalb den Auswirkungen der simulierten Kondensstreifen auf atmosphärische Parameter. Als „zusätzliche“ Zirruswolken tragen Kondensstreifen zunächst unmittelbar zu einer Erhöhung des Bedeckungsgrads bei, was dann zu systematischen Veränderungen anderer meteorologischer Größen, beispielsweise der atmosphärischen Temperaturverteilung führen kann. Vom Gesichtspunkt der anthropogenen globalen Erwärmung aus steht unter anderem die Veränderung der global gemittelten bodennahen Temperatur im Zentrum des Interesses (z.B. IPCC, 2001). Auch das Konzept des Klimasensitivitätsparameters nimmt auf diese Größe Bezug: Aus dem durch die Kondensstreifenstörung hervorgerufenen globalen Temperatursignal und dem zugehörigen Strahlungsantrieb kann nach Gleichung 2.25 ein Klimasensitivitätsparameter λ speziell für Kondensstreifen bestimmt werden. Dadurch kann die Empfindlichkeit des Klimasystems auf eine Störung durch linienhafte Kondensstreifen im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals abgeschätzt werden.

Über das mögliche Verhalten des Klimasensitivitätsparameters für Kondensstreifen kann auf Grundlage der Ergebnisse kürzlich erschienener Arbeiten spekuliert werden: Studien von Stuber et al. (2001b) und Joshi et al. (2003) deuten darauf hin, dass sich der Klimasensitivitätsparameter je nach geografischer Verteilung der Störung deutlich von dem einer homogen verteilten CO₂-Störung unterscheidet: Einerseits besitzen Störungen des Strahlungsgleichgewichts in der oberen Troposphäre tendenziell eine niedrigere, Störungen in der unteren Stratosphäre eine höhere Klimasensitivität. Andererseits neigen extratropische Störungen zu einer

höheren Klimasensitivität als tropische Störungen. Bei der hier betrachteten Kondensstreifenstörung, die sich hauptsächlich auf Bereiche der extratropischen oberen Troposphäre konzentriert, würde sich demnach die Wirkung zweier konkurrierender Effekte überlagern, was letztlich zu einer Klimasensitivität von ähnlicher Größe wie für eine homogene CO₂-Störung führen könnte.

Außer der global gemittelten Temperaturveränderung sowie dem daraus zu bestimmenden Klimasensitivitätsparameter für Kondensstreifen ist auch die räumliche Struktur des Temperatursignals im Vergleich zur räumlichen Struktur des ursprünglichen Strahlungsantriebs interessant. Frühere Klimamodellsimulationen mit gekoppelten Atmosphären–Ozean–Modellen (Mitchell und Johns, 1997; Ponater et al., 1999; Roeckner et al., 1999) deuten auf eine weitgehende Unabhängigkeit der räumlichen Verteilung des Temperatursignals von der Struktur der zugrunde liegenden Störung hin, so dass die stärksten Temperaturänderungen auch fernab vom Maximum der Störung auftreten können. Dies gilt auch für Experimente mit stark lokalisierten Strahlungsantrieben, wie sie z.B. von anthropogen freigesetzten Aerosolen erzeugt werden (Roeckner et al., 1999). Inwieweit sich ein ähnliches Ergebnis auch für die Kondensstreifenstörung der vorliegenden Arbeit ergibt, wird in Laufe dieses Kapitels dargestellt werden.

In technischer Hinsicht unterscheiden sich die hier durchgeführten Klimamodellsimulationen von den in früheren Kapiteln diskutierten Modellstudien zur Bestimmung des Strahlungsantriebs dadurch, dass Rückkopplungen mit dem atmosphärischen Hintergrund zugelassen werden. Diese werden ausgelöst, indem die durch die Kondensstreifen verursachte Störung der Strahlungserwärmungsraten nun von der Modellatmosphäre wahrgenommen wird. Um auch Reaktionen des Ozeans, wie die Erwärmung der Ozeandeckschicht oder das Abschmelzen von Meereis, erfassen zu können, werden die Simulationen mit dem gekoppelten Atmosphären–Ozean–Modell E39/MLO durchgeführt¹⁸. Anders als der Strahlungsantrieb, der zu jedem Zeitschritt (innerhalb einer einzigen Modellsimulation) aus der Differenz von Strahlungsflüssen mit und ohne Kondensstreifen berechnet werden konnte, ist die Reaktion des gekoppelten Systems Atmosphäre/Ozean auf die Kondensstreifenstörung durch eine statistische Analyse von Größen zu bestimmen, denen eine interne Variabilität („Rauschen“) zu eigen ist: Eine „signifikante“ Veränderung von Klimaparametern durch den Einfluss von Kondensstreifen kann nur durch Vergleich langjähriger Mittelwerte mit der Klimatologie einer Kontrollsimulation ohne Kondensstreifen bestimmt werden.

Ein Sensitivitätsexperiment mit einer realen Kondensstreifenverteilung, die einen Nettostrahlungsantrieb unter 10 mW/m² hervorruft (siehe z.B. die Simulationen für die Zeitscheiben 1992 und 2015 in Tabelle 6.1), hat keinerlei Aussicht, ein charakteristisches Signal – beispielsweise im Temperaturfeld – zu erzeugen, da der Antrieb im Vergleich zum Rauschen zu gering ist (siehe z.B. Ponater et al., 1999; Stuber et al., 2001a). Um trotzdem ein statistisch signifikantes Signal zu erhalten, wurde im Rahmen dieser Arbeit daher eine im Vergleich zu den gegenwärtigen Verhältnissen große Störung, nämlich das zehnfache Luftverkehrsaufkommen

¹⁸Bei MLO handelt es sich um ein Modell einer 50 m tiefen Ozeanmischungsschicht, zu dem auch ein thermodynamisches Meereismodell gehört (siehe Abschnitt 2.1). Die Ankopplung des Ozeanmodells an das atmosphärische Zirkulationsmodell E39 erfolgte erstmals im Rahmen der vorliegenden Arbeit.

des Jahres 2050 gewählt. Der entsprechenden Simulation nach erhält man dadurch einen global und langfristig gemittelten Kondensstreifenbedeckungsgrad von 2.08% sowie einen Nettostrahlungsantrieb von 117 mW/m^2 (siehe Szenario „10×2050“ in Tabelle 6.1).

Orientiert man sich an Erfahrungen aus früheren Studien mit dem Klimamodell ECHAM (Ponater et al., 1996; Sausen et al., 1997; Ponater et al., 1999; Stuber et al., 2001a), so ist diese Störung immer noch als relativ „klein“¹⁹ einzustufen, d.h. das dadurch hervorgerufene Temperatursignal hebt sich nur wenig von der internen Variabilität des Klimasystems ab. Aufgrund der Kleinheit der Störung ist eine statistische Analyse der Veränderungen der meisten meteorologischen Größen (wie Windsysteme, hydrologischer Kreislauf, Zyklonenaktivität) wenig sinnvoll, da diese mit einfachen statistischen Methoden wesentlich schlechter detektierbar sind als Veränderungen in der Temperatur. Aus diesem Grund werden im folgenden nur einige ausgewählte meteorologische Größen näher untersucht: Die durch die Kondensstreifenstörung hervorgerufenen Veränderungen im Bedeckungsgrad werden in Abschnitt 7.1 dargestellt. Die Abschnitte 7.2 und 7.3 widmen sich den Veränderungen der Temperatur und der atmosphärischen Wasserdampfkonzentration. Konsequenzen des Temperatursignals in Bezug auf den Klimasensitivitätsparameter werden in Abschnitt 7.4 diskutiert.

Außer der Klimawirkung der genannten Kondensstreifenstörung wurde im Rahmen dieser Arbeit mit derselben Modellkonfiguration auch die Klimawirkung einer global homogenen CO_2 -Störung berechnet. Diese zusätzliche Simulation dient v.a. zur Bestimmung des Klimasensitivitätsparameters für gut durchmischte Treibhausgase in der Modellkonfiguration E39/MLO. Sowohl die Kondensstreifen- als auch die CO_2 -Simulation wurden relativ zu einer Kontrollsimulation ausgewertet, der keinerlei anthropogene Störung zugrunde liegt. Die Kontrollsimulation erstreckt sich über 40 quasi-stationäre Modelljahre. In der Kondensstreifen- bzw. der CO_2 -Simulation beträgt die Einschwingzeit jeweils 10 Modelljahre, die anschließende auswertbare (quasi-stationäre) Simulationszeit beträgt 50 bzw. 30 Modelljahre.

7.1 Veränderung der Bewölkung

Werden Kondensstreifen als „Störung“ in das Klimasystem eingebracht, so führt dies unmittelbar zu einer Erhöhung des Bedeckungsgrads hoher Wolken in den vom Flugverkehr beeinflussten Regionen. Durch den veränderten Bedeckungsgrad können Rückkopplungen mit atmosphärischen Parametern (z.B. der Temperatur) ausgelöst werden, die wiederum auf den Bedeckungsgrad rückwirken. Der sich letztendlich einstellende quasi-stationäre Gesamtbedeckungsgrad (bestehend aus „natürlichen“ Wolken sowie „sichtbaren“ und „unsichtbaren“ Kondensstreifen) ist in Abbildung 7.1 für zwei im Hauptflugniveau gelegene Schichten (200 hPa und 250 hPa) im Vergleich zur Kontrollsimulation dargestellt. In den mittleren Breiten der Nordhemisphäre (etwa $40\text{--}70^\circ\text{N}$), also den am häufigsten beflogenen Regionen, liegt

¹⁹ Die hier gewählte Kondensstreifenstörung ist beispielsweise „klein“ im Vergleich zu einer CO_2 -Verdopplung, die einen Nettostrahlungsantrieb von etwa 4 W/m^2 erzeugt.

der sich in der Kondensstreifen-Simulation ergebende Bedeckungsgrad außerhalb des 95%-Konfidenzintervalls der Kontrollsimulation. Die Veränderung ist dort also statistisch signifikant, während die Kondensstreifenstörung in den übrigen Breiten nicht zu einer signifikanten Erhöhung des Bedeckungsgrads führt.

Abgesehen von der Veränderung der Gesamtbewölkung im Vergleich zur Kontrollsimulation ist auch interessant, wie sich der Kondensstreifenbedeckungsgrad selbst vom Beginn des Kondensstreifen-Sensitivitätsexperiments bis zur Einstellung eines quasi-stationären Zustands verändert: Die Bildung von Kondensstreifen hängt, wie in Abschnitt 2.3 ausführlich erläutert, von den aktuellen meteorologischen Gegebenheiten ab. Werden also Rückkopplungen mit dem Modellklima zugelassen, so beeinflussen nicht nur Kondensstreifen atmosphärische Parameter, sondern das sich allmählich ändernde Modellklima nimmt umgekehrt auch Einfluss auf die Häufigkeit und die Eigenschaften der Kondensstreifen. Vorstellbar ist beispielsweise folgender negativer Rückkopplungsprozess bezüglich des Kondensstreifenbedeckungsgrads: Kondensstreifen tragen tendenziell am Ort ihrer Entstehung zur Erwärmung der Atmosphäre bei. Höhere Temperaturen bewirken wiederum tendenziell eine verringerte Kondensstreifenbildung, was eine Abnahme des ursprünglichen Kondensstreifenbedeckungsgrads und somit eine Veränderung der anfangs induzierten Störung im Strahlungshaushalt im Laufe der Simulation zur Folge hätte.

Ob ein derartiger Rückkopplungsprozess tatsächlich relevant ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit durch den Vergleich der global und langjährig gemittelten Kondensstreifenbedeckung aus Simulationen mit und ohne Rückkopplung mit dem Modellklima ermittelt. Diesen Simulationen nach nimmt der global gemittelte Kondensstreifenbedeckungsgrad von der nicht-rückgekoppelten zur rückgekoppelten Simulation von 2.08% auf 2.06% ab, was in Anbetracht der interannualen Variabilität der Kondensstreifenbedeckung (siehe z.B. Abbildung 3.7) vernachlässigbar ist. Ähnliches ergibt sich auch für die Veränderung des Kondensstreifen-

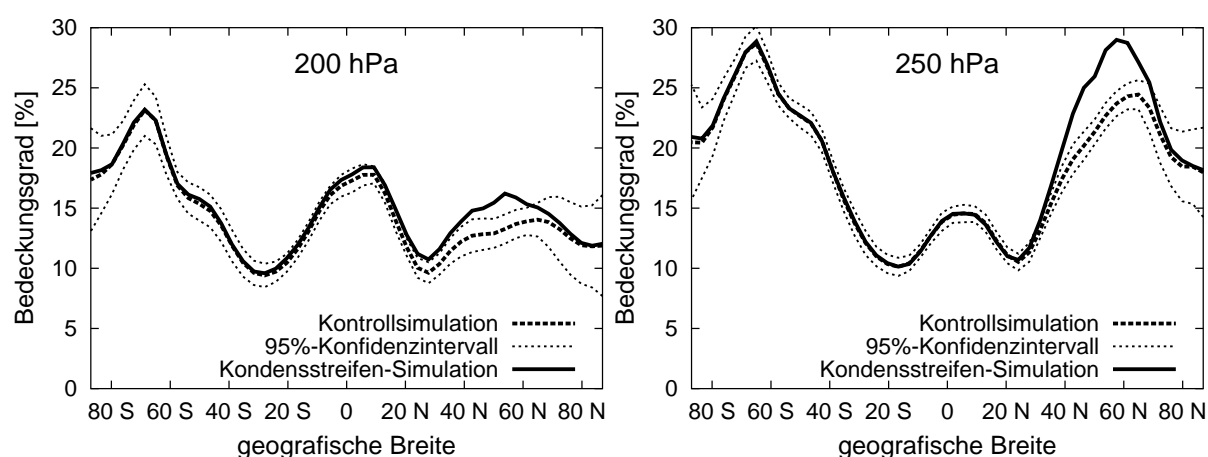


Abbildung 7.1: Zonal und langjährig gemittelter Bedeckungsgrad („natürliche“ Wolken + ggf. Kondensstreifen) in 200 hPa (links) und 250 hPa (rechts) für die Kontrollsimulation sowie die Kondensstreifen-Simulation. Für die Kontrollsimulation ist zusätzlich das 95%-Konfidenzintervall eingezeichnet.

bedingten Strahlungsantriebs durch atmosphärische Rückkopplungen, so dass der oben geschilderte, mögliche negative Rückkopplungsprozess zwischen Kondensstreifen und Klima zumindest für die hier angenommene Störung offenbar bedeutungslos ist und die ursprüngliche Quantität des Strahlungsantriebs für die gesamte Simulationsdauer erhalten bleibt.

