

Forschungsbericht 2018-05

**Einfluss von Rußpartikelemissionen
auf die Eiskristallbildung, Eigenschaf-
ten, Lebenszyklen und Klimawirkung
von Kondensstreifenzirren**

Andreas Bier

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Physik der Atmosphäre
Oberpfaffenhofen

ISRN DLR-FB--2018-05

ISSN 1434-8454
ISRN DLR-FB--2018-05

A. Bier





Herausgeber Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e. V.
Bibliotheks- und
Informationswesen
D-51170 Köln
Porz-Wahnheide
Linder Höhe
D-51147 Köln

Telefon (0 22 03) 6 01 - 44 44
Telefax (0 22 03) 6 01 - 47 47

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem DLR gestattet.

ISSN 1434-8454

Kondensstreifen, Rußemissionen, ECHAM, Synoptik, Lebenszyklen, Strahlungswirkung

Andreas Bier

Institut für Physik der Atmosphäre des DLR, Oberpfaffenhofen

Einfluss von Rußpartikelemissionen auf die Eiskristallbildung, Eigenschaften, Lebenszyklen und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren

Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München

DLR-Forschungsbericht 2018-05, 2018, 125 Seiten, 32 Bilder, 7 Tabellen, 130 Literaturstellen, 31,00€

Kondensstreifenzirren haben den größten Anteil an der anthropogenen Klimaerwärmung durch den Luftverkehr. Eine Studie hat bereits gezeigt, dass der Einsatz von alternativen Treibstoffen, durch den die Rußpartikelemissionen verringert werden, den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren deutlich reduzieren kann. Um die Prozesse hinter dieser Reduktion näher zu verstehen, wurden in dieser Arbeit Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren für verschiedene synoptische Situationen mit ECHAM5-CCMod untersucht. Klimarelevante Kondensstreifenzirren-Cluster entwickeln sich vorrangig in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten, wo die Sedimentation von Eiskristallen eine wichtige Rolle spielt. In solchen Situationen wird die Strahlungswirkung der Kondensstreifenzirren durch die Verringerung der Rußemissionen am stärksten reduziert.

ECHAM5-CCMod wurde hinsichtlich einer Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen erweitert. Wenn Kondensstreifen nahe an ihrem Bildungskriterium entstehen, kann nur ein bestimmter Anteil der emittierten Rußpartikel Eiskristalle bilden. Während in den Extratropen eine Änderung in der anfänglichen Eiskristallanzahl maßgeblich durch die Änderung der Rußemissionen bestimmt wird, muss in den Tropen zusätzlich der Einfluss der Atmosphäre auf die Eiskristallbildung berücksichtigt werden.

Contrails, soot emissions, ECHAM, synoptic situation, life cycle, radiative impact

(Published in German)

Andreas Bier

Institut für Physik der Atmosphäre des DLR, Oberpfaffenhofen

Influence of soot number emissions on contrail cirrus ice crystal formation, properties, life cycles and climate impact

Doctoral Thesis Ludwig-Maximilians-Universität München

DLR-Forschungsbericht 2018-05, 2018, 125 pages, 32 figs., 7 tabs., 130 refs. 31.00 €

Contrail cirrus is the largest known contributor to the climate forcing caused by air traffic. It has been shown that the use of alternative fuels, which leads to a decrease of engine soot number emissions, can clearly reduce the radiative forcing by contrail cirrus. To understand the processes behind this reduction, contrail cirrus life cycles were investigated for different synoptic situations within ECHAM5-CCMod. Climate relevant contrail cirrus cluster tend to develop in large-scale and long-lived ice-supersaturated areas where the sedimentation of ice crystals plays an important role. In these situations, the effect of reduced soot emissions is largest to decrease the contrail cirrus radiative impact.

ECHAM5-CCMod has been expanded by a parameterization of the initial ice crystal number of contrails. If contrails form close to their formation threshold, only a certain fraction of emitted soot particles can form ice crystals. While the change of the initial ice crystal number is mainly controlled by changed soot emissions in the extratropics, the impact of the atmospheric state has to be considered additionally in the tropics.

Forschungsbericht 2018-05

Einfluss von Rußpartikelemissionen auf die Eiskristallbildung, Eigenschaften, Lebenszyklen und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren

Andreas Bier

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Physik der Atmosphäre
Oberpfaffenhofen

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

125 Seiten
32 Bilder
7 Tabellen
130 Literaturstellen



Deutsches Zentrum
DLR für Luft- und Raumfahrt

Erstgutachter: Prof. Dr. Markus Rapp
Zweitgutachter: Prof. Dr. George Craig
Tag der Abgabe: 24.10.2017
Tag der mündlichen Prüfung: 17.01.2018

**Einfluss von
Rußpartikelemissionen auf die
Eiskristallbildung, Eigenschaften,
Lebenszyklen und Klimawirkung
von Kondensstreifenzirren**



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

vorgelegt von
Andreas Bier
Tscheljabinsk
2018

Erstgutachter: Prof. Dr. Markus Rapp

Zweitgutachter: Prof. Dr. George Craig

Tag der Abgabe: 24.10.2017

Tag der mündlichen Prüfung: 17.01.2018

Zusammenfassung

Die Luftfahrt trägt mit etwa 5 % zur gesamten anthropogenen Klimaerwärmung bei. Mit einer jährlich geschätzten Zunahme des Flugverkehrs um etwa 5 % nimmt die Klimawirkung durch diesen Verkehrssektor kontinuierlich zu. Kondensstreifenzirren machen den größten Anteil am Strahlungsantrieb durch den Luftverkehr aus. Eine mögliche Mitigationsmaßnahme ist der Einsatz von alternativen Treibstoffen, wodurch Flugzeug-Rußpartikelemissionen und damit die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen reduziert werden sollen. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen auf die Eiskristallbildung, die Lebenszyklen, Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren innerhalb des globalen Klimamodells ECHAM5 untersucht.

Eine bisherige Studie in ECHAM5 hat ergeben, dass eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren um die Hälfte vermindern kann. Die einzelnen Prozesse hinter dieser Verringerung sind aber bisher noch nicht in hinreichendem Maß verstanden. Daher wurden in dieser Arbeit Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren über dem Osten der USA in Abhängigkeit von verschiedenen synoptischen Situationen betrachtet. Es wurde dabei untersucht, wie sich mikrophysikalische und dynamische Prozesse auf die Eigenschaften und Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren auswirken und wie diese durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl modifiziert werden. Mikrophysikalische Prozesse spielen in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten eine wichtige Rolle. Kondensstreifenzirren sind in solchen Situationen häufig langlebig und klimarelevant, indem sie einem hohen Bedeckungsgrad oder optische Dicke einnehmen. In diesen synoptischen Fällen ist der Effekt der reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl am stärksten: Der Eiskristallverlust durch Sedimentation erhöht sich am Ende der Lebenszyklen um bis zu 15 %. Das Volumen und die totale Extinktion als Maß für die kurzweilige Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren werden im Vergleich zu anderen Situationen erheblich reduziert. Die Untersuchung mehrerer Lebenszyklen innerhalb von 2 Jahren hat ergeben, dass solche Situationen in etwa 25 % der betrachteten Fälle auftreten.