7.2 Veränderung der Temperatur

Die durch die Kondensstreifenstörung hervorgerufene Veränderung der Temperaturstruktur der Atmosphäre ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Da Kondensstreifen weitgehend auf die nördliche

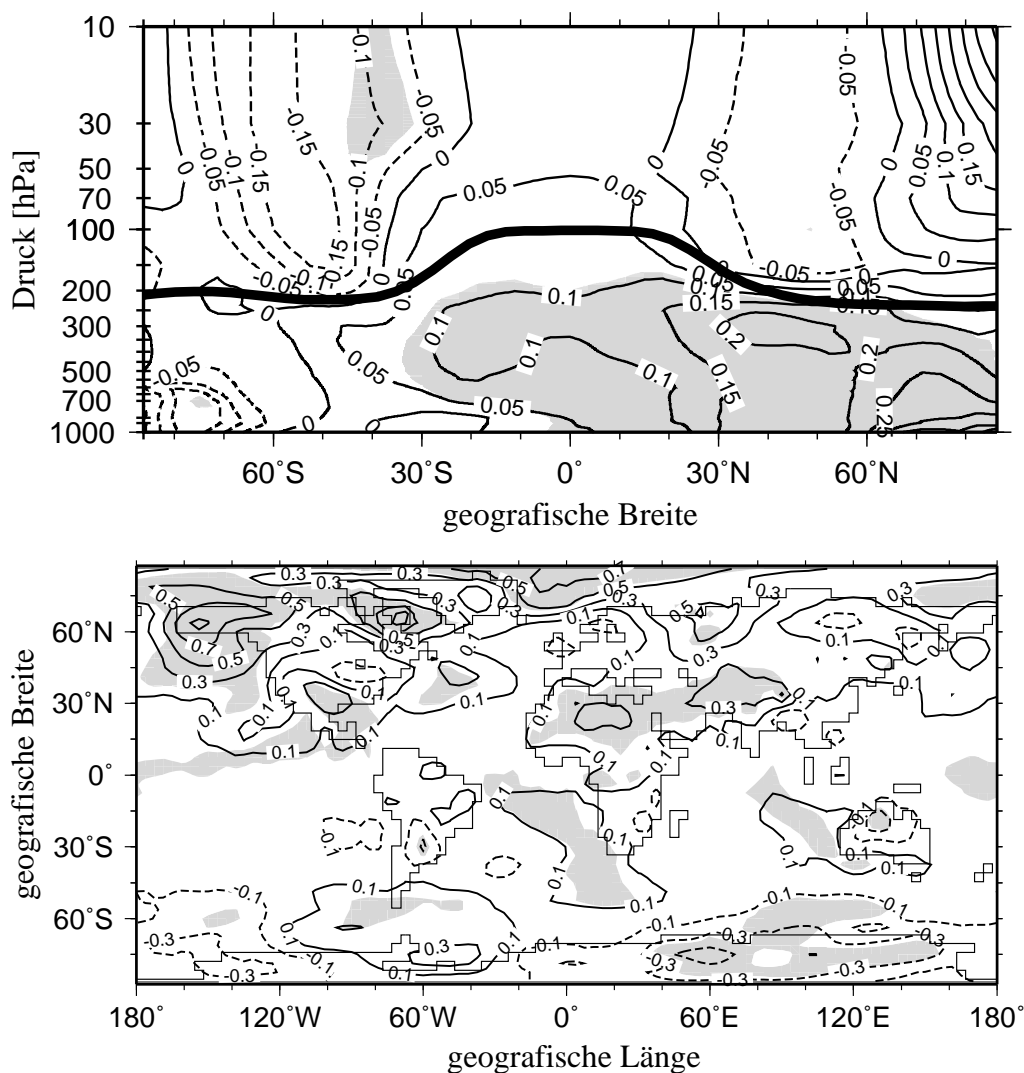


Abbildung 7.2: Oben: Durch die Kondensstreifenstörung hervorgerufene Anomalien der zonal und langjährig gemittelten Gleichgewichtstemperatur im Vergleich zur Kontrollsimulation (Isolinienabstand: 0.05 K). Die jahresgemittelte Tropopause ist gekennzeichnet. Unten: Zugehörige Anomalien der langjährig gemittelten bodennahen Temperatur (Isolinienabstand: 0.2 K; beginnend mit 0.1 K). Graue Unterlegung markiert auf dem 95%-Niveau statistisch signifikante Signale.

Hemisphäre beschränkt sind (siehe Abbildung 7.1), konzentrieren sich auch die Temperaturveränderungen hauptsächlich auf die nordhemisphärische Troposphäre (Abbildung 7.2 oben). Die dort zu erkennende Erwärmung erweist sich bei Anwendung eines univariaten Student-t-Tests fast in der gesamten Nordhemisphäre als (auf dem 95%-Niveau) signifikant.²⁰ Die Temperaturveränderungen in der Stratosphäre (im Mittel eine leichte Abkühlung) sind zwar ein typischer Bestandteil des „globalen Erwärmungssignals“, sie sind in dieser Simulation aber fast nirgendwo statistisch signifikant. Relativ starke Erwärmungen sind um 40°N in etwa 300 hPa zu erkennen, also in der Nähe der Regionen, in denen der Kondensstreifenbedeckungsgrad maximal ist. Die starke Erwärmung in nordpolaren Breiten in Bodennähe ist auf Abschmelzen von arktischem Meereis im Modell zurückzuführen. Dass das arktische Meereis auf ein Ungleichgewicht im Strahlungshaushalt stärker reagiert als das antarktische, wurde bereits in früheren Klimamodellsimulationen gefunden, in denen die Reaktion des Klimasystems auf verschiedene anthropogene Störungen untersucht wurde (Ponater et al., 1999; Roeckner et al., 1999).

Die geografische Verteilung der durch die Kondensstreifen hervorgerufenen Veränderung der bodennahen Temperatur (Abbildung 7.2 unten) weist strukturell wenig Ähnlichkeit mit dem ursprünglichen Strahlungsantrieb auf: Die für die Kondensstreifenbedeckung charakteristischen Muster von Flugverkehrszentren und Flugstraßen (vergleiche z.B. Abbildung 3.5 oben) sind im Signal der bodennahen Temperatur nicht mehr zu erkennen. Vielmehr treten, in Übereinstimmung mit vielen früheren Klimasensitivitätsstudien (siehe z.B. Mitchell und Johns, 1997; Ponater et al., 1999; Roeckner et al., 1999), die stärksten Signale über Land (USA, Nordafrika) und Eisflächen (Polarregionen) auf, während die Temperaturänderung über den Ozeanen aufgrund deren hoher Wärmekapazität gedämpft ist. Festzuhalten bleibt, dass systematische Temperaturveränderungen im Modell also auch weit entfernt vom Ort der eigentlichen Störung auftreten, da v.a. durch die Rückkopplung mit der Ozeandeckschicht lokale Störungen global verteilt werden. Die Trägheit der Ozeane führt zudem zu einer gewissen Glättung räumlicher sowie saisonaler Effekte.

7.3 Veränderung der Wasserdampfkonzentration

Außer in der Temperaturstruktur der Atmosphäre sind auch beim atmosphärischen Wasserdampf eindeutige Tendenzen erkennbar (Abbildung 7.3): Das zonal gemittelte Wasserdampf-mischungsverhältnis nimmt unter dem Einfluss der Kondensstreifenstörung fast überall in der Atmosphäre zu. Die relativ stärkste Zunahme ergibt sich dabei in den nördlichen Extratropen im Bereich der Tropopause. Während die Zunahme des troposphärischen Wasserdampfs stets als Folge einer Erhöhung der troposphärischen Temperaturen auftritt, ist die quantitative und

²⁰ Der hier angewandte gitterpunktweise Student-t-Test geht von der zeitlichen und räumlichen Unabhängigkeit der Daten aus, was den realen Verhältnissen nur in grober Näherung entspricht. Um möglichen räumlichen Kohärenzen Rechnung zu tragen und gleichzeitig das Signal-zu-Rauschverhältnis (und somit die statistische Signifikanz) zu erhöhen, werden in der Klimaforschung auch „Fingerprint“-Methoden eingesetzt (z.B. Hasselmann, 1993; Sausen et al., 1997; Ponater et al., 1999). Dieser Ansatz wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit allerdings nicht verfolgt.

sogar die qualitative Veränderung des stratosphärischen Wasserdampfs stark von der Art und Verteilung der ursprünglichen Störung abhängig (Stuber et al., 2001b) und zum gegenwärtigen Wissensstand in ihren Details ohne spezifische Modellexperimente kaum analytisch vorhersagbar. Für Ozonstörungen in der unteren Stratosphäre wurde beispielsweise eine deutliche Zunahme an stratosphärischem Wasserdampf, bei Ozonstörungen in der oberen Troposphäre dagegen oberhalb von etwa 70 hPa sogar eine Abnahme der Feuchte (trotz gleichen Strahlungsantriebs der beiden Störungen) gefunden.

Systematische Veränderungen im stratosphärischen Wasserdampf sind vor allem insofern interessant, als Wasserdampf selbst ein Treibhausgas darstellt. Dabei spielen Veränderungen des Wasserdampfgehalts im Bereich der Tropopause eine wesentliche Rolle sowohl für die Wirkung auf das System Troposphäre–Erdboden als auch für die lokale thermische Ausstrahlung (Clough et al., 1992). Man kann diese Rückkopplung so interpretieren, dass durch die Erhöhung der stratosphärischen Wasserdampfkonzentration zu dem Strahlungsantrieb der ursprünglichen Störung ein weiterer, „sekundärer“ Strahlungsantrieb kommt, der indirekt durch die primäre Störung induziert wurde. Für die Kondensstreifen-Simulation der vorliegenden Arbeit beträgt dieser „sekundäre“ Strahlungsantrieb des stratosphärischen Wasserdampfs, der mit dem Klimamodell E39 in Anlehnung an die Methode von Stuber et al. (2001b) bestimmt wurde, im Jahresmittel 22 mW/m^2 , also knapp ein fünftel des primären, direkt durch die Kondensstreifen verursachten Strahlungsantriebs. Dies entspricht weitgehend dem für eine homogene CO_2 -Störung gefundenen Verhältnis zwischen dem sekundären und dem primären Strahlungsantrieb (Stuber et al., 2001b). Für verschiedene lokale Verteilungen von Ozonstörungen fanden Stuber et al. (2001b) dagegen deutlich davon abweichende sekundäre Strahlungsantriebe zwischen einem siebtel des primären Strahlungsantriebs und einer dem primären Strahlungsantrieb vergleichbaren Größe. Das in den verschiedenen Sensitivitätsexperimenten von Stuber et al. (2001b)

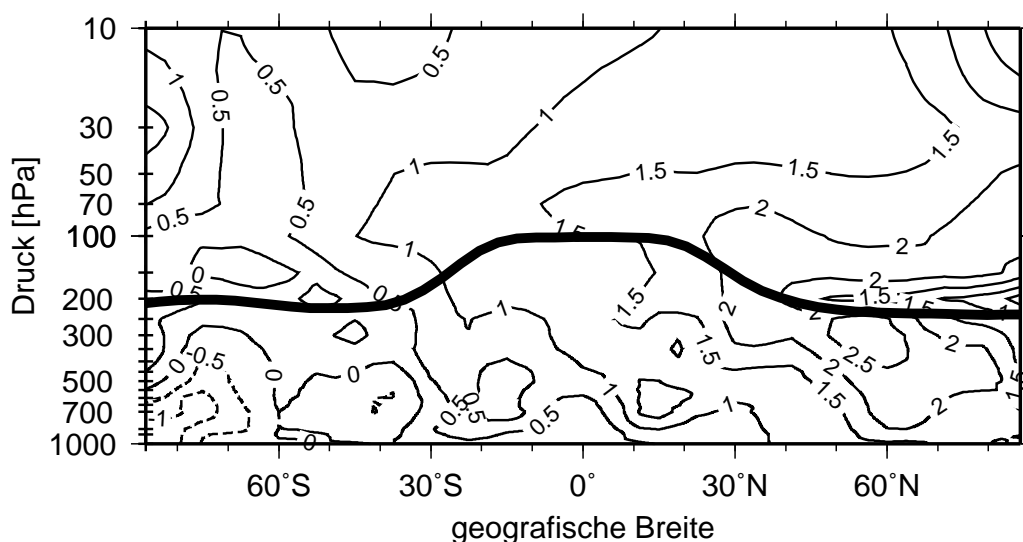


Abbildung 7.3: Durch die Kondensstreifenstörung hervorgerufene Anomalien des zonal und langjährig gemittelten Wasserdampfmischungsverhältnisses im Vergleich zur Kontrollsimulation (als relative Veränderung in %; Isolinienabstand: 0.5%). Die jahresgemittelte Tropopause ist gekennzeichnet.

gefundene spezifische Verhalten des stratosphärischen Wasserdampfs erwies sich in ihren Experimenten als maßgeblich mitverantwortlich für die Unterschiede in den entsprechenden Klimasensitivitätsparametern.

7.4 Klimasensitivität

7.4.1 Klimasensitivitätsparameter

Die Ermittlung eines Klimasensitivitätsparameters speziell für linienförmige Kondensstreifen ist nur dann sinnvoll, wenn ein „Referenzklimasensitivitätsparameter“ für das verwendete Modellsystem bekannt ist. Dies hängt damit zusammen, dass der Klimasensitivitätsparameter eine modellspezifische Größe darstellt, die unter anderem von der unterschiedlichen Repräsentation von Wolken in den Modellen abhängt (Cess et al., 1990; Cess et al., 1996, Joshi et al., 2003). Als ein solcher „Referenzwert“ bietet sich beispielsweise der Klimasensitivitätsparameter einer homogenen CO_2 -Störung an, da dieser bereits für etliche Modellsysteme bestimmt wurde (Ponater et al., 1999; Stuber et al., 2001b; Joshi et al., 2003). Deshalb wurde für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals verwendete Modellkonfiguration E39/MLO zunächst der Klimasensitivitätsparameter für eine 1 W/m^2 - CO_2 -Störung ermittelt und mit der Modellkonfiguration ECHAM4/MLO, also der ECHAM4-Standardkonfiguration mit 19 vertikalen Schichten, verglichen: Die beiden Klimasensitivitätsparameter unterscheiden sich signifikant (siehe Tabelle 7.1), was entweder durch die unterschiedliche vertikale Auflösung der beiden Modelle oder auch durch die Unterschiede in der Wolken-Strahlungs-Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.6) bedingt ist. Zur besseren Einschätzung der genannten Unterschiede in der Klimasensitivität zwischen den Modellen E39/MLO und ECHAM4/MLO sei jedoch erwähnt, dass die entsprechende Diskrepanz zu anderen Klimamodellen, deren atmosphärische Komponente nicht ECHAM4 ist, deutlich größer ist (siehe z.B. Joshi et al., 2003).

Die durch den Einflussparameter Kondensstreifen im Modellsystem E39/MLO verursachte Erhöhung der global gemittelten bodennahen Temperatur ΔT_s , sowie der daraus resultierende Klimasensitivitätsparameter λ sind ebenfalls in Tabelle 7.1 aufgeführt: Im langjährigen Mittel ergibt sich ein ΔT_s von 0.074 K, und – bei einem Nettostrahlungsantrieb von 117 mW/m^2 – ein mittlerer Klimasensitivitätsparameter λ von 0.63 K/Wm^{-2} . Dieser Wert ist etwas kleiner als der mit der gleichen Modellkonfiguration bestimmten Wert für die CO_2 -Störung von 0.73 K/Wm^{-2} (Tabelle 7.1). Aus der Betrachtung der jeweiligen Konfidenzintervalle wird allerdings klar, dass der Unterschied statistisch nicht signifikant ist. Auch verglichen mit den Ergebnissen von Stuber et al. (2001b), die für verschiedene Ozonstörungen Klimasensitivitätsparameter fanden, die bis zu 30% unter und 80% über dem Wert für gut durchmischte Treibhausgase lagen, ist der für die Kondensstreifen-Simulation ermittelte Unterschied zur CO_2 -Simulation als gering einzustufen. Dieses Ergebnis untermauert die in der Einleitung zu diesem Kapitel geäußerte Hypothese, dass der Klimasensitivitätsparameter einer Kondensstreifenstörung aufgrund der überlagernden Wirkung zweier konkurrierender Effekte von ähnlicher Größe sein könnte wie der einer homogenen CO_2 -Störung.

Tabelle 7.1: Global und langjährig gemittelter Stratosphären-adjustierter Nettostrahlungsantrieb (RF), Veränderung der bodennahen Temperatur (ΔT_s) und resultierender Klimasensitivitätsparameter (λ) für CO₂- und Kondensstreifenstörungen. Für λ ist zusätzlich jeweils das 95%–Konfidenzintervall angegeben. Das Ergebnis der Modellsimulation mit ECHAM4/MLO wurde aus Stuber et al. (2001b) entnommen.

Modell	Störung	RF [W/m ²]	ΔT_s [K]	λ [K/Wm ⁻²]
ECHAM4/MLO	CO ₂	1.004	0.808	0.805 [0.784; 0.825]
E39/MLO	CO ₂	1.000	0.734	0.734 [0.705; 0.763]
E39/MLO	Kondensstreifen	0.117	0.074	0.629 [0.118; 1.140]

7.4.2 Offene Fragen

In der vorliegenden Arbeit wurde eine einzige Modellsimulation zur Bestimmung des Klimasensitivitätsparameters von Kondensstreifen durchgeführt. Ponater et al. (1999) zeigten jedoch, dass die Klimasensitivität von nicht homogen verteilten Ozonstörungen in nennenswertem Maße von der Quantität der Störung abhängt. Um zu klären, ob sich dieser Sachverhalt auch für Kondensstreifen-Störungen bestätigt, sind über die vorliegende Arbeit hinaus weitere Simulationen mit quantitativ unterschiedlichen Kondensstreifenbedeckungsgraden nötig.

Aus Tabelle 7.1 geht hervor, dass das 95%–Konfidenzintervall von λ für die Kondensstreifenstörung deutlich weiter ist als für die homogene CO₂-Störung. Diese höhere statistische Unsicherheit bei der Kondensstreifen-Simulation ist erstens auf den vergleichsweise geringen Strahlungsantrieb zurückzuführen, der zur Folge hat, dass sich das Temperatursignal nur knapp vom statistischen Rauschen abhebt. Zweitens ist die Zeitreihe der Temperaturanomalien im Fal-

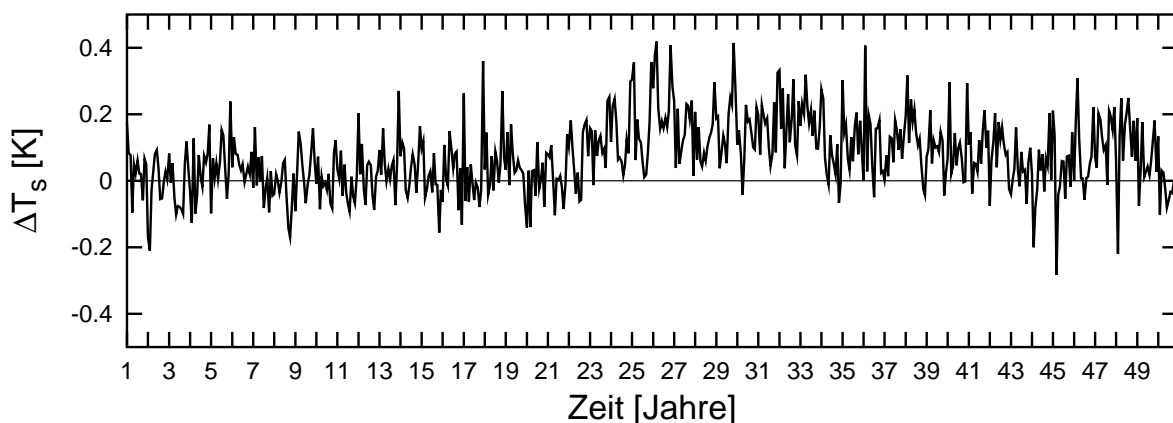


Abbildung 7.4: Zeitreihe der durch die Kondensstreifenstörung hervorgerufenen Anomalien der monatsgemittelten bodennahen Temperatur im Vergleich zum langjährig gemittelten Jahresgang der Kontrollsimulation.

le der Kondensstreifenstörung deutlich höher autokorreliert als die entsprechende Zeitreihe der Kontrollsimulation sowie der CO₂-Simulation. Dies äußert sich, nach einer Autokorrelationsanalyse (Zwiers und von Storch, 1995), in einem entsprechend kleinen effektiven Stichprobenumfang statistisch unabhängiger Werte.²¹

Maßgeblich verantwortlich für die ungewöhnlich hohe Autokorrelation der bodennahen Temperatur im Falle der Kondensstreifenstörung ist ein im Laufe der Simulation unerwartet einsetzender Temperaturanstieg, der über mehrere Modelljahre anhält (Abbildung 7.4, Simulationsjahr 21–26) verbunden mit einem anschließenden mehrjährigen Verharren im Bereich großer Temperaturanomalien. Eine kausale Ursache für die relativ spontan einsetzenden Veränderungen sowie den Zeitpunkt deren Auftretens konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht identifiziert werden, zumal eine derartige Autokorrelation in früheren, ähnlich gearteten Klimamodellsimulationen (z.B. Ponater et al., 1999; Stuber et al., 2001a, b) nicht aufzutreten schien. Somit bleiben diesbezüglich einige Fragen offen, die erst mit Hilfe von weiteren, für die Zukunft geplanten Klimamodellstudien beantwortet werden können: Ist das ungewöhnliche Verhalten der Temperatur-Zeitreihe auch mit anderen Anfangsbedingungen reproduzierbar? Hängt die Autokorrelation der Zeitreihe von der Quantität der Störung ab? Ist ein ähnliches Verhalten der Zeitreihe auch bei anderen Störungen (z.B. Ozon oder stratosphärischem Wasserdampf als Primärstörung) feststellbar, wenn der quantitative Strahlungsantrieb dem der Kondensstreifen-Störung der vorliegenden Arbeit ähnelt?

Abschließend sei erwähnt, dass der im Rahmen dieser Arbeit verfolgte Ansatz, nämlich die Beeinflussung der Atmosphäre durch die unmittelbare Strahlungswirkung der Kondensstreifen, nicht die einzige Möglichkeit für Wechselwirkungen mit der Modellatmosphäre darstellt. Denkbar ist auch, das in Kondensstreifen enthaltene Eiswasser nach Vollendung eines Modellzeitschritts nicht aus der Modellatmosphäre zu entfernen, sondern dem Wassergehalt „natürlicher“ Wolken zuzuschlagen, was prinzipiell einer vereinfachten Darstellung des Übergangs von linienförmigen zu Zirrus-ähnlichen Kondensstreifen gleichkommt. Ersten Simulationen nach scheint das Klimamodell E39 jedoch nicht mit der zu erwartenden Erhöhung des Wolkenbedeckungsgrads, sondern vielmehr mit einer Verringerung desselben zu reagieren (was ersten Untersuchungen nach vermutlich ein Artefakt der groben Parametrisierung des Bedeckungsgrads darstellt), so dass dieser Ansatz im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt wurde.

²¹Der effektive Stichprobenumfang beträgt nach dieser Autokorrelationsanalyse für die Kondensstreifen-Simulation nur 7 (statt der ursprünglichen 50 Jahresmittelwerte), für die CO₂- bzw. die Kontrollsimulation dagegen 14 (statt 30) bzw. 18 (statt 40).

Kapitel 8

Schlussfolgerungen und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde erstmals eine Parametrisierung von linienförmigen Kondensstreifen für ein globales atmosphärisches Zirkulationsmodell (ECHAM) entwickelt. Diese erlaubt es, Bedeckungsgrad, optische Eigenschaften und Strahlungsantrieb von Kondensstreifen zu jedem Modellzeitschritt in physikalisch begründeter Abhängigkeit von den jeweils vorherrschenden atmosphärischen Umgebungsbedingungen, insbesondere der jeweiligen Bewölkungssituation, zu simulieren. Damit werden auch potenzielle Nichtlinearitäten in der mittleren Strahlungswirkung von Kondensstreifen erfasst. Zusätzlich können im Modell Rückkopplungen zwischen den parametrisierten Kondensstreifen und dem Modellklima zugelassen werden, so dass über die reine Strahlungswirkung hinaus auch mögliche Einflüsse auf atmosphärische Parameter ermittelt sowie ein Klimasensitivitätsparameter speziell für linienhafte Kondensstreifen bestimmt werden konnte.