In früheren Studien wurden Kondensstreifen mit einer festen, anfänglichen Eiskristallanzahl initialisiert. Daher wurde eine Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl, die hauptsächlich von den Rußpartikelemissionen und dem Atmosphärenzustand abhängt, in das Klimamodell integriert und damit globale Simulationen durchgeführt. Die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen wird deutlich reduziert, wenn Kondensstreifen nahe an ihrem Bildungskriterium entstehen, da nur ein bestimmter Anteil der vom Flugzeug emittierten Rußpartikel Eiskristalle formen kann. Dieser Effekt wird aufgrund von höheren Umgebungstemperaturen hauptsächlich in den Tropen ersichtlich. Die Berücksichtigung der Parametrisierung zeigt in solchen Situationen große Auswirkungen auf die Eigenschaften der Kondensstreifen.

Mit der integrierten Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl wurde der Einfluss von um 80 % reduzierten Rußpartikelemissionen auf globale Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren untersucht. Der Bedeckungsgrad von mit Satelliten detektierbaren Kondensstreifenzirren wird im globalen Mittel um 75 % und der Netto-Strahlungsantrieb von allen Kondensstreifenzirren um 57 % vermindert. Damit entfaltet der Einsatz von alternativen Treibstoffen ein hohes Mitigationspotenzial in Bezug auf die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren, wenn die Rußpartikelemissionen deutlich reduziert werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung und Motivation	1
1.2	Mitigationsmaßnahmen	2
1.3	Zielstellungen	4
1.4	Gliederung der Arbeit	5
2	Stand des Wissens	6
2.1	Eisübersättigung	6
2.2	Natürliche Zirren	9
2.2.1	Eisnukleation	9
2.2.2	Entstehung natürlicher Zirren	9
2.3	Physik von Kondensstreifenzirren	10
2.3.1	Entstehung von Kondensstreifen	10
2.3.2	Lebenszyklus und wichtige Prozesse	12
2.3.3	Messungen und Beobachtungen	13
2.3.4	Simulationen	16
2.4	Einfluss von alternativen Treibstoffen	19
2.4.1	Messungen	19
2.4.2	Boxmodellstudie	20
3	Klimamodell und Methoden	23
3.1	Das Klimamodell ECHAM5	23
3.1.1	Allgemeines	23
3.1.2	Schema natürlicher Wolken	24
3.1.3	Schema der Strahlung	26
3.1.4	Aerosolmodul ECHAM5-HAM	26
3.2	Parametrisierung der Kondensstreifenzirren	27
3.2.1	Potenzieller Bedeckungsgrad	28
3.2.2	Bedeckungsgrad und Volumen	28
3.2.3	Initialisierung der Größen	29
3.2.4	Scherung	29
3.2.5	Diffusion	30
3.2.6	Sedimentation	30
3.2.7	Deposition und Sublimation	31
3.3	Lebenszyklenstudien	31
3.3.1	Idealisiertes Experiment	31
3.3.2	Diagnostiken für die Lebenszyklen	32
3.4	Parametrisierung der Eiskristallbildung	35
3.4.1	Thermodynamisches Bildungskriterium	35
3.4.2	Aktivierungsrelaxationsansatz	36
3.4.3	Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation	39

3.4.4	Sensitivitätsstudien zur Eiskristallbildung	40
3.5	Globale Simulationen	41
3.5.1	Initialisierung für ECHAM5-CCMod	41
3.5.2	Übersicht über die Simulationen	41
3.6	Evaluierung	43
4	Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern	44
4.1	Entwicklung eines langlebigen Kondensstreifenzirren-Clusters	45
4.1.1	Lebenszyklus für hohe anfängliche Eiskristallanzahl	45
4.1.2	Einfluss der reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl	47
4.1.3	Einfluss eines höheren Flugverkehrslevels	49
4.2	Lebenszyklus in Abhängigkeit von der synoptischen Situation	49
4.2.1	Dynamisch kontrollierter Lebenszyklus	51
4.2.2	Variabilität im Sedimentationsverlust	51
4.2.3	Volumen	53
4.2.4	Totale Extinktion	56
4.2.5	Entwicklungspotenzial von Kondensstreifenzirren	57
4.2.6	Änderung der Lebensdauer	58
4.3	Sensitivität gegenüber Höhenlevel und der Jahreszeit	58
4.3.1	Höherer Flugverkehrslevel	58
4.3.2	Sommer versus Winter	59
4.4	Statistische Analysen zu den Lebenszyklen	60
4.4.1	Häufigkeit von synoptischen Situationen	60
4.4.2	Mittlere Strahlungswirkung	62
4.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	64
4.6	Diskussion	65
5	Globale Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren	68
5.1	Sensitivitätsstudien zur Eiskristallbildung von Kondensstreifen	68
5.1.1	Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur	69
5.1.2	Abhängigkeit vom Atmosphärendruck	71
5.1.3	Höhenabhängigkeit unter Annahme einer Standardatmosphäre	71
5.2	Globale Simulationsergebnisse	74
5.2.1	Eiskristallbildung bei aktuellen Rußpartikelemissionen	74
5.2.2	Einfluss der Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl	77
5.2.3	Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen	85
5.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	92
5.4	Diskussion	93
6	Zusammenfassung und Ausblick	96
A	Natürliche Zirren	100
A.1	Klassische Nukleationsparametrisierung	100
A.2	Nukleation bei präexistierendem Eis	101
B	Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern	102
B.1	Änderung der Flughöhe und der Jahreszeit	102
B.1.1	Höherer Flugverkehrslevel	102
B.1.2	Sommer versus Winter	103
B.2	Variation der anfänglichen Eiskristallanzahl	105
B.2.1	Reduktion der Eiskristallanzahl um 50 %	105

B.2.2	Totale Extinktion in Abhängigkeit von der anfänglichen Eiskristallanzahl	106
C	Eiskristallbildung von Kondensstreifen	109
C.1	Aerosolpartikelspektren im Abgasstrahl	109
	Abbildungsverzeichnis	111
	Tabellenverzeichnis	113

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung und Motivation

In den letzten Jahrzehnten wurde ein globaler Temperaturanstieg beobachtet, der teilweise durch von Menschen verursachten Emissionen, die den Strahlungshaushalt der Erde verändern, hervorgerufen wurde. Für das Jahr 2005 wurde der Beitrag der Luftfahrt an der anthropogenen Klimaänderung auf etwa 5 % geschätzt (Lee et al., 2009). Bis 2030 wird eine jährliche Zunahme der Flugpassagierkilometer um etwa 5 % prognostiziert; der Treibstoffverbrauch und damit auch verbunden die Emissionen des Kohlendioxids (CO_2) sollen von 2010 bis 2040 um etwa einen Faktor von 3 bis 4 ansteigen (ICAO, 2013). Daher ist in den nächsten Jahren ein kontinuierlicher Anstieg der Klimawirkung dieses Verkehrssektors und seines prozentualen Anteils bei Reduktion des CO_2 -Ausstoßes in anderen Sektoren zu erwarten. Der Luftverkehr verändert die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre durch Eintrag von CO_2 , Stickoxiden, Wasserdampf, anderen klimarelevanten Gasen und Aerosolpartikeln. Die vom Flugzeug emittierten Partikel können den Strahlungshaushalt sowohl direkt durch Streuung und Absorption als auch indirekt beeinflussen (Boucher et al., 2013). Als indirekter Effekt wird die Modifikation in der Bildung und Eigenschaften der natürlichen Bewölkung durch die Emission von Aerosolpartikeln bezeichnet. Die Gesamtbewölkung und der Strahlungshaushalt der Erde werden außerdem maßgeblich durch Kondensstreifen beeinflusst (z. B. Meyer et al., 2002; Schumann and Graf, 2013; Bock and Burkhardt, 2016b).

Kondensstreifen entstehen bei hinreichend geringen Umgebungstemperaturen (meistens unterhalb von 223 bis 228 K), wenn das sog. Schmidt-Appleman-Kriterium (Schmidt, 1941; Appleman, 1953; Schumann, 1996) erfüllt ist. Dabei wird während der Vermischung der heißen Triebwerksabgase mit der kälteren Umgebungsluft eine Wasserübersättigung erzeugt. Aerosolpartikel im Abgasstrahl des Triebwerks, vorwiegend Rußpartikel, aber auch von außen eingemischte Partikel, aktivieren zu Wassertröpfchen und gefrieren anschließend zu Eiskristallen (Kärcher et al., 2015). In eisuntersättigten Luftmassen verschwinden die Kondensstreifen innerhalb von wenigen Sekunden bis Minuten, während sie in eisübersättigten Regionen über mehrere Stunden bestehen bleiben können (Brewer, 1946). Letzteres wird als Persistenz bezeichnet. In dem Fall breiten sich die anfangs linienförmigen Kondensstreifen aufgrund von vertikaler Windscherung aus (z. B. Dürbeck and Gerz, 1996; Schumann et al., 1998; Burkhardt et al., 2009). Mit zunehmendem Alter verändern Kondensstreifen durch verschiedene Prozesse ihre Gestalt und verlieren (im Durchschnitt nach etwa 4 bis 5 Stunden) ihre Linienförmigkeit. Ältere Kondensstreifen sind daher von den natürlichen Zirren meistens nur schwierig zu unterscheiden. Nachfolgend werden sowohl die jungen, linienförmigen Kondensstreifen als auch die älteren, die ihre Linienförmigkeit verloren haben, als Kondensstreifenzirren bezeichnet.

Nach dem heutigen Wissenstand tragen Kondensstreifenzirren am stärksten zur Klima-

wirkung durch den Luftverkehr bei. Als Metrik für die Klimawirkung wird in dieser Arbeit der Strahlungsantrieb verwendet, der die Veränderung der Energiebilanz der Erde durch externe Faktoren bemisst. Der Strahlungsantrieb durch Kondensstreifenzirren ist somit noch größer als derjenige durch das von Flugzeugen emittierte und seit Luftverkehrsbeginn akkumulierte Kohlendioxid (Burkhardt and Kärcher, 2011; Boucher et al., 2013). Die Eiskristalle von Kondensstreifenzirren streuen die kurzwellige Strahlung, reduzieren so die einfallende solare Einstrahlung am Erdboden und bewirken damit eine Abkühlung (kurzwelliger Strahlungsantrieb). Andererseits wird langwellige (terrestrische) Strahlung absorbiert und emittiert. Die terrestrische Ausstrahlung verringert sich, da die absorbierte Infrarotstrahlung von den Eiswolken bei einer deutlich geringeren Temperatur als am Erdboden emittiert wird (langwelliger Strahlungsantrieb). Dieser wärmende Effekt dominiert im globalen Mittel gegenüber dem kühlenden Effekt, sodass am Oberrand der Atmosphäre ein positiver Netto-Strahlungsantrieb durch die Kondensstreifenzirren hervorgerufen wird (z. B. Meerkötter et al., 1999; Williams and Web, 2009; Myhre et al., 2009). Burkhardt and Kärcher (2011) schätzten einen Netto-Strahlungsantrieb durch Kondensstreifenzirren von 38 mWm^{-2} , während in der selben Studie für ausschließlich junge und linienförmige Kondensstreifen ein Strahlungsantrieb von etwa 4 mWm^{-2} ermittelt wurde. Diese Ergebnisse implizieren damit einen sehr hohen Beitrag des Strahlungseffekts durch gealterte Kondensstreifen, die maßgeblich zum Gesamtbedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren beitragen. Aufgrund der Modifikation in der natürlichen Bewölkung durch Kondensstreifenzirren wird effektiv der Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren auf 31 mWm^{-2} limitiert (Kap. 2.3.4).

1.2 Mitigationsmaßnahmen

Da Kondensstreifenzirren einerseits einen hohen Beitrag zur Klimawirkung des Luftverkehrs liefern, andererseits aber vergleichsweise kurzlebig sind, eignen sich verschiedene Maßnahmen, um ihren Strahlungsantrieb zu mitigieren. Viele operationelle Maßnahmen zielen darauf hinaus, durch räumliche oder zeitliche Verschiebung des Luftverkehrs die Bildung von Kondensstreifen entweder zu minimieren oder sie auf eine in Bezug auf die Strahlungswirkung günstigere Tageszeit zu verlegen:

Zeitliche Verschiebung von Flugzeiten: In der Nacht wird der Netto-Strahlungsantrieb lediglich durch den langwelligen Anteil bestimmt und ist damit größer als am Tag. Während der langwellige Strahlungsantrieb sich im Laufe des Tages kaum ändert, ist der kurzwellige Strahlungsantrieb innerhalb des Tages vom Sonnenstand abhängig. Der kurzwellige Strahlungsantrieb ist am größten, wenn die Sonne tief steht (hoher Zenitwinkel), da ein höherer Anteil der solaren Einstrahlung durch die Kondensstreifen zurückreflektiert wird. Myhre and Strodal (2001) und Stuber et al. (2006) implizieren, dass die Vermeidung von Nachtflügen und die Verschiebung der Flugverkehrsdichte zu Morgen- und Abendstunden den globalen Strahlungsantrieb von Kondensstreifen deutlich reduzieren könnte. Dieser Ansatz funktioniert allerdings nur für die sehr jungen und linienförmige Kondensstreifen, auf die sich die beiden Studien beschränken. Unter geeigneten Bedingungen kann trotz Abnahme des Flugverkehrs der Bedeckungsgrad von Kondensstreifen durch horizontale Ausbreitung zunehmen und ihre Lebensdauer über mehrere Stunden erhalten bleiben (z. B. Bock and Burkhardt, 2016a). Der Tageszyklus des Bedeckungsgrads von Kondensstreifenzirren folgt somit nicht zwingend dem Tageszyklus des Flugverkehrs, sondern wird auch maßgeblich durch die synoptische Situation bestimmt. Newinger and Burkhardt (2012) konnten innerhalb eines Mitigationsszenarios in dem globalen Klimamodell ECHAM4 nachweisen, dass die Verschiebung des Nachtflugverkehrs auf die Tageszeit bei gleich bleibender Flugverkehrsdichte zumindest in den Extratropen kaum Auswirkungen auf die Klimawirkung von

Kondensstreifenzirren hat.