Die simulierten Kondensstreifenbedeckungsgrade zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit neueren Satellitenbeobachtungen über verschiedenen Regionen (Minnis et al., 2000; Meyer et al., 2002a, 2003). Dies gilt sowohl für jahresgemittelte Werte als auch für die Jahresgänge monatsgemittelter Bedeckungsgrade. Zusätzlich geht aus mehrjährigen Zeitreihen simulierter Kondensstreifenbedeckungsgrade hervor, dass die interannuale Variabilität der Bedeckungsgrade gleicher Kalendermonate für einige der den Beobachtungen zugrunde liegenden Gebiete, insbesondere die Regionen um Japan und Thailand, beachtlich ist. Dies schränkt die qualitative und quantitative Aussagekraft der genannten Beobachtungsdatensätze ein, denen zum größten Teil ein einjähriger Beobachtungszeitraum zugrunde liegt. Gerade für zuverlässige Aussagen über charakteristische Jahresgänge sollte sich deshalb der Beobachtungszeitraum zukünftiger Messreihen unbedingt über mehrere Jahre erstrecken.

Die große Bandbreite lokal oder regional beobachteter optischer Dicken von Kondensstreifen (Sassen, 1997; Jäger et al., 1998; Betancor Gothe et al., 1999; Palikonda et al., 2001; Meyer et al., 2002a) wird vom Modell wiedergegeben. Auch in Messungen gefundene regionale Unterschiede, wie höhere optische Dicken über den USA als über Europa, werden in den Modellrechnungen reproduziert. Der Mittelwert der simulierten optischen Dicken (im globalen Mittel knapp 0.1) liegt dagegen unter den aus Beobachtungen abgeleiteten Werten. Eine Ursache hierfür könnte sein, dass bei Stichprobenmessungen tendenziell gut ausgebildete und damit

optisch dicke Kondensstreifen bevorzugt werden, was gleichbedeutend ist mit einer systematischen Unterrepräsentation optisch dünner Kondensstreifen. Die hier durchgeführten Modellsimulationen weisen somit darauf hin, dass die auf Beobachtungen basierende optische Dicke von Kondensstreifen (z.B. vom IPCC, 1999) bisher überschätzt wurde.

Wegen der im Mittel geringeren optischen Dicke der Modellkondensstreifen ist auch die in den Modellsimulationen bestimmte Strahlungswirkung geringer als die beste Schätzung des IPCC (1999): In der Referenzsimulation für das Jahr 1992 beträgt der global und jährlich gemittelte Nettostrahlungsantrieb 3.5 mW/m^2 , was etwa einen Faktor 5 unter dem vom IPCC (1999) angegebenen Wert von 17 mW/m^2 liegt²² (vergleiche Abbildung 1.1). Der größte Teil dieser Diskrepanz (Faktor 3) wird von den Unterschieden in der mittleren optischen Dicke hervorgerufen, der verbleibende Rest ist auf Unterschiede in den Kondensstreifenbedeckungsgraden (Faktor 1.3), sowie auf Unterschiede in Modellparametern (Temperatur, Bewölkung, usw.) oder technische Unterschiede in den Strahlungstransferrechnungen (Faktor 1.2) zurückzuführen. Aus der untergeordneten Bedeutung der Modellunterschiede lässt sich schließen, dass die räumliche und zeitliche Variabilität der Kondensstreifenbildung, die in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Klimamodellsimulationen erstmals erfasst werden konnte, den Strahlungsantrieb im globalen Mittel nur geringfügig beeinflusst.

Mit Hilfe von zahlreichen Sensitivitätsstudien konnte die mit dem global gemittelten Nettostrahlungsantrieb linienförmiger Kondensstreifen verbundene Unsicherheit wesentlich fundierter quantifiziert werden, als dies dem IPCC (1999) möglich war. In Betracht gezogen wurden Unsicherheiten bezüglich mikrophysikalischer und optischer Eigenschaften der Kondensstreifenpartikel, Ungenauigkeiten verbunden mit den verwendeten Luftverkehrskatastern, Auswirkungen systematischer Fehler im Modellklima, sowie einige modellspezifische Vereinfachungen. Die global gemittelten Nettostrahlungsantriebe der einzelnen Sensitivitätsexperimente variieren zwischen 2.5 und 10.7 mW/m^2 , sind also allesamt niedriger als der vom IPCC (1999) angegebene Wert von 17 mW/m^2 . Auch wenn dieser in der vorliegenden Arbeit ermittelte Variationsbereich durch die endliche Auswahl an Sensitivitätsexperimenten den möglichen Unsicherheitsbereich sicherlich nicht vollständig repräsentiert, zeichnet sich doch die Tendenz ab, dass der Strahlungsantrieb linienhafter Kondensstreifen vom IPCC (1999) überschätzt wurde.

Aus den Sensitivitätsstudien geht auch hervor, dass die größte Unsicherheit bezüglich des global gemittelten Nettostrahlungsantriebs von Kondensstreifen mit der mangelhaften Kenntnis mikrophysikalischer Eigenschaften wie Eiswassergehalt, Partikelform und Partikelgröße verbunden ist (siehe Tabelle 5.7). Eine Verdopplung des Eiswassergehalts führt im Vergleich zur Referenzsimulation fast zu einer Verdopplung des Strahlungsantriebs. Die Annahme sphärischer Eispartikel hat im Vergleich zum Referenzexperiment, in dem (auf der in der Modellparametrisierung möglichen Weise) eine nicht-sphärische Partikelgestalt angenommen wurde, einen um etwa 15% höheren Nettostrahlungsantrieb zur Folge. Besonders interessant ist die Abhängigkeit des Nettostrahlungsantriebs vom mittleren effektiven Partikelradius, die gerade in dem auf

²²Dieser Wert beruht auf Strahlungstransferrechnungen von Minnis et al. (1999), bei denen von Sausen et al. (1998) berechnete Kondensstreifenbedeckungsgrade sowie eine fixe optische Dicke von 0.3 vorgeschrieben wurden.

Kondensstreifen zutreffenden Partikelgrößenbereich höchst nichtlinear ist. Das Maximum des Nettostrahlungsantriebs wird – bei dem in den Simulationen charakteristischen mittleren Eisswassergehalt von rund 1 g/m^2 – bei einem effektiven Radius von etwa $10 \mu\text{m}$ erreicht, während der Nettostrahlungsantrieb für „sehr kleine“ (z.B. $4 \mu\text{m}$) bzw. „sehr große“ (z.B. $24 \mu\text{m}$) Kondensstreifenpartikel jeweils nur etwa halb so groß ist. Der Strahlungsantrieb der Referenzsimulation liegt mit einem mittleren effektiven Partikelradius von $12.4 \mu\text{m}$ in der Nähe des Maximums.

Diese Quantifizierung der Sensitivitäten zeigt auf, dass aus der Sicht globaler Modellierung ein großer Bedarf an verlässlicheren mikrophysikalischen Eingabedaten besteht, die nur von Seiten der Messungen, eventuell in Verbindung mit mikrophysikalischer Modellierung, zur Verfügung gestellt werden können. Derzeit allerdings fehlen auf großer räumlicher und zeitlicher Skala angelegte Messreihen, die sich zur Ableitung „repräsentativer Mittelwerte“ eignen würden, wie sie in Klimamodellsimulationen gebraucht werden.

Verglichen mit den Unsicherheiten aufgrund von nur ungenau bekannten mikrophysikalischen Eigenschaften erwiesen sich alle weiteren untersuchten Sensitivitäten des Nettostrahlungsantriebs im globalen Mittel als weniger bedeutend. Dies ist insofern ein befriedigendes Ergebnis, als die dem Klimamodell und der entwickelten Parametrisierung inhärenten Vereinfachungen, wie beispielsweise eine idealisierte Beschreibung natürlicher Wolken oder die Vernachlässigung des Tagesgangs des Luftverkehrs in den meisten Simulationen, nicht zu gravierenden Fehlern führen, sofern hauptsächlich der global und jährlich gemittelte Nettostrahlungsantrieb betrachtet wird.²³

Werden Rückkopplungen mit dem Modellklima sowie einem angekoppelten Ozeanmodell zugelassen, so bewirkt der von Kondensstreifen verursachte Strahlungsantrieb primär eine Erwärmung der nordhemisphärischen Troposphäre. Der aus Temperatursignal und Strahlungsantrieb speziell für linienförmige Kondensstreifen bestimmte Klimasensitivitätsparameter ist von ähnlicher Größe wie der einer homogenen CO_2 -Störung. Er kann allerdings aufgrund der bisher durchgeführten Simulationen nur mit einer verhältnismäßig großen statistischen Unsicherheit angegeben werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde auch abgeschätzt, welche Größenordnung die Strahlungswirkung linienförmiger Kondensstreifen in Zukunft annehmen könnte: Werden sowohl die zu erwartenden Veränderungen auf dem Luftfahrtsektor (d.h. ein steigendes Luftverkehrsaufkommen und eine verbesserte Triebwerkstechnologie) als auch die prognostizierte anthropogene Klimaänderung berücksichtigt, so ergeben die Modellsimulationen einen Anstieg des globalen Kondensstreifenbedeckungsgrads von 0.06% im Jahr 1992 auf 0.14% im Jahr 2015 und 0.22% im Jahr 2050. Der global gemittelte Strahlungsantrieb von Kondensstreifen steigt dabei von 3.5 mW/m^2 im Jahr 1992 auf 9.4 mW/m^2 im Jahr 2015 und 14.8 mW/m^2 im Jahr 2050, was etwa einer Vervierfachung von 1992 bis 2050 entspricht. Der relative Anstieg des Strahlungsantriebs fällt dabei etwas stärker aus als der des Bedeckungsgrads, was vor allem darauf

²³ Bei räumlich oder zeitlich feiner aufgelösten Analysen können derartige Aspekte allerdings durchaus wichtig sein. Da die diesbezüglichen in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse jedoch sehr vielschichtig sind, sollen sie im Rahmen dieser Zusammenstellung im einzelnen nicht wiederholt werden.

zurückzuführen ist, dass die optische Dicke der Kondensstreifen in der sich im Laufe der Zeit erwärmenden Troposphäre zunimmt.

Werden zukünftige Klimaveränderungen in den Modellsimulationen außer Acht gelassen, ergibt sich als reiner Luftverkehrseffekt im Jahr 2050 ein höherer Strahlungsantrieb von 19.5 mW/m^2 . Die Abschätzung des IPCC (1999) für diesen Zeitraum beträgt, ebenfalls unter Vernachlässigung von Klimaveränderungen, 100 mW/m^2 . Der bereits für das Jahr 1992 gefundene Faktor 5 zwischen den Abschätzungen des IPCC (1999) und der Referenzsimulation der vorliegenden Arbeit bleibt dabei also weitgehend erhalten.

Außer langfristig gemittelten Größen wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Tages- und Jahresgänge analysiert. Daraus geht hervor, dass der simulierte Nettostrahlungsantrieb in einzelnen Regionen im monatsgemittelten Tagesverlauf starken und raschen quantitativen Schwankungen unterworfen sein kann, die vor allem vom Zusammenspiel des Flugverkehrsaufkommens und dem Sonnenstand²⁴ zu der jeweiligen Tageszeit abhängen. Da der tageszeitliche Verlauf des Sonnenstands in den mittleren Breiten auch im Lauf eines Jahres stark variiert, ist zudem der qualitative Verlauf der Tageszyklen des Nettostrahlungsantriebs, insbesondere das tageszeitliche Auftreten der Extrema, in deutlichem Maße von der Jahreszeit geprägt. Sowohl diese jahreszeitliche Variabilität als auch die raschen Fluktuationen im Tagesverlauf machen die Entwicklung eventueller Strategien zur Minimierung der Strahlungswirkung von Kondensstreifen auf der Basis einer tageszeitlichen Anpassung des Flugverkehrsaufkommens zu einem schwer lösbaren Problem. Eine simple Verschiebung des Flugverkehrs Richtung Sonnenauf- und Sonnenuntergang, wie es beispielsweise von Myhre und Stordal (2001) vorgeschlagen wurde, ist sicherlich nicht praktikabel.

Bei einem derartigen Unterfangen müsste zudem unbedingt die Alterung der linienförmigen Kondensstreifen berücksichtigt werden. Der allmähliche Übergang von linienhaften zu zirusähnlichen Kondensstreifen führt zwar dazu, dass die durch Kondensstreifenbildung induzierte Bewölkung mit der Zeit visuell kaum oder nicht mehr von der „natürlichen“ Zirusbewölkung zu unterscheiden ist, trotzdem bleibt die Klimawirksamkeit dieser zusätzlichen Bewölkung auch in diesem Stadium noch erhalten. Dem derzeitigen Forschungsstand nach erscheint es durchaus möglich, dass die gesamte Flugverkehrs-induzierte Bewölkung den Bedeckungsgrad linienförmiger Kondensstreifen deutlich übersteigt, und die dadurch hervorgerufene Strahlungswirkung weit über den Abschätzungen des IPCC (1999; siehe sechste Spalte in Abbildung 1.1) liegt. In diesem Fall würde sich insbesondere ein hohes Flugverkehrsaufkommen in den Nachmittags- bzw. Abendstunden als verstärkt klimarelevant erweisen, da das Maximum der induzierten anthropogenen Bewölkung entsprechend Richtung Nachtstunden verschoben werden würde, wo der Nettostrahlungsantrieb aufgrund des fehlenden kompensierenden kurzwelligen Anteils am größten ist.