Änderung der Flughöhe: Die durchschnittliche Reiseflughöhe von konventionellen Passagierflugzeugen befindet sich in etwa 11 km (~ 230 hPa). Fichter et al. (2005); Noland et al. (2004) und Williams et al. (2002) plädieren dazu, den globalen Reiseflugverkehr grundsätzlich auf eine tiefere Flughöhe zu verschieben. Diese Maßnahme ist v. a. in den Tropen sinnvoll, da bereits wenige Kilometer unterhalb der Reiseflughöhe die Umgebungstemperaturen so hoch sind, dass keine Kondensstreifen mehr entstehen können. In den mittleren Breiten erscheint dagegen der Flugverkehr in größerer Höhe sinnvoller, da dieser sich dann bereits häufig in der trockenen und eisuntersättigten Stratosphäre befindet (Sausen et al., 1998; Schumann, 2005).

Umfliegen eisübersättigter Gebiete: Die Vermeidung eisübersättigter Regionen könnte die Entwicklung persistenter Kondensstreifen zum großen Teil verhindern. Das Auftreten eisübersättigter Gebiete ist jedoch stark abhängig von Jahreszeit und Breitenregion (Lamquin et al., 2012) sowie von der synoptischen Situation (Irvine et al., 2012). Im Gegensatz zur räumlichen Ausdehnung ist die vertikale Ausdehnung von eisübersättigten Regionen im Mittel mit 500 bis 600 m relativ gering (Spichtinger et al., 2003). Es existieren allerdings auch stark vertikal ausgedehnte eisübersättigte Systeme (>3 km), die üblicherweise nur im Winter und nördlich von 55° N vorkommen (Kempfer, 2016). Radiosondenbeobachtungen über den britischen Inseln haben ergeben, dass ihre Auftrittswahrscheinlichkeit mit weniger als 5 % sehr gering ist und die Dicke eisübersättigter Schichten im Großteil der Beobachtungen weniger als 1500 m beträgt (Dickson et al., 2009). Damit wären im Reiseflug häufig nur kleine Höhenänderungen notwendig, um das Einfliegen in eisübersättigte Regionen zu vermeiden (Mannstein et al., 2005).

Die räumliche Verschiebung des Flugverkehrs wäre somit eine effektivere Mitigationsoption als die zeitliche. Dennoch bergen die beiden zuletzt genannten Strategien gewisse Nachteile. Die Verlagerung von Reiseflügen in eine tiefere Höhe würde in den Hauptflugverkehrsgebieten die Anzahl der Konflikte (bezüglich potenzieller Kollisionen) deutlich vergrößern und für Fluglotsen einen höheren Arbeitsaufwand erfordern. Das Umfliegen von eisübersättigten Gebieten und der höhere Luftwiderstand in geringeren Höhen erfordern einen höheren Treibstoffverbrauch. Dieser würde nicht nur höhere Kosten für die Fluggesellschaften hervorrufen, sondern auch zu einer Zunahme des CO_2 -Ausstoßes führen.

Somit eignen sich eher Mitigationsstrategien, die unter möglichst geringen Kosten einen hohen Ertrag für die Reduktion der Klimawirkung durch den Luftverkehr liefern. Eine geeignete Maßnahme dafür ist die Flugroutenoptimierung mithilfe von sog. Klimakostenfunktionen, die den Klimaeffekt von lokal beschränkten Emissionen unter Berücksichtigung der entsprechenden Kosten beschreiben (Grewe et al., 2014a,b). Grewe et al. (2017) haben eine Routenoptimierung für Transatlantikflüge für 5 Winter- und 3 Sommertage simuliert. Die Resultate zeigen, dass trotz geringfügigen Änderungen der Flugrouten, die die operationellen Kosten nur um 1 % erhöhen, die Klimawirkung des gesamten Luftverkehrssektors um bis zu 10 % reduziert wird. Die generelle Umsetzung dieser Strategie ist dennoch schwierig, da nicht nur die Kondensstreifen, sondern auch andere Luftverkehrsemissionen betrachtet werden müssen und die einzelnen Komponenten mit entsprechenden Unsicherheiten verbunden sind. Hinzukommt, dass in Gebieten mit sehr hoher Flugverkehrsdichte die Flugroutenoptimierung durch Flugsicherheitsaspekte limitiert werden könnte.

Durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen (siehe Kap. 2.4) können die Eigenschaften von Kondensstreifenzirren direkt beeinflusst und dabei gleichzeitig hohe Kosten für operationelle Maßnahmen vermieden sowie der CO_2 -Ausstoß reduziert werden. Das Konzept alternativer Treibstoffe basiert darauf, durch einen geringeren Aromatengehalt die Flugzeug-Rußpartikelemissionen zu reduzieren. Da Rußpartikel im Abgasstrahl vorwiegend als Kondensationskerne dienen (Kärcher et al., 2015), wird dadurch die anfängliche Eiskristallan-

zahl der Kondensstreifen verringert. Ist die Atmosphäre eisübersättigt, wachsen die Eispartikel schneller an und erreichen größere Radien als bei einer höheren anfänglichen Eiskristallanzahl. Die weniger und größeren Eispartikel führen einerseits zu einer kleineren optische Dicke von Kondensstreifen und damit zu einer geringeren Rückstreuung der solaren Strahlung (Albedo-Effekt). Andererseits setzt durch das schnellere Eispartikelwachstum die Sedimentation der Eiskristalle früher ein, wodurch die Lebensdauer der Kondensstreifen reduziert wird (Lebensdauer-Effekt). Beide Effekte beeinflussen somit den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirkeln, lassen sich aber aufgrund der Komplexität der Prozesse und der Variabilität innerhalb der Atmosphäre schwierig quantifizieren.

1.3 Zielstellungen

In dieser Arbeit geht es darum, den Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen auf die Eiskristallbildung, Eigenschaften, Lebenszyklen und die Klimawirkung von Kondensstreifenzirkeln innerhalb des globalen Klimamodells ECHAM5 zu erfassen. Bock (2014) hat die Auswirkungen einer um 80 % reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl auf die globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirkeln innerhalb von ECHAM5 untersucht. Im globalen Mittel verringert sich der Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirkeln um etwa 50 %. Weitere Sensitivitätsstudien haben eine nichtlineare Beziehung zwischen Strahlungsantrieb und anfänglicher Eiskristallanzahl ergeben. Die Untersuchungen zeigen somit ein hohes Mitigationspotenzial durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen, sofern die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen deutlich reduziert wird. Rein aus den globalen Simulationen ist es schwierig, die physikalischen Mechanismen hinter dieser Reduktion der Klimawirkung zu verstehen. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit Lebenszyklen von einer Anhäufung räumlich beschränkter Kondensstreifenzirkeln für verschiedene Situationen mit folgenden Zielstellungen untersucht:

- Wie beeinflussen mikrophysikalische und dynamische Prozesse die Eigenschaften und Lebenszyklen von Kondensstreifenzirkeln ?
- Wie werden diese Prozesse und Lebenszyklen durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl modifiziert und in welchen synoptischen Situationen ist der Einfluss einer reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl am größten ?

In bisherigen globalen Modellstudien (Bock, 2014; Bock and Burkhardt, 2016b) wurde für die Kondensstreifen eine feste, anfängliche Eiskristallanzahl initialisiert. Damit wurde die Eiskristallanzahl von neu gebildeten Kondensstreifen, die nahe an ihrem Bildungskriterium (Kap. 3.4.1) entstanden sind, überschätzt. Außerdem musste indirekt die idealisierte Annahme getroffen werden, dass die anfängliche Eiskristallanzahl sich stets linear mit den Rußpartikelemissionen ändert. Aus diesem Grund wurde eine Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl (Kärcher et al., 2015), die hauptsächlich von den Rußpartikelemissionen und dem Atmosphärenzustand abhängt, in das globale Klimamodell zu integrieren. In diesem Zusammenhang werden folgende weitere Fragestellungen untersucht:

- Wie verhält sich die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen in Abhängigkeit vom Atmosphärenzustand und Rußpartikelemissionen ?
- Wie wirkt sich eine variable anfängliche Eiskristallanzahl auf die globalen Eigenschaften von Kondensstreifenzirkeln aus ?
- Was ist der Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen auf die globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirkeln ?

1.4 Gliederung der Arbeit

Kapitel 2 beschreibt die Grundlagen und den Stand des Wissens zu der Eisübersättigung, Bildung von natürlichen Zirren, Physik von Kondensstreifenzirren sowie dem Einfluss von alternativen Treibstoffen auf Rußpartikelemissionen und die Eiskristallbildung von Kondensstreifen.

Das globale Klimamodell ECHAM5, die Parametrisierung der natürlichen Wolken und der Kondensstreifenzirren sowie die Methoden zur Arbeit werden in Kapitel 3 erklärt.

In Kapitel 4 werden einzelne Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern bei fester, anfänglicher Eiskristallanzahl für unterschiedliche synoptische Situationen untersucht. Für ein besseres Prozessverständnis wird zunächst ein langlebiges Kondensstreifenzirren-Cluster in einem großräumig eisübersättigten Gebiet ausführlich analysiert (Kap. 4.1). Anschließend wird die Variabilität in den Lebenszyklen und der Einfluss einer um 80 % reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl auf Prozesse, Eigenschaften und Strahlungswirkung in verschiedenen Wintersituationen untersucht (Kap. 4.2). Danach wird auf die Sensitivität der Lebenszyklen gegenüber der Änderung des Flugverkehrslevels und der Jahreszeit (Kap. 4.3) eingegangen. Zum Schluss wird innerhalb von statistischen Analysen aufgezeigt, wie häufig bestimmte synoptische Situationen innerhalb von 2 Jahren auftreten, die u. a. die Entwicklung von langlebigen und klimarelevanten Kondensstreifenzirren ermöglichen, und wie sich die kurzweilige Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren (totale Extinktion) durch eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl im Jahresmittel ändert.

In Kapitel 5 werden globale Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren untersucht. Zunächst wird in Kap. 5.1 die Eiskristallbildung von Kondensstreifen basierend auf der Parametrisierung von Kärcher et al. (2015) in Abhängigkeit vom Luftdruck und Umgebungstemperatur bei unterschiedlichen Rußpartikelemissionen analysiert. Innerhalb der globalen Simulationen (Kap. 5.2) wird untersucht, wie die Berücksichtigung der parametrisierten anfänglichen Eiskristallanzahl sich auf die Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren auswirkt und wie sich die globalen Eigenschaften und der Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren durch eine 80 %-ige Reduktion von Rußpartikelemissionen ändern.

Kapitel 6 fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick.

Kapitel 2

Stand des Wissens

Für die Persistenz von Kondensstreifen sind eisübersättigte Luftmassen notwendig. Die Lebensdauer von Kondensstreifenzirren hängt damit maßgeblich davon ab, wie lange diese in eisübersättigten Gebieten verweilen können. Daher werden als erstes in Kap. 2.1 Grundlagen zur Entstehung, Eigenschaften und globaler Verteilung von eisübersättigten Gebieten beschrieben. Die meisten Prozesse innerhalb von Kondensstreifenzirren laufen ähnlich wie bei natürlichen Eiswolken (Zirren) ab. Der wesentliche Unterschied besteht im Entstehungsmechanismus, der für die natürlichen Zirren in Kap. 2.2 näher erklärt wird. In Kap. 2.3 werden die Grundlagen zur Physik von Kondensstreifenzirren beschrieben. Dabei wird zunächst auf die Entstehung von Kondensstreifen und wichtige Prozesse innerhalb ihres Lebenszyklus genauer eingegangen. Anschließend werden wesentliche Ergebnisse zu Messungen und Beobachtungen von Kondensstreifenzirren sowie zu “Large Eddy Simulations” und Simulationen in globalen Klimamodellen zusammengefasst. Im letzten Teil dieses Kapitels wird im Hinblick auf die Fragestellung dieser Arbeit der Einfluss von alternativen Treibstoffen auf die Rußpartikelemissionen und die Eiskristallbildung von Kondensstreifen näher beschrieben.

2.1 Eisübersättigung

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur Eisübersättigung erklärt. Anschließend wird auf die Entstehung von eisübersättigten Gebieten und damit verbundenen synoptischen Situationen eingegangen sowie Beobachtungen zu ihrer globalen Verteilung beschrieben. Sättigung bezeichnet einen thermodynamischen Gleichgewichtszustand zwischen Wasserdampf und Flüssigwasser (Wassersättigung) oder zwischen Wasserdampf und Eis (Eissättigung). Dieser Gleichgewichtszustand wird in Bezug auf eine ebene Wasser- oder Eisoberfläche durch den temperaturabhängigen Sättigungsdampfdruck gekennzeichnet. Dieser nimmt mit steigender Temperatur nichtlinear zu (Clausius-Clapeyron-Gleichung). Wenn der Partialdampfdruck größer als der Sättigungsdampfdruck über Eis ist, so spricht man von Eisübersättigung. Bei gleicher Temperatur (unterhalb des Tripelpunkts) ist der Sättigungsdampfdruck über Eis kleiner als über unterkühltem Wasser, weil die Moleküle in Eis stärker gebunden sind als in Wasser und damit nicht so schnell in Wasserdampf übergehen können. Daher ist die obere Troposphäre in bestimmten Situationen eisübersättigt, jedoch wasseruntersättigt.

Eisübersättigte Gebiete entstehen gewöhnlich in großräumigen Vertikalbewegungen, wo aufsteigende Luftmassen, die Wasserdampf enthalten, sich trockenadiabatisch abkühlen und die relative Feuchte zunimmt (z. B. Gierens and Brinkop, 2012). Sobald die Sättigungsfeuchte über Eis erreicht wird und die Luftpakete weiter aufsteigen, wird Eisübersättigung generiert. Wenn bereits Eiskristalle oder geeignete Eiskerne vorhanden sind, findet Deposi-

tion von Wasserdampf auf die Eisphase statt, um wieder den energetisch günstigen Gleichgewichtszustand der Sättigung zu erreichen. Andernfalls können eisübersättigte Luftmassen über mehrere Stunden aufrecht erhalten bleiben (z. B. Irvine et al., 2014), da für die Bildung natürlicher Eiswolken (Zirren) sehr hohe relative Feuchten über Eis ($\geq 150\%$) benötigt werden (Koop et al., 2000). Letzteres wird in Kap. 2.2 näher erklärt.