Wie gerade angedeutet, weist die Entwicklung der zukunftsorientierten Klimaforschung in den

²⁴Die Abhängigkeit vom Sonnenstand ist deswegen entscheidend, weil die Strahlungswirkung im kurzwelligen solaren Strahlungsspektrum nur bei Tag wirksam ist und bei niedrigem Sonnenstand, also kurz nach Sonnenauf- und kurz vor Sonnenuntergang, maximal ist. Der Tagesgang des kurzwelligen Strahlungsantriebs ist also selbst bei zeitlich konstantem Luftverkehrsaufkommen sehr ausgeprägt.

letzten drei Jahren auf eine Bedeutungsverschiebung von linienförmigen Kondensstreifen zu Flugverkehrs-induzierter Zirrusbewölkung hin: Während, wie die vorliegende Arbeit nahe legt, der Beitrag linienförmiger Kondensstreifen geringer sein dürfte als vom IPCC (1999) angenommen, spielen Veränderungen in der Zirrusbewölkung möglicherweise eine weitaus größere Rolle als das IPCC (1999) vermutete. Letztere sind jedoch dem gegenwärtigen Stand der Forschung nach nur grob abschätzbar, beispielsweise anhand von zeitlichen Veränderungen der Zirrusbewölkung in vielbeflogenen Regionen (Boucher, 1999) oder statistischen Korrelationen zwischen Flugverkehrsdichte und Zirrusbewölkung (Mannstein und Schumann, 2003). Von der Beobachtungsseite her ist leider bislang keine operationelle Möglichkeit vorstellbar, die durch Alterung von Kondensstreifen hervorgerufene Bewölkung von natürlicher Zirrusbewölkung zu unterscheiden. Noch schwieriger zu erfassen als die Alterung von Kondensstreifen ist der Effekt einer möglichen Veränderung der mikrophysikalischen Eigenschaften „natürlicher“ Wolken durch die Freisetzung anthropogener Aerosole und ihrer Akkumulation in der oberen Troposphäre.

Solange das Wissen bezüglich dieser indirekten Beeinflussung der Bewölkung durch den Luftverkehr so gering ist, ist die Entwicklung erfolversprechender Strategien zur Minimierung der Klimawirkung des Luftverkehrs höchstens in Ansätzen, eben auf der Basis des derzeit vorhandenen Wissens, möglich. Dies gilt nicht nur für die oben bereits erwähnte Idee einer tageszeitlichen Verschiebung des Luftverkehrsaufkommens. Die derzeit am intensivsten diskutierte Idee besteht darin, Flugrouten nach Gesichtspunkten der Umweltverträglichkeit zu planen: Beispielsweise würde eine Absenkung der maximalen Flughöhe um 1.8 km zu einer 45%igen Verringerung des Kondensstreifenbedeckungsgrads, allerdings auch zu einer 5.7%igen Erhöhung der CO₂-Emission sowie einer 4.3%igen Erhöhung der NO_x-Emission führen (D. Lee, persönliche Mitteilung). Eine andere Überlegung ist die Umstellung der Flugzeugflotte auf alternative Treibstoffe wie flüssigen Wasserstoff. CO₂-Emissionen würden beim Einsatz einer komplett mit Wasserstoff getriebenen Flugzeugflotte vollständig vermieden und die NO_x-Emissionen im Vergleich zur herkömmlichen Flugzeugflotte deutlich verringert werden (Marquart et al., 2001). Dagegen kann, wie die vorliegende Arbeit zeigt, zur Zeit nicht eindeutig beantwortet werden, bei welcher dieser beiden Flugzeugflotten der von den jeweiligen Kondensstreifen hervorgerufene Strahlungsantrieb größer ist. Die diesbezügliche Unsicherheit ist vor allem auf das derzeitige geringe Wissen über die speziellen mikrophysikalischen Eigenschaften der Kondensstreifen wasserstoffgetriebener Flugzeuge zurückzuführen. Abhilfe schaffen würde hier die Verfügbarkeit eines Prototyps, um die Teilchencharakteristik real erzeugter Kondensstreifen vermessen und mit „herkömmlichen“ Kondensstreifen vergleichen zu können.

Der Ansatz, Kondensstreifen im Rahmen eines Klimamodells zu parametrisieren, wurde in dieser Arbeit erstmals verfolgt. Die Neuartigkeit der Herangehensweise machte es möglich, eine Vielzahl an Erkenntnissen über linienförmige Kondensstreifen zu gewinnen. Aber auch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus bietet die entwickelte Kondensstreifenparametrisierung noch einige Möglichkeiten: Naheliegender ist beispielsweise, die Klimawirkung der Kondensstreifen nicht einzeln, sondern in Kombination mit anderen klimarelevanten Komponenten des Luftverkehrs, insbesondere NO_x (Grewe et al., 1999; Ponater et al., 1999; Grewe et al., 2002) und

stratosphärischem Wasserdampf (Marquart et al., 2001; Gauss et al., 2003) zu untersuchen. Dadurch kann nichtlineare Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Beiträgen Rechnung getragen werden, so dass man die Klimawirksamkeit des gesamten Luftverkehrs konsistenter behandeln kann als durch einfache lineare Überlagerung der Einzeleffekte. Weiterhin eröffnet die Parametrisierung prinzipiell die Möglichkeit, auf einfacher Basis den Übergang von linienförmigen Kondensstreifen zu Zirruswolken zu simulieren, beispielsweise indem der zusätzliche Eiswassergehalt der Kondensstreifen ohne vorgegebene zeitliche Beschränkung im Modell erhalten bleibt. Dadurch wird es möglich, die Alterung von Kondensstreifen auch in die Berechnung eines Klimasensitivitätsparameters für Kondensstreifen miteinzubeziehen und dadurch der gesamten Kondensstreifen-induzierten Veränderung der Zirrusbewölkung Rechnung zu tragen.

Neue Erkenntnisse können auch von einer Anpassung der Kondensstreifenparametrisierung an weiterentwickelte Klimamodellversionen erwartet werden: Zur Zeit stellen Zirruswolken noch eine der unsichersten Komponenten in atmosphärischen Zirkulationsmodellen dar, unter anderem weil Bildungsprozesse nur schlecht verstanden sind und die Beobachtungsdatenbasis, auf der eine Modellvalidierung aufbauen könnte, relativ spärlich ist (Del Genio, 2002). In der derzeitigen Kondensstreifenparametrisierung können daher, in Anlehnung an die Parametrisierung von Zirruswolken im Modell, mikrophysikalische Prozesse nur rudimentär erfasst werden. Auch den komplexen Wechselwirkungen zwischen Wolken und Strahlungsprozessen kann in Klimamodellen zur Zeit nur in stark vereinfachter Form Rechnung getragen werden. In der Regel bleiben 3D-Effekte beim Strahlungstransfer sowie die subskalige Heterogenität von Wolken in Klimamodellrechnungen unberücksichtigt. Eine Quantifizierung solcher Aspekte sowie deren mögliche Berücksichtigung im Rahmen von Klimamodellen sind Gegenstand gegenwärtiger Forschungsaktivitäten (z.B. Bäuml, 2002; Buschmann et al., 2002; Li, 2002; Li und Barker, 2002; Hogan und Illingworth, 2003).

Wegen der engen Verknüpfung mit der Parametrisierung natürlicher Zirren kann die Parametrisierung von Kondensstreifen generell von Verbesserungen profitieren, die auf dem Gebiet der Wolkenparametrisierung sowie der Wolken-Strahlungs-Wechselwirkung erzielt werden. Die verstärkte Einbindung von wolkenmikrophysikalischen Prozessen sowie Aerosol-Wolken-Wechselwirkungen ist in letzter Zeit zu einem aktuellen Themengebiet der Atmosphärenforschung geworden (z.B. Lohmann und Roeckner, 1996; Lohmann et al., 1999; Kärcher und Lohmann, 2002a, b; Lohmann und Kärcher, 2002). Somit wird es sicherlich in den nächsten Jahren möglich sein, auch in die Parametrisierung von Kondensstreifen im Rahmen von Klimamodellen verstärkt mikrophysikalische Aspekte mit einzubeziehen. Langfristig wird ein besseres Verständnis von Wolkenprozessen und die entsprechende Übertragung in eine für ein grobskaliges Modell geeignete Parametrisierung zudem dazu beitragen, die Alterung von Kondensstreifen sowie den Einfluss der vom Flugverkehr emittierten Aerosole auf die Bewölkung mit Hilfe eines globalen atmosphärischen Zirkulationsmodells untersuchen zu können.

Symbole

A	Albedo
b, B	Bedeckungsgrad
b_{eff}	effektiver Bedeckungsgrad
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
C	Kondensation von Wasserdampf bzw. Verdunstung von Wolkenwasser
e	Wasserdampfdruck
e^*	minimal nötiger Wasserdampfdruck zur Kondensstreifenbildung
e_{sat}	Sättigungswasserdampfdruck
E	Emissivität
EI_{H_2O}	Emissionsindex von Wasserdampf
F	spezifischer Treibstoffverbrauch
G	Steigung der Mischungsgerade im Schmidt–Appleman–Diagramm
IWP	Eiswasserpfad (ice water path)
LWP	Flüssigwasserpfad (liquid water path)
m	Massenmischungsverhältnis von Wolkenwasser
p	Druck
P	Bildung von Niederschlag
q	Massenmischungsverhältnis von Wasserdampf
q_s	Sättigungsmassenmischungsverhältnis
Q	spezifische Verbrennungswärme
r	relative Feuchte
r^*	minimal nötige relative Feuchte zur Kondensstreifenbildung
r_{eff}	effektiver Partikelradius
r_{kr}	Feuchteschwellwert bei der Berechnung des Wolkenbedeckungsgrads
r_{kr}^*	Feuchteschwellwert bei der Berechnung des Kondensstreifenbedeckungsgrads
R	Transportprozesse
RF	Strahlungsantrieb (radiative forcing)
S	solare Einstrahlung

t	Zeit
T	Temperatur
T^*	Maximaltemperatur der Kondensstreifenbildung
T_S	bodennahe Temperatur (surface temperature)
V	Verdunstung von Niederschlag
γ	nicht-physikalischer Kalibrierungsfaktor
ε	Verhältnis der molekularen Massen von Wasser und Luft
η	Gesamtwirkungsgrad der Luftverkehrsflotte
λ	Klimasensitivitätsparameter
ν	Konstante, die die Alterungsgeschwindigkeit von Kondensstreifen regelt
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ	optische Dicke

Indizes

0	wolkenfreier Teil einer Gitterzelle
(E)	bezüglich der Eisphase
(F)	bezüglich der Flüssigwasserphase
ges	gesamter bedeckter Teil einer Gitterzelle (Wolken + Kondensstreifen)
k	kondensstreifenbedeckter Teil einer Gitterzelle
LW	langwelliger (longwave) Spektralbereich
nk	nicht individuell kalibriert
pot	potenziell
$pers$	persistent
SW	kurzwelliger (shortwave) Spektralbereich
VIS	sichtbarer (visible) Spektralbereich
w	wolkenbedeckter Teil einer Gitterzelle

Abkürzungen

AMIP	Atmospheric Model Intercomparison Project
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
CH ₄	Methan
CO	Kohlenmonoxid
CO ₂	Kohlendioxid
CHEM	Chemiemodul, das mit dem Modell ECHAM gekoppelt werden kann
DKRZ	Deutsches Klimarechenzentrum
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
E39	Abkürzung für ECHAM4.L39(DLR)
ECHAM	Modell des ECMWF , HAM burger Version
ECHAM4	4. Version des Modells ECHAM
ECHAM4.L39(DLR)	Am DLR entwickelte Version des Klimamodells ECHAM4 in einer vertikalen Auflösung von 39 Schichten
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
ERA	ECMWF Reanalysen
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
FESG	Forecast and Economics Sub-Group
GCM	General Circulation Model
H ₂ O	Wasser
HO _x	Symbol für H + OH + HO ₂
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
LibRadtran	Library for Radiative Transfer
LW	langwellig (longwave)
MLO	Modell der Ozeanmischungsschicht (mixed layer ocean)
MRO	maximal-zufällige Überlappung (maximum-random overlap)
N ₂ O	Lachgas
Net	Netto

NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
NO _x	Symbol für Stickoxide (NO + NO ₂)
O ₃	Ozon
off	offline
on	online
OPYC	Ozeanmodell bestehend aus Submodellen für Ozeandeckschicht, tiefen Ozean und Meereis
RF	Strahlungsantrieb (radiative forcing)
SW	kurzwellig (shortwave)
USA	United States of America
UTC	Coordinated Universal Time