In den Tropen bilden sich eisübersättigte Luftmassen hauptsächlich durch hochreichende Konvektion. In den Extratropen werden großräumige Vertikalbewegungen insbesondere in synoptischen Gebieten mit hoher barokliner Instabilität induziert, wo häufig optisch dickere natürliche Zirren beobachtet werden (Carlson, 1991). Divergente Strömungen können die Bildung von eisübersättigten Regionen begünstigen (Gierens and Brinkop, 2012). Vorderseitig dieser baroklinen Zonen ist die Luft in der oberen Troposphäre meistens eisübersättigt, jedoch wolkenfrei, da die Eisübersättigung für die Bildung von natürlichen Zirren nicht hoch genug ist. Aus diesem Grund können in solchen Regionen bei hoher Flugverkehrsdichte großräumige Felder persistenter Kondensstreifen entstehen, die als sog. Kondensstreifenausbrüche (Carleton et al., 2008; Schumann, 2005) identifiziert werden. Kondensstreifenausbrüche wurden häufig in Verbindung mit folgenden atmosphärischen Prozessen beobachtet (Kästner et al., 1999):

- Aufgleiten von warmer Luft weit vorderseitig einer Bodenwarmfront
- Starke Konvektion und Turbulenz vorderseitig einer Bodenkaltfront

Irvine et al. (2012) haben eisübersättigte Gebiete mit ECMWF Reanalyse (ERA) Interim-Daten über der Nordatlantikregion identifiziert. Eisübersättigte Gebiete wurden häufig in der Nähe von Starkwindbändern (“Jetstreams”) und entlang der Sturmbahnzonen (“storm tracks”) in Ozeanen beobachtet. In Letzteren bewegen sich die meisten atlantischen oder pazifischen Zyklonen in den Extratropen oder die tropischen Wirbelstürme fort. Ebenfalls wurden eisübersättigte Regionen oft vorderseitig barokliner Zonen in antizyklonalen Strömungsmustern beobachtet. Da rückseitig der Höhenkeilachse die von Süden meist wärmere und feuchtere Luftmasse auf kühlere und trockenere Luftschichten im Norden trifft, werden Vertikalbewegungen begünstigt. Entlang der Küste von Grönland wurden ebenfalls lokale Maxima eisübersättigter Schichten aufgefunden, wo orographisch bedingte Schwerewellen auftreten. In weiteren Studien wurde generell beobachtet, dass in eisübersättigten Regionen die Außentemperaturen geringer und die spezifische Feuchte höher sind als in den eisuntersättigten Gebieten (z. B. Spichtinger et al., 2003; Gierens et al., 1999).

Lamquin et al. (2012) haben mit dem “Atmospheric Infrared Sounder” (AIRS) in Kombination mit “Measurements of OZone and water vapour by Airbus in-service aircraft experiment” (MOZAIC), womit Ozon- und Wasserdampfkonzentrationen innerhalb der Hauptflugrouten der europäischen Fluggesellschaften gemessen wurden, globale Eisübersättigungsfrequenzen abgeschätzt. Die reine Erfassung von eisübersättigten Gebieten mit AIRS ist schwierig, da dessen vertikale Auflösung mit etwa 2 km deutlich geringer ist als die mit 500 bis 600 m durchschnittliche vertikale Ausdehnung von eisübersättigten Gebieten (Spichtinger et al., 2003). Die Annahme einer Grenzfeuchte von 100% innerhalb eines AIRS-Drucklevels (Gettelman et al., 2006) zur Identifikation von eisübersättigten Gebieten führt damit zu einer systematischen Unterschätzung von globalen Eisübersättigungsfrequenzen. Aus diesem Grund wurde eine Wichtungsfunktion konzipiert, die die mit MOZAIC bestimmte Häufigkeitsverteilungen von Eisübersättigungen in Abhängigkeit von der mit AIRS erfassten relativen Feuchte (RHi_A) gegenüberstellt: Wie zu erwarten, treten signifikante Auftrittswahrscheinlichkeiten eisübersättigter Gebiete auch dann auf, wenn $RHi_A < 100\%$ beträgt. Mit Hilfe dieser Wichtungsfunktion wurde mit AIRS eine globale Klimatologie zum Auftreten eisübersättigter Gebiete aufgestellt:

Zwischen 100 und 200 hPa beschränken sich die eisübersättigten Regionen vorwiegend auf die Tropen, da die anderen Breitenregionen sich bereits in der trockeneren Stratosphäre befinden. Maximale Eisübersättigungsfrequenzen sind in der Nähe der tropischen Tropopause vorzufinden. Zwischen 200 bis 250 hPa, wo sich auch das Hauptflugverkehrsniveau befindet, treten Eisübersättigungen nun auch in den mittleren Breiten (Abb. 2.1) auf. Dabei sind u. a. hohe Eisübersättigungsfrequenzen ($>30\%$) über Indonesien und dem Nordatlantik, wo eine hohe Flugverkehrsdichte vorherrscht, zu verzeichnen. Konsistent zu den Beobachtungen von Irvine et al. (2012) wurden die eisübersättigten Gebiete vorwiegend in der Nähe der Jetstreams und entlang der Sturmbahnzonen identifiziert. In den tieferen Schichten wird Eisübersättigung in den Tropen aufgrund von höheren Temperaturen immer unwahrscheinlicher und unterhalb von 300 hPa beschränken sich die eisübersättigten Systeme vorwiegend auf die polaren und subpolaren Gebiete.

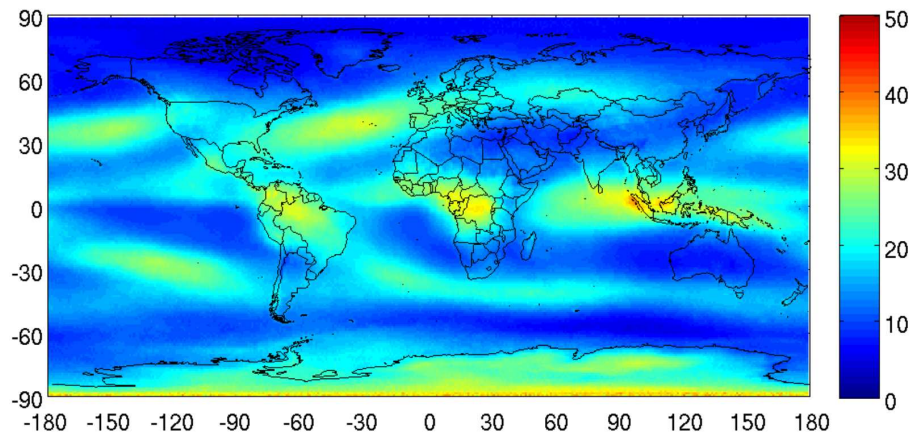


Abbildung 2.1: Globale Verteilung der mit AIRS beobachteten Eisübersättigungsfrequenz [%] für Drucklevel zwischen 200 und 250 hPa und gemittelt über 7 Jahre von 2003-2009 (entnommen aus Lamquin et al., 2012, CC Attribution 3.0 License).

2.2 Natürliche Zirren

2.2.1 Eisnukleation

Zwei grundlegende Eisbildungsmechanismen sind homogene und heterogene Eisnukleation. Während homogene Eisnukleation für die Bildung reiner Eiswolken (natürlicher Zirren) dominierend ist, ist die heterogene Eisnukleation in Mischphasenwolken ein entscheidender Prozess.