Literaturverzeichnis

- APPLEMAN, H., 1953: The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft, *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **34**, 14–20.
- ASSELIN, R., 1972: Frequency filter for time integrations, *Mon. Wea. Rev.* **100**, 487–490.
- BÄUML, G., 2002: Influence of the sub-grid scale variability of clouds on the solar radiative transfer computations in the ECHAM5 model, *Dissertation im Fachbereich Geowissenschaften*, Universität Hamburg.
- BAKAN, S., M. BETANCOR, V. GAYLER und H. GRASSL, 1994: Contrail frequency over Europe from NOAA-satellite images, *Ann. Geophysicae* **12**, 962–968.
- BARKSTROM, B.R., 1984: The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE), *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **65**, 1170–1185.
- BAUGHUM, S.L., D.J. SUTKUS und S.C. HENDERSON, 1998: Year 2015 aircraft emission scenario for scheduled air traffic, NASA CR-1998-207638.
- BETANCOR GOTHE, M. und H. GRASSL, 1993: Satellite remote sensing of the optical depth and mean crystal size of thin cirrus and contrails, *Theor. Appl. Climatol.* **48**, 101–113.
- BETANCOR GOTHE, M., M. DREYER, S. BAKAN und C. COSTANZO, 1999: Ground based passive remote sensing of ice clouds with scattered solar radiation in the near infrared, *Phys. Chem. Earth (B)* **24**, 219–224.
- BOER, G., K. ARPE, M. BLACKBURN, M. DEQUE, W.L. GATES, T.L. HART, H. LETREUT, E. ROECKNER, D.A. SHEININ, I. SIMMONDS, R.N.B. SMITH, T. TOKIOKA, R.T. WETHERALD und D. WILLIAMSON, 1992: Some results from an intercomparison of the climates simulated by 14 general circulation models, *J. Geophys. Res.* **97**, 12771–12786.
- BOUCHER, O., 1999: Air traffic may increase cirrus cloudiness, *Nature* **397**, 30–31.
- BREWER, A.W., 1946: Condensation trails, *Weather* **1**, 34–40.
- BROGNIEZ, G., J.C. BURIEZ, V. GIRAUD, F. PAROL und C. VANBAUCE, 1995: Determination of effective emittance and a radiatively equivalent microphysical model of cirrus from ground-based and satellite observations during the International Cirrus Experiment: The October 1989 case study, *Mon. Wea. Rev.* **123**, 1025–1036.
- BUSCHMANN, N., G.M. MCFARQUHAR und A.J. HEYMSFIELD, 2002: Effects of observed horizontal inhomogeneities within cirrus clouds on solar radiative transfer, *J. Geophys. Res.* **107** (D20), 4445, doi:10.1029/2001JD001273, AAC 9-1-9-9.

- CESS, R.D., G.L. POTTER, J.P. BLANCHET, G.J. BOER, A.D. DEL GENIO, M. DEQUE, V. DYMNIKOV, V. GALIN, W.L. GATES, S.J. GHAN, J.T. KIEHL, A.A. LACIS, H. LE TREUT, Z.-X. LI, X.-Z. LIANG, B.J. MCAVANEY, V.P. MELESHKO, J.F.B. MITCHELL, J.-J. MORCRETTE, D.A. RANDALL, L. RIKUS, E. ROECKNER, J.F. ROYER, U. SCHLESE, D.A. SHEININ, A. SLINGO, A.P. SOKOLOV, K.E. TAYLOR, W.M. WASHINGTON, R.T. WETHERALD, I. YAGAI und M.-H. ZHANG, 1990: Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models, *J. Geophys. Res.* **95**, 16601–16615.
- CESS, R.D., M.H. ZHANG, W.J. INGRAM, G.L. POTTER, V. ALEKSEEV, H.W. BARKER, E. COHEN-SOLAL, R.A. COLMAN, D.A. DAZLICH, A.D. DEL GENIO, M.R. DIX, V. DYMNIKOV, M. ESCH, L.D. FOWLER, J.R. FRASER, V. GALIN, W.L. GATES, J.J. HACK, J.T. KIEHL, H. LE TREUT, K.K.-W. LO, B.J. MCAVANEY, V.P. MELESHKO, J.-J. MORCRETTE, D.A. RANDALL, E. ROECKNER, J.-F. ROYER, M.E. SCHLESINGER, P.V. SPORYSHEV, B. TIMBAL, E.M. VOLODIN, K.E. TAYLOR, W. WANG und R.T. WETHERALD, 1996: Cloud feedback in atmospheric general circulation models: an update, *J. Geophys. Res.* **101**, 12791–12794.
- CHEN, C.T. und E. ROECKNER, 1996: Validation of the Earth radiation budget as simulated by the Max-Planck-Institute for Meteorology general circulation model ECHAM4 using satellite observations of the Earth Radiation Budget Experiment, *J. Geophys. Res.* **101**, 4269–4287.
- CHEN, C.T. und E. ROECKNER, 1997: Cloud simulations with the Max-Planck-Institute for Meteorology general circulation model ECHAM4 and comparison with observations, *J. Geophys. Res.* **102**, 9335–9350.
- CLOUGH, S.A., M.J. IACONO und J.-L. MONCET, 1992: Line-by-line calculations of atmospheric fluxes and cooling rates: application to water vapour, *J. Geophys. Res.* **97**, 15761–15785.
- COX, S.K., 1973: Cirrus clouds and the climate, *J. Atmos. Sci.* **28**, 1513–1515.
- DAMERIS, M., V. GREWE, I. KÖHLER, R. SAUSEN, C. BRÜHL, J.-U. GROOSS und B. STEIL, 1998: Impact of aircraft NO_x-emissions on tropospheric and stratospheric ozone, Part II: 3-D model results, *Atmos. Environ.* **32**, 3185–3199.
- DEL GENIO, A.D., 2002: GCM simulations of cirrus for climate studies. In: D. Lynch, K. Sassen, D. Starr, G. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*, Oxford University Press, New York, USA, 231–255.
- DKRZ, 1992: The ECHAM3 atmospheric general circulation model, *Report No. 6*, Deutsches Klimarechenzentrum (DKRZ), Hamburg.
- DUDA, D.P., J.D. SPINHIRNE und W.D. HART, 1998: Retrieval of contrail microphysical properties during SUCCESS by the split-window method, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 1149–1152.

- DÜRBECK, T., und T. GERZ, 1996: The dispersion of aircraft exhausts in the free atmosphere, *J. Geophys. Res.* **101**, 26007–26015.
- EBERT, E.E. und J.A. CURRY, 1992: A parameterization of ice cloud optical properties for climate models, *J. Geophys. Res.* **97**, 3831–3836.
- ETTENREICH, R., 1919: Wolkenbildung über einer Feuersbrunst und an Flugzeugabgasen, *Met. Zeitschrift* **36**, 355–356.
- FEICHTER, J. und U. LOHMANN, 1999: Can a relaxation technique be used to validate clouds and sulphur species in a GCM?, *Q. J. R. Met. Soc.* **125**, 1277–1294.
- FEICHTER, J., E. KJELLSTRÖM, H. RODHE, F. DENTENER, J. LELIEVELD und G.J. ROELOFS, 1996: Simulation of the tropospheric sulfur cycle in a global climate model, *Atmos. Environ.* **30**, 1693–1707.
- FEICHTER, J., U. LOHMANN und I. SCHULT, 1997: The atmospheric sulfur cycle in ECHAM-4 and its impact on the shortwave radiation, *Climate Dyn.* **13**, 235–246.
- FESG, 1998: Long range scenarios, Report of the forecasting and economic analysis sub-group (FESG), erhältlich durch das Air Transport Bureau, ICAO, Canada.
- FORTUIN, J.P.F., R. VAN DORLAND, W.M.F. WAUBEN und H. KELDER, 1995: Greenhouse effects of aircraft emissions as calculated by a radiative transfer model, *Ann. Geophysicae* **13**, 413–418.
- FOUQUART, Y. und B. BONNEL, 1980: Computations of solar heating of the Earth's atmosphere: a new parameterization, *Beitr. Phys. Atmos.* **53**, 35–62.
- FREUDENTHALER, V., 2000: Lidarmessungen der räumlichen Ausbreitung sowie mikrophysikalischer und optischer Parameter von Flugzeugkondensstreifen, *Schriftenreihe Band 63*, ISBN 3-8265-6973-3, Fraunhofer-Institut Atmosphärische Umweltforschung, Garmisch-Partenkirchen.
- FREUDENTHALER, V., F. HOMBURG und H. JÄGER, 1995: Contrail observations by ground-based scanning lidar: Cross-sectional growth, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 3501–3504.
- FU, Q. und K.N. LIOU, 1992: On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres, *J. Atmos. Sci.* **49**, 2139–2156.
- FU, Q. und K.N. LIOU, 1993: Parameterization of the radiative properties of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.* **50**, 2008–2025.
- GATES, W.L., 1992: AMIP: The atmospheric model intercomparison project, *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **73**, 35–62.

- GATES, W.L., J.S. BOYLE, C. COVEY, C.G. DEASE, C.M. DOUTRIAUX, R.S. DRACH, M. FIORINO, P.J. GLECKLER, J.J. HNILO, S.M. MARLAIS, T.J. PHILLIPS, G.L. POTTER, B.D. SANTER, K.R. SPERBER, K.E. TAYLOR und D.N. WILLIAMS, 1999: An overview of the results of the atmospheric model intercomparison project (AMIP I), *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **80**, 29–55.
- GAUSS, M., I.S.A. ISAKSEN, S. WONG und W.-C. WANG, 2003: The impact of H₂O emissions from cryoplanes and kerosene aircraft on the atmosphere, *J. Geophys. Res.* **108** (D10), 4304, doi:10.1029/2002JD002623, ACL 2-1–2-11.
- GAYET, J.-F., G. FEBVRE, G. BROGNIEZ, H. CHEFFER, W. RENGER und P. WENDLING, 1996: Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: cloud field study on 13 October 1989, *J. Atmos. Sci.* **53**, 126–138.
- GIBSON, J.K., P. KALLBERG, S. UPPALA, A. HERNANDEZ, A. NOMURA und E. SERRANO, 1997: ERA description, *ECMWF Re-Analysis Project Report Series* **1**, 1–72.
- GIERENS, K.M., 1996: Numerical simulations of persistent contrails, *J. Atmos. Sci.* **53**, 3333–3348.
- GIERENS, K., R. SAUSEN und U. SCHUMANN, 1999: A diagnostic study of the global distribution of contrails, Part II: future air traffic scenarios, *Theor. Appl. Climatol.* **63**, 1–9.
- GREWE, V., M. DAMERIS, R. HEIN, I. KÖHLER und R. SAUSEN, 1999: Impact of future subsonic aircraft NO_x emissions on the atmospheric composition, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 47–50.
- GREWE, V., M. DAMERIS, C. FICHTER und R. SAUSEN, 2002: Impact of Aircraft NO_x Emissions. Part 1: Interactively coupled climate–chemistry simulations and sensitivities to climate–chemistry feedback, lightning and model resolution, *Met. Zeitschrift* **11** (3), doi:10.1127/0941-2948/2002/0011-0177, 177–186.
- HANSEN, J., A. LACIS, D. RIND, G. RUSSELL, P. STONE, I. FUNG, R. RUEDY und J. LERNER, 1984: Climate sensitivity: Analysis of feedback mechanisms, *Geophys. Monogr. Ser.* **29**, 130–163.
- HANSEN, J., M. SATO und R. RUEDY, 1997: Radiative forcing and climate response, *J. Geophys. Res.* **102**, 6831–6864.
- HASSELMANN, K.F., 1993: Optimal fingerprints for the detection of time dependent climate change, *J. Climate* **6**, 1957–1971.
- HEIN, R., M. DAMERIS, C. SCHNADT, C. LAND, V. GREWE, I. KÖHLER, M. PONATER, R. SAUSEN, B. STEIL, J. LANDGRAF und C. BRÜHL, 2001: Results of an interactively coupled atmospheric chemistry–general circulation model: comparison with observations, *Ann. Geophysicae* **19**, 435–457.

- HEYMSFIELD, A.J., 1977: Precipitation development in stratiform clouds. A microphysical and dynamical study, *J. Atmos. Sci.* **34**, 367–381.
- HEYMSFIELD, A.J. und C.M.R. PLATT, 1984: Parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and ice water content, *J. Atmos. Sci.* **41**, 846–855.
- HOGAN, R.J. und A.J. ILLINGWORTH, 2003: Parameterizing ice cloud inhomogeneity and the overlap of inhomogeneities using cloud radar data, *J. Atmos. Sci.* **60**, 756–767.
- HOSHIZAKI, H., L.B. ANDERSON, R.J. CONTI, N. FARLOW, J.W. MEYER, T. OVERCAMP, K.O. REDLER und V. WATSON, 1975: Aircraft wake microscale phenomena. In: *The stratosphere perturbed by propulsion effluents*, CIAP, DOT-TST-75-53, Kapitel 2, Natl. Tech. Inf. Serv., Springfield, Va., USA.
- IPCC, 1992: Climate Change 1992 – The supplementary report of the IPCC scientific assessment, *Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, New York, USA, 200 Seiten.
- IPCC, 1995: Climate Change 1994 – Radiative forcing of climate and an evaluation of the IPCC IS92a emission scenarios, *Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, New York, USA, 339 Seiten.
- IPCC, 1996: Climate Change 1995 – The science of climate change, *Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, New York, USA, 572 Seiten.
- IPCC, 1999: Aviation and the global atmosphere – A special report of IPCC working groups I and III, *Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, New York, USA, 365 Seiten.
- IPCC, 2001: Climate Change 2001 – The scientific basis, *Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, New York, USA, 881 Seiten.
- JÄGER, H., V. FREUDENTHALER und F. HOMBURG, 1998: Remote sensing of optical depth of aerosols and cloud cover related to air traffic, *Atmos. Environ.* **32**, 3123–3127.
- JENSEN, E.J., O.B. TOON, S. KINNE, G.W. SACHSE, B.E. ANDERSON, K.R. CHAN, C.H. TWOHY, B. GANDRUD, A. HEYMSFIELD und R.C. MIAKE-LYE, 1998: Environmental conditions required for contrail formation and persistence, *J. Geophys. Res.* **103**, 3929–3936.
- JOHNSON, D.W., 1993: Parameterisation of the cloud topped boundary layer: Aircraft measurements, *ECMWF Workshop Proceedings “Parameterization of the cloud topped boundary layer”*, Reading, Großbritannien.