Homogene Eisnukleation

Flüssige Tropfen aus Wasser, Schwefelsäure und anderen Substanzen können abhängig vom Tropfenradius bis zu Temperaturen von etwa 233 K unterkühlt bleiben (Pruppacher and Klett, 1996). Moleküle innerhalb der Tropfen formen Cluster, die zur Eisbildung neigen. Diese Cluster können aufgrund der Energiebarriere zur Bildung der Grenzfläche zwischen flüssiger und fester Phase zunächst instabil sein und wieder zerfallen. Erst wenn die Temperatur zum homogenen Gefrieren unterschritten wird und die Umgebungsfeuchte hinreichend hoch ist, können diese Cluster die Energiebarriere überwinden und zu einem Eiskeim anwachsen. Der unterkühlte Tropfen gefriert dann innerhalb von wenigen Sekunden zu einem Eiskristall.

Heterogene Eisnukleation

Heterogene Eisnukleation basiert auf dem Vorhandensein eines Eiskerns, an dessen Grenzflächen Nukleation stattfindet. Dadurch wird die oben genannte Energiebarriere herabgesetzt und Eisnukleation bei höheren Temperaturen, als für das homogene Gefrieren notwendig ist, ermöglicht. Geeignete Eiskerne sollten wasserunlöslich und größer als $0,1 \mu\text{m}$ sein sowie eine kristallförmige Gitterstruktur aufweisen (Pruppacher and Klett, 1996). Typische anorganische Eiskerne sind Wüsten- und Mineralstaub sowie Vulkanasche. Als organische Eiskerne eignen sich Pollen, Laubstreu und Bakterien (Kärcher, 2012).

2.2.2 Entstehung natürlicher Zirren

Während die meisten Prozesse wie z. B. die Sedimentation von Eiskristallen in natürlichen Eiswolken und Kondensstreifenzirren ähnlich ablaufen, unterscheiden sich natürliche Zirren von Kondensstreifen grundlegend in ihrem Bildungsmechanismus. Die nachfolgenden Erklärungen in diesem Absatz basieren auf den Ergebnissen von Koop et al. (2000): Nach heutigem Forschungsstand entstehen natürliche Eiswolken hauptsächlich durch homogene Eisnukleation an unterkühlten, flüssigen Aerosolpartikeln im Submikrometerbereich. Es wird davon ausgegangen, dass sich diese Partikel hauptsächlich aus Mischungen von Schwefelsäure, Salpetersäure, Ammoniak und Wasser zusammensetzen. Für homogenes Gefrieren sind nicht nur geringe Temperaturen, sondern auch sehr hohe Eisübersättigungen (etwa 50 % bei 225 K und 60 % bei 205 K) notwendig. Dies hängt damit zusammen, dass der unterkühlte Lösungstropfen hinreichend verdünnt sein muss, da die im Wasser gelösten Substanzen die Bildung von Eiskeimen stören. Das homogene Gefrierverhalten hängt dabei von der Aktivität von Wasser (Verhältnis von Sättigungsdampfdruck über einer Lösung zum Sättigungsdampfdruck über purem Wasser) und der Aerosolpartikelgröße ab. Basierend auf experimentellen Ergebnissen wurde ermittelt, dass die Aktivität von Wasser im Gleichgewicht zu Eis lediglich von Druck, Temperatur und der Molalität der Lösung, aber nicht von der chemischen Zusammensetzung der gelösten Substanz abhängt.

Wie in Kap. 2.1 erklärt wurde, sind zur Generierung von Eisübersättigung meistens vertikal aufsteigende Luftmassen notwendig. Basierend auf den Ausführungen von Kärcher (2012) und Kärcher and Lohmann (2002) wird nun illustrativ der Entstehungsvorgang

von natürlichen Zirren in einer uniformen und vertikal aufsteigenden Luftmasse beleuchtet: Während die aufsteigende Luftmasse sich trockenadiabatisch abkühlt, nimmt zeitlich betrachtet die relative Feuchte über Eis proportional zur Kühlrate der Luftmasse zu. Wird die kritische relative Feuchte für homogene Eisnukleation erreicht, setzt die Eiskristallbildung an den unterkühlten Aerosolpartikeln ein. Die gebildeten Eiskristalle beginnen durch Deposition von Wasserdampf anzuwachsen. Die relative Feuchte über Eis steigt dann nur noch geringfügig an, bis dieser Anstieg durch den Depositionsverlust an den Eiskristallen ausgeglichen wird und die maximale Eisübersättigung erreicht wird. Anschließend wird diese abgebaut und sobald die kritische relative Feuchte unterschritten wird, findet keine Eiskristallbildung mehr statt. Je geringer die Umgebungstemperatur ist, umso langsamer ist das Eiskristallwachstum und damit auch der Wasserdampfverbrauch. Dementsprechend verbleibt die Eisübersättigung längere Zeit oberhalb der kritischen relativen Feuchte, wodurch sich die Anzahl der neu gebildeten Eiskristalle erhöht. Eine genauere Beschreibung der natürlichen Zirren in ECHAM5 erfolgt im Anhang A.

Bedeutung heterogener Eisnukleation

Während homogene Eisnukleation der dominante Bildungsprozess für reine Eiswolken ist, kann die heterogene Eisnukleation die anfängliche Eiskristallanzahl und die weitere Entwicklung der natürlichen Zirren beeinflussen (Kärcher, 2012). Bevor homogene Eisnukleation einsetzt, können effiziente Eiskerne durch das Depositionsgefrieren die Eiskristallbildung vorzeitig initiieren und damit den Anstieg der Eisübersättigung herabsetzen. Dadurch wird die Anzahl von homogen gefrierenden Eiskristallen reduziert. Dieser Effekt ist bei einer hohen Anzahl an effizienten Eiskernen und einer geringen Kühlrate am stärksten ausgeprägt und kann sogar die homogene Eisnukleation komplett verhindern.

2.3 Physik von Kondensstreifenzirren

In diesem Unterkapitel wird zunächst die Bildung von Kondensstreifen und anschließend der weitere Lebenszyklus mit damit verbundenen wichtigen Prozessen beschrieben. Die in Kap. 2.3.3 dargestellten in-situ Messungen und Satellitenbeobachtungen von Kondensstreifenzirren können zur Modellevaluierung verwendet werden. Wichtige Simulationsergebnisse zu Kondensstreifenzirren mit LES und globaler Modellierung werden in Kap. 2.3.4 zusammengefasst.

2.3.1 Entstehung von Kondensstreifen

Nachfolgend werden die Emissionen eines konventionellen Flugzeugs zusammengefasst und der Entstehungsvorgang von Kondensstreifen sowie die Bedeutung der Aerosolpartikel im Triebwerksstrahl näher beschrieben:

Triebwerksemissionen

Das Abgasvolumen eines konventionellen Triebwerks besteht zu 91,5% aus den natürlichen Bestandteilen der Luft, und zwar zu 75,2% aus Stickstoff und zu 16,2% aus Sauerstoff. Das verbleibende Volumen setzt sich zu 72% aus Kohlendioxid, zu 27,6% aus Wasserdampf und zu 0,4% aus den Schadstoffen zusammen (IPCC, 1999). Der Großteil der Schadstoffe besteht aus Stickoxiden (84%), Kohlenstoffmonoxid (12%) und zu einem geringen Prozentsatz aus Schwefeldioxid. Bei dem verbleibenden Anteil handelt es sich um Partikelemissionen (Rußpartikel und ultrafeine volatile Partikel). Für die Entstehung der Kondensstreifen sind von den hier genannten Emissionen hauptsächlich der Wasserdampfausstoß und die Rußpartikel relevant.

Bildungsmechanismus

Das anfängliche Bildungsstadium von Kondensstreifen wird als Jetphase bezeichnet und dauert etwa 10 bis 20 s an. Kondensstreifen bilden sich bei hinreichend geringen Umgebungstemperaturen (meistens unterhalb von 228 bis 223 K), wenn das sog. Schmidt-Appleman-Kriterium (Schumann, 1996) erfüllt ist. In dem Fall wird im Abgasstrahl des Triebwerks Wasserübersättigung erzeugt, wenn sich die heiße und wasserdampfhaltige Abgasluft isobar mit der kälteren Umgebungsluft vermischt. Somit können Partikel im Abgasstrahl, die als Kondensationskerne wirken, zu Tropfen aktivieren und anschließend homogen zu Eiskristallen gefrieren (Kärcher et al., 2015). Die Eiskristallbildung ist nach weniger als einer Sekunde abgeschlossen (Kärcher et al., 1996). Der Mischungsprozess ist innerhalb des Triebwerksnachlaufquerschnitts sehr inhomogen und setzt an den Rändern des Abgasstrahls deutlich früher ein als im Zentrum. Dies ist insbesondere auf die Bypass-Struktur der heutigen modernen Triebwerke zurückzuführen, die um den heißen Mittelstrahl kältere und langsamer ausströmende Luft an den Rändern zur Folge hat. Die Temperatur im gesamten Abgasstrahl kühlt sich am Ende der Jetphase ungefähr auf die Umgebungstemperatur ab (Gerz and Ehret, 1997).

Aerosolpartikel im Abgasstrahl

Bei konventionellen Treibstoffen werden die meisten Eiskristalle durch Rußpartikel gebildet (Kärcher and Yu, 2009; Rojo et al., 2015). Flugzeug-Rußpartikel entstehen durch unvollständige Verbrennung von Kohlenwasserstoffen (Bockhorn, 1994) im Kerosin, weisen mittlere Radien von 10 bis 15 nm auf (Rojo et al., 2015) und setzen sich hauptsächlich aus purem und verschiedenen Anteilen von organischem Kohlenstoff zusammen. Labormessungen haben ergeben, dass Rußpartikel über aktive Bereiche aus wasserlöslichen Substanzen (funktionellen Gruppen) verfügen können, an die sich Wassermoleküle anlagern (Gierens et al., 2016). Dieser Adsorptionsprozess kann damit das Hygroskopizitätsverhalten der Rußpartikel deutlich verbessern. Bei frisch gebildeten Rußpartikeln im Triebwerk ist jedoch generell von einem hydrophoben Charakter auszugehen. Da bei hinreichend geringen Temperaturen im Triebwerksstrahl bereits sehr hohe Wasserübersättigungen auftreten (Schumann, 1996), können sich unterkühlte Tropfen selbst an den hydrophoben Rußpartikeln bilden (Koehler et al., 2009) und anschließend innerhalb von wenigen Millisekunden homogen zu Eiskristallen gefrieren. Weitere Labormessungen indizieren, dass Rußpartikel keine effizienten Eiskerne für heterogene Eisnukleation sind (Kärcher et al., 2007; Bond et al., 2013).

Zusätzlich werden Aerosolpartikel aus der Umgebungsluft in den Abgasstrahl eingemischt. Die meisten Aerosolpartikel in der oberen Troposphäre setzen sich aus unterkühlten Lösungen zusammen, die wasserlösliche Substanzen wie Sulfate, Nitrat- und Ammonium-ionen sowie organische Materialien enthalten können (Kärcher et al., 2015; Murphy et al., 1998). Diese Partikel tragen zur Eiskristallbildung von Kondensstreifen bei, können aber allein die optische Sichtbarkeit von Kondensstreifen nicht erklären (Kärcher et al., 1996).

Kerosinverbrennung führt zur chemischen Ionisation von Kohlenwasserstoffen (Yu and Turco, 1997). Die dadurch entstandenen Chemi-Ionen bilden sehr schnell molekulare Cluster, die durch Koagulation und Kondensation weiter anwachsen können. Diese sog. ultrafeinen volatilen Partikel haben im Gegensatz zu den größeren Rußpartikeln Radien von wenigen Nanometern und würden gemäß der Studie von Kärcher and Yu (2009) erst bei einer mindestens 10-fachen Verringerung der heutigen Rußpartikelemissionen sowie bei

Umgebungstemperaturen unterhalb von 218 K zur Eiskristallbildung von Kondensstreifen beitragen (Kap. 2.4).

2.3.2 Lebenszyklus und wichtige Prozesse

Nach der Eiskristallbildung in der Jetphase schließt sich die Wirbelphase an. Diese wird in dem nachfolgenden Abschnitt kurz beschrieben, um in dieser Arbeit später den Eiskristallverlust während der Wirbelphase zu diskutieren (Kap. 2.3.4 und 5.4). Kondensstreifen werden in der hier verwendeten Modellkonfiguration im Stadium der Dispersionsphase initialisiert. Wichtige Prozesse, die innerhalb dieser Phase auftreten, werden im Hinblick auf die Lebenszyklenstudien ebenfalls in diesem Abschnitt erklärt.

Wirbelphase

Druckunterschiede entlang der Tragflächen führen zur Zirkulation um den Flügel (Kutta-Joukowski-Gesetz). Aus der anfänglichen Zirkulationsverteilung entsteht ein gegenläufig rotierendes Wirbelpaar (Paoli and Shariff, 2016). Die Wirbelphase beginnt, wenn die Wirbelpaare fertig aufgerollt sind, und dauert etwa 2 bis 4 Minuten an. Die in das Wirbelsystem, das auch als primärer Nachlauf bezeichnet wird, eingesogenen Eiskristalle können durch Deposition von Wasserdampf anwachsen und damit anfängliche Eisübersättigungen im Kondensstreifen zügig abbauen. Die beiden aufgerollten Wirbel sinken mit etwa 1 bis 2 m s^{-1} ab. Einige Emissionen und Eisteilchen sind nicht im Wirbelverbund eingeschlossen und bilden zusammen mit weiteren Eiskristallen, die sich aus dem Primärnachlauf herausgelöst haben, den Sekundärnachlauf (Unterstrasser, 2008). Die adiabatische Erwärmung während des Wirbelabsinkens verursacht eine Abnahme der relativen Feuchte. Dies kann zu eisuntersättigten Bedingungen führen und damit einen Sublimationsverlust von Eiswassermasse und Eiskristallen verursachen (Sussmann and Gierens, 1999; Lewellen and Lewellen, 2001). Der Eiskristallverlust während der Wirbelphase hängt hauptsächlich von der relativen Feuchte und der anfänglichen Eiskristallanzahl ab und wird auch weniger stark vom Flugzeugtyp (Spannweite), der Umgebungstemperatur und der atmosphärischen Stabilität