- JOSHI, M., K. SHINE, M. PONATER, N. STUBER, R. SAUSEN und L. LI, 2003: A comparison of climate response to different radiative forcings in three general circulation models: towards an improved metric of climate change, *Climate Dyn.* **20**, doi:10.1007/s00382-003-0305-9.
- KÄRCHER, B., 1999: Aviation-produced aerosols and contrails, *Survey Geophys.* **20** (2), 113–167.
- KÄRCHER, B. und U. LOHMANN, 2002A: A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing of supercooled aerosols, *J. Geophys. Res.* **107** (D2), 4010, doi:10.1029/2001JD000470, AAC 4-1–4-10.
- KÄRCHER, B. und U. LOHMANN, 2002B: A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing including effects of aerosol size, *J. Geophys. Res.* **107** (D23), 4698, doi:10.1029/2001JD001429, AAC 9-1–9-9.
- KÄRCHER, B., R. BUSEN, A. PETZOLD, F.P. SCHRÖDER, U. SCHUMANN und E.J. JENSEN, 1998: Physicochemistry of aircraft-generated liquid aerosols, soot, and ice particles, 2: Comparison with observations and sensitivity studies, *J. Geophys. Res.* **103**, 17129–17147.
- KATO, S., T. ACKERMAN, J. MATHER und E. CLOTHIAUX, 1999: The k-distribution method and correlated-k approximation for a shortwave radiative transfer model, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **62**, 109–121.
- KYLLING, A. und B. MAYER, 1993–2001: LibRadtran, a package for radiative transfer calculations in the ultraviolet, visible, and infrared, <http://www.libradtran.org>.
- KYLLING, A., K. STAMNES und S.-C. TSAY, 1995: A reliable and efficient two-stream algorithm for spherical radiative transfer: documentation of accuracy in realistic layered media, *J. Atmos. Chem.* **21**, 115–150.
- LACIS, A.A. und V. OINAS, 1991: A description of the correlated k distribution method for modeling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres, *J. Geophys. Res.* **96**, 9027–9063.
- LAND, C., M. PONATER, R. SAUSEN und E. ROECKNER, 1999: The ECHAM4.L39(DLR) atmosphere GCM, Technical description and model climatology, *Forschungsbericht* **31**, ISSN 1434–8454, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Köln.
- LAND, C., J. FEICHTER und R. SAUSEN, 2002: Impact of vertical resolution on the transport of passive tracers in the ECHAM4 model, *Tellus (B)* **54**, 344–360.
- LEWIS, J.S. und R.W. NIEDZWIECKI, 1999: Aircraft technology and its relation to emissions. In: J.E. Penner, D.H. Lister, D.J. Griggs, D.J. Dokken, M. McFarland (Hrsg.): *Aviation and the global atmosphere*, IPCC, Cambridge University Press, Cambridge, New York, USA, 217–270.

- LI, J., 2002: Accounting for unresolved clouds in a 1D infrared radiative transfer model. Part I: Solution for radiative transfer, including cloud scattering and overlap, *J. Atmos. Sci.* **59**, 3302–3320.
- LI, J. und H.W. BARKER, 2002: Accounting for unresolved clouds in a 1D infrared radiative transfer model. Part II: Horizontal variability of cloud water path, *J. Atmos. Sci.* **59**, 3321–3339.
- LIU, K.-N., 1986: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: a global perspective (review article), *Mon. Wea. Rev.* **114**, 1167–1199.
- LÖHNER, H., 1940: Eisnebelstreifen hinter Flugzeugen in großen Höhen, *Luftwissen* **7**, 337–339.
- LOHMANN, U. und E. ROECKNER, 1996: Design and performance of a new cloud microphysics scheme developed for the ECHAM general circulation model, *Climate Dyn.* **12**, 557–572.
- LOHMANN, U. und B. KÄRCHER, 2002: First interactive simulations of cirrus clouds formed by homogeneous freezing in the ECHAM general circulation model, *J. Geophys. Res.* **107** (D10), 4105, doi:10.1029/2001JD000767, AAC 8-1–8-13.
- LOHMANN, U., J. FEICHTER, C.C. CHUANG und J.E. PENNER, 1999: Prediction of the number of cloud droplets in the ECHAM GCM, *J. Geophys. Res.* **104**, 9169–9198.
- LYNCH, D., K. SASSEN, D. STARR und G. STEPHENS, 2002: *Cirrus*, Oxford University Press, New York, USA, 480 Seiten.
- MACE, G.G., E.E. CLOTHIAUX und T.P. ACKERMAN, 2001: The composite characteristics of cirrus clouds: bulk properties revealed by one year of continuous cloud radar data, *J. Climate* **14**, 2185–2203.
- MAGER, F., 2000: Auswirkungen von Treibstoffverbrauch und Klimaänderung auf die Bedeckung durch Kondensstreifen, *Diplomarbeit für Meteorologie*, Ludwig-Maximilians-Universität München.
- MANNSTEIN, H. und U. SCHUMANN, 2003: Contrail cirrus over Europe, in Vorbereitung.
- MANNSTEIN, H., R. MEYER und P. WENDLING, 1999: Operational detection of contrails from NOAA–AVHRR–data, *Int. J. Remote Sensing* **20**, 1641–1660.
- MANNSTEIN, H., C. LEITER, R. MEYER, P. WENDLING, P. MINNIS und R. PALIKONDA, 2000: Regional contrail coverage estimated from AVHRR–data, *Proceedings of the Meteorological Satellite Data User's Conference*, EUMETSAT, Darmstadt, 578–585.
- MARQUART, S. und B. MAYER, 2002: Towards a reliable GCM estimation of contrail radiative forcing, *Geophys. Res. Lett.* **29** (8), 1179, doi:10.1029/2001GL014075, 20-1–20-4.

- MARQUART, S., R. SAUSEN, M. PONATER und V. GREWE, 2001: Estimate of the climate impact of cryoplanes, *Aerosp. Sci. Technol.* **5**, 73–84.
- MARQUART, S., M. PONATER, F. MAGER und R. SAUSEN, 2003: Future development of contrail cover, optical depth and radiative forcing: Impacts of increasing air traffic and climate change, *J. Climate* **16**, 2890–2904.
- MCFARLANE, N.A., G.J. BOER, J.-P. BLANCHET und M. LAZARE, 1992: The Canadian Climate Centre second-generation general circulation model and its equilibrium climate, *J. Climate* **5**, 1013–1044.
- MCFARQUHAR, G.M. und A.J. HEYMSFIELD, 1998: The definition and significance of an effective radius for ice clouds, *J. Atmos. Sci.* **55**, 2039–2052.
- MEERKÖTTER, R., U. SCHUMANN, D.R. DOELLING, P. MINNIS, T. NAKAJIMA und Y. TSUSHIMA, 1999: Radiative forcing by contrails, *Ann. Geophysicae* **17**, 1080–1094.
- MEYER, R., H. MANNSTEIN, R. MEERKÖTTER, U. SCHUMANN und P. WENDLING, 2002A: Regional radiative forcing by line-shaped contrails derived from satellite data, *J. Geophys. Res.* **107** (D10), 4104, doi:10.1029/2001JD000426, ACL 17-1–17-15.
- MEYER, R., H. MANNSTEIN, R. MEERKÖTTER und P. WENDLING, 2002B: Contrail and cirrus observations over Europe from 6 years of NOAA-AVHRR data, *Proceedings of the Meteorological Satellite Data User's Conference*, EUMETSAT, Dublin, Irland.
- MEYER, R., R. BÜLL, C. LEITER, H. MANNSTEIN, S. MARQUART, T. OKI und P. WENDLING, 2003: Contrail observations over Southern and Eastern Asia in NOAA/AVHRR data and intercomparison to contrail simulations in a GCM, *Int. J. Remote Sensing*, einziger.
- MINNIS, P., D.F. YOUNG, L. NGUYEN, D.P. GARBER, W.L. SMITH, JR. und R. PALIKONDA, 1998: Transformation of contrails into cirrus during SUCCESS, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 1157–1160.
- MINNIS, P., U. SCHUMANN, D.R. DOELLING, K. GIERENS und D.W. FAHEY, 1999: Global distribution of contrail radiative forcing, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 1853–1856.
- MINNIS, P., R. PALIKONDA, J.K. AYERS, D.P. DUDA und K.P. COSTULIS, 2000: Cirrus, contrails, and radiative forcing over the USA: Their relationship to air traffic and upper troposphere conditions, *A₂C₃ conference proceedings*, Seeheim, ISBN 92-894-0461-2, European Commission, 193–196.
- MITCHELL, D.L., 2002: Effective diameter in radiation transfer: general definition, applications, and limitations, *J. Atmos. Sci.* **59**, 2330–2346.
- MITCHELL, J.F.B. und T.J. JOHNS, 1997: On the modification of greenhouse gas warming by sulfate aerosols, *J. Climate* **10**, 245–267.

- MITCHELL, J.F.B., T.C. JOHNS, J.M. GREGORY und S.F.B. TETT, 1995: Climate response to increasing levels of greenhouse gases and sulphate aerosols, *Nature* **376**, 501–504.
- MORCRETTE, J.-J., 1989: Description of the radiation scheme in the ECMWF model, *ECMWF Tech. Memo.* **165**, Research Department ECMWF, Reading, Großbritannien.
- MORCRETTE, J.-J., 1991: Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting system, *J. Geophys. Res.* **96**, 9121–9132.
- MYHRE, G. und F. STORDAL, 2001: On the tradeoff of the solar and thermal infrared radiative impact of contrails, *Geophys. Res. Lett.* **28**, 3119–3122.
- OVARLEZ, J., P. VAN VELTHOVEN, G. SACHSE, S. VAY, H. SCHLAGER und H. OVARLEZ, 2000: Comparison of water vapour measurements from POLINAT2 with ECMWF analyses in high humidity conditions, *J. Geophys. Res.* **105**, 3737–3744.
- PALIKONDA, R., P. MINNIS, P.W. HECK, S. SUN-MACK, Q.Z. TREPTE und H. MANNSTEIN, 2001: Contrail cover and radiative properties from high-resolution satellite data, *Proceedings AMS 11th Conference on Satellite Meteorology and Oceanography*, Madison, Wisconsin, USA.
- PALMER, T.N., 1987: Modelling low-frequency variability of the atmosphere. In: H. Cattle (Hrsg.): *Atmospheric and oceanic variability*, Royal Meteorological Society, Bracknell, Großbritannien, 75–103.
- PEIXOTO, J.P. und A.H. OORT, 1996: The climatology of relative humidity in the atmosphere, *J. Climate* **9**, 3443–3463.
- PLATT, C.M.R., 1981: The effect of cirrus of varying optical depth on the extraterrestrial net radiative flux, *Q. J. R. Met. Soc.* **107**, 671–678.
- PONATER, M., S. BRINKOP, R. SAUSEN und U. SCHUMANN, 1996: Simulating the global atmospheric response to aircraft water vapour emissions and contrails: a first approach using a GCM, *Ann. Geophysicae* **14**, 941–960.
- PONATER, M., R. SAUSEN, B. FENEBERG und E. ROECKNER, 1999: Climate effect of ozone changes caused by present and future air traffic, *Climate Dyn.* **15**, 631–642.
- PONATER, M., S. MARQUART und R. SAUSEN, 2002: Contrails in a comprehensive global climate model: parameterisation and radiative forcing results, *J. Geophys. Res.* **107** (D13), 4164, doi:10.1029/2001JD000429, ACL 2-1-2-15.
- RÄISÄNEN, P., 1998: Effective longwave cloud fraction and maximum-random overlap of clouds: a problem and a solution, *Mon. Wea. Rev.* **126**, 3336–3340.
- REGENER, E., 1941: Versuche über die Kondensation und Sublimation des Wasserdampfes bei tiefen Temperaturen, *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung*, Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin, H. **37**, 17–24.

- RIND, D., P. LONERGAN und K. SHAH, 2000: Modeled impact of cirrus cloud increases along aircraft flight paths, *J. Geophys. Res.* **105**, 19927–19940.
- ROCKEL, B., E. RASCHKE und B. WEYRES, 1991: A parameterization of broad band radiative transfer properties of water, ice and mixed clouds, *Beitr. Phys. Atmos.* **64**, 1–12.
- ROECKNER, E., 1995: Parameterization of cloud properties in the ECHAM4 model, *Proceedings of the workshop "Cloud microphysics parameterizations in global circulation models"*, WCRP-90, Kananaskis, Canada, 105–116.
- ROECKNER, E., K. ARPE, L. BENGTSSON, S. BRINKOP, L. DÜMENIL, M. ESCH, E. KIRK, F. LUNKEIT, M. PONATER, B. ROCKEL, R. SAUSEN, U. SCHLESE, S. SCHUBERT und M. WINDELBAND, 1992: Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: Impact of model physics and resolution, *Report No. 93*, ISSN 0937–1060, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- ROECKNER, E., T. SIEBERT und J. FEICHTER, 1995: Climate response to anthropogenic sulfate forcing simulated with a general circulation model. In: R.J. Charlson, J. Heintzenberg (Hrsg.): *Aerosol forcing of climate*, Verlag John Wiley & Sons, Chichester, New England, USA, 349–362.
- ROECKNER, E., K. ARPE, L. BENGTSSON, M. CHRISTOPH, M. CLAUSSEN, L. DÜMENIL, M. ESCH, M. GIORGETTA, U. SCHLESE und U. SCHULZWEIDA, 1996: The atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of present-day climate, *Report No. 218*, ISSN 0937–1060, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- ROECKNER, E., L. BENGTSSON, J. FEICHTER, J. LELIEVELD und H. RODHE, 1999: Transient climate change simulations with a coupled atmosphere–ocean GCM including the tropospheric sulfur cycle, *J. Climate* **12**, 3004–3032.
- ROSSOW, W.B. und R.A. SCHIFFER, 1991: ISCCP cloud data products, *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **72**, 2–20.
- SANTER, B.D., R. SAUSEN, T.M.L. WIGLEY, J.S. BOYLE, K. ACHUTARAO, C. DOUTRIAUX, J.E. HANSEN, G.A. MEEHL, E. ROECKNER, R. RUEDY, G. SCHMIDT und K.E. TAYLOR, 2003: Behavior of tropopause height and atmospheric temperature in models, reanalyses, and observations: Decadal changes, *J. Geophys. Res.* **108** (D1), 4002, doi:10.1029/2002JD002258, ACL 1-1–1-22.
- SASSEN, K., 1997: Contrail–cirrus and their potential for regional climate change, *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **78**, 1885–1903.
- SASSEN, K. und C. HSUEH, 1998: Contrail properties derived from high–resolution polarization lidar studies during SUCCESS, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 1165–1168.

- SAUSEN, R. und U. SCHUMANN, 2000: Estimates of the climate response to aircraft CO₂ and NO_x emissions scenarios, *Climatic Change* **44**, 25–58.
- SAUSEN, R., B. FENEBERG und M. PONATER, 1997: Climatic impact of aircraft induced ozone changes, *Geophys. Res. Lett.* **24**, 1203–1206.
- SAUSEN, R., K. GIERENS, M. PONATER und U. SCHUMANN, 1998: A diagnostic study of the global distribution of contrails, Part I: Present day climate, *Theor. Appl. Climatol.* **61**, 127–141.
- SCHMIDT, E., 1941: Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren, *Schriften der deutschen Akademie der Luftfahrtforschung*, H. **44**, Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin, 1–15.
- SCHMITT, A. und B. BRUNNER, 1997: Emissions from aviation and their development over time. In: U. Schumann et al. (Hrsg.): *Pollutants from Air Traffic – Results of Atmospheric Research 1992–1997*, BMBF-Förderzeichen: 01 LL 9207/0; DLR-Mitteilungen **04**, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Köln, 37–52.
- SCHRÖDER, F., B. KÄRCHER, C. DUROURE, J. STRÖM, A. PETZOLD, J.-F. GAYET, B. STRAUSS, P. WENDLING und S. BORRMANN, 2000: On the transition of contrails into cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.* **57**, 464–480.
- SCHULZ, J., 1998: On the effect of cloud inhomogeneity on area averaged radiative properties of contrails, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 1427–1430.
- SCHUMANN, U., 1996: On conditions for contrail formation from aircraft exhausts, *Met. Zeitschrift* **5**, 4–23.
- SCHUMANN, U., 2000: Influence of propulsion efficiency on contrail formation, *Aerosp. Sci. Technol.* **4**, 391–401.
- SCHUMANN, U., 2002: Contrail cirrus. In: D. Lynch, K. Sassen, D. Starr, G. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*, Oxford University Press, New York, USA, 231–255.
- SCHUMANN, U. und P. WENDLING, 1990: Determination of contrails from satellite data and observational results. In: U. Schumann (Hrsg.): *Air traffic and the environment – background, tendencies, and potential global atmospheric effects*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, USA, 138–153.
- SCHUMANN, U., T. HAUF, H. HÖLLER, H. SCHMIDT und H. VOLKERT, 1987: A mesoscale model for simulation of turbulence, clouds and flow over mountains: Formulation and validation examples, *Beitr. Phys. Atmos.* **60**, 413–446.
- SCHUMANN, U., A. CHLOND, A. EBEL, B. KÄRCHER, H. PAK, H. SCHLAGER, A. SCHMITT, P. WENDLING (HRSG.), 1997: *Pollutants from Air Traffic – Results of Atmospheric Research 1992–1997*, DLR-Mitteilungen **04**, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Köln.

- SCHUMANN, U., R. BUSEN und M. PLOHR, 2000: Experimental test of the influence of propulsion efficiency on contrail formation, *J. Aircraft* **37**, 1083–1087.
- SCORER, R.S., 1955: Condensation trails, *Weather* **10**, 281–287.
- SEINFELD, J.H., 1998: Clouds, contrails and climate, *Nature* **391**, 837–883.
- SIMMONS, A.J. und D.M. BURRIDGE, 1981: Energy and angular-momentum conserving vertical finite-difference scheme and hybrid vertical coordinates, *Mon. Wea. Rev.* **109**, 758–766.
- SMITH, R.N.B., 1990: A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model, *Q. J. R. Met. Soc.* **116**, 435–460.
- STAMNES, K., S. TSAY, W. WISCOMBE und K. JAYAWEERA, 1988: A numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Applied Optics* **27**, 2502–2509.
- STEIL, B., M. DAMERIS, P.J. CRUTZEN, V. GREWE, M. PONATER und R. SAUSEN, 1998: Development of a chemistry module for GCMs: first results of a multiannual integration, *Ann. Geophysicae* **16**, 205–228.
- STEPHENS, G.L. und P.J. WEBSTER, 1981: Clouds and climate: sensitivity of simple systems, *J. Atmos. Sci.* **38**, 235–247.
- STEPHENS, G.L., S.-C. TSAY, P.W. STACKHOUSE, JR. und P.J. FLATEAU, 1990: The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate feedback, *J. Atmos. Sci.* **47**, 1742–1753.
- STEPHENS, G.L., D.L. JACKSON und I. WITTMAYER, 1996: Global observations of upper-tropospheric water vapor derived from TOVS radiance data, *J. Climate* **9**, 305–326.
- STRAUSS, B., R. MEERKÖTTER, B. WISSINGER, P. WENDLING und M. HESS, 1997: On the regional climatic impact of contrails: microphysical and radiative properties of contrails and natural cirrus cloud, *Ann. Geophysicae* **15**, 1457–1467.
- STRÖM, L. und K. GIERENS, 2002: First simulations of cryoplane contrails, *J. Geophys. Res.* **107** (D18), 4346, doi:10.1029/2001JD000838, AAC 2-1-2-13.
- STUBER, N., R. SAUSEN und M. PONATER, 2001A: Stratosphere adjusted radiative forcing calculations in a comprehensive climate model, *Theor. Appl. Climatol.* **68**, 125–135.
- STUBER, N., M. PONATER und R. SAUSEN, 2001B: Is the climate sensitivity to ozone perturbations enhanced by stratospheric water vapour feedback?, *Geophys. Res. Lett.* **28**, 2887–2890.

- SUNDQVIST, H., 1978: A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content, *Q. J. R. Met. Soc.* **104**, 677–690.
- SUNDQVIST, H., E. BERGE und J.E. KRISTJANSSON, 1989: Condensation and cloud parameterization studies with a mesoscale numerical weather prediction model, *Mon. Wea. Rev.* **117**, 1641–1657.
- VARNEY, B.M., 1921: The Argonne battle cloud, *Mon. Wea. Rev.* **49**, 348–349.
- WASHINGTON, W.M. und D.L. WILLIAMSON, 1977: A description of the NCAR GCMs. In: J. Chang (Hrsg.): *General circulation models of the atmosphere*, Methods in computational physics, Vol. **17**, Academic Press, 111–172.
- WEARE, B.C., 2001: Effects of cloud overlap on radiative feedbacks, *Climate Dyn.* **17**, 143–150.
- WEICKMANN, L., 1919: Wolkenbildung durch ein Flugzeug, *Naturwissenschaften* **7**, 625.
- WEICKMANN, H., 1945: Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle, *Beitr. Phys. Atmos.* **28**, 12–52.
- WILLIAMSON, D.L. und P.J. RASCH, 1994: Water vapor transport in the NCAR CCM2, *Tellus (A)* **46**, 34–51.
- WYSER, K., 1998: The effective radius of ice clouds, *J. Climate* **11**, 1793–1802.
- XU, K.M. und S.K. KRÜGER, 1991: Evaluation of cloudiness parameterizations using a cumulus ensemble model, *Mon. Wea. Rev.* **119**, 342–367.
- ZHANG, Y., A. MACKE und F. ALBERS, 1999: Effect of crystal size spectrum and crystal shape on stratiform cirrus radiative forcing, *Atmospheric Research* **52**, 59–75.
- ZWIERS, F.W. und H. VON STORCH, 1995: Taking serial correlation into account in test of the mean, *J. Climate* **8**, 336–351.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die Unterstützung einiger Personen in dieser Form nicht möglich gewesen. An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Robert Sausen bedanken, der mir die Bearbeitung dieses interessanten Themas nicht nur ermöglichte, sondern mich auch stets mit kreativen Ideen unterstützte. Auch Herrn Prof. Dr. Ulrich Schumann danke ich für sein andauerndes Interesse an meiner Arbeit. Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. Heinrich Quenzel für seine Bereitschaft, trotz seines Ruhestandes diese Arbeit zu begutachten.

Michael Ponater stand mir während meiner gesamten Promotionszeit mit unzähligen wertvollen Ratschlägen zur Seite. Seine ständige Bereitschaft zur Diskussion und sein tiefgehendes Interesse an meiner Arbeit waren mir eine unschätzbare Hilfe. Zudem hätte ich mich ohne ihn sicherlich in den Verwirrungen des ECHAM-Codes verlaufen. Danke!

Bei Bernhard Mayer möchte ich mich für die bereitwillige und sehr effektive Zusammenarbeit in Hinblick auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strahlungsvergleichsrechnungen bedanken. Petri Räisänen hat mir durch seine Auskunftsbereitschaft die Korrekturen am ECHAM-Strahlungsmodul deutlich erleichtert.

Den Kollegen meiner Arbeitsgruppe möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen konstruktiven Diskussionen fachlicher (und manchmal auch nicht-fachlicher) Art danken. Hervorzuheben sind hier insbesondere Tina Schnadt, Fabian Mager, Sabine Brinkop, Klaus Gierens und Linda Ström. Dem Systemadministrator Winfried Beer sei gedankt für seine kompetente und freundliche Hilfe in allen Computer-technischen Belangen.

Meinem Freund möchte ich danken für sein Interesse an meiner Arbeit, seine unkonventionellen Fragen und die vielen aufmunternden Worte. Auch meinen Eltern gilt ein herzliches Dankeschön.

Diese Arbeit wurde von der Studienstiftung des deutschen Volkes finanziell und ideell gefördert. Gerade die Möglichkeit, in interdisziplinären Doktorandentreffen über den fachlichen Teller- rand blicken zu können, weiß ich sehr zu schätzen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Susanne Marquart
geboren am 1. Februar 1974
in Wolfratshausen, Bayern

Schulbildung

1980 – 1984 Grundschule am Isardamm, Geretsried
1984 – 1993 Adalbert-Stifter-Gymnasium, Geretsried
Juni 1993 Abitur

Studium

1993 – 1999 Studium „Technischer Umweltschutz“ an der
Technischen Universität Berlin
1996 – 1997 einjähriger Gaststudienaufenthalt an der ETH Zürich,
Schweiz, Studiengang „Umweltnaturwissenschaften“
Oktober 1999 Dipl. Ing. in: „Technischer Umweltschutz“,
Thema der Diplomarbeit: *Atmosphärische Auswirkungen
einer mit Wasserstoff betriebenen Luftverkehrsflotte*
seit Januar 1999 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Physik der Atmosphäre,
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Oberpfaffenhofen
2000 – 2003 Promotionsstudium Meteorologie an der
Ludwig-Maximilians-Universität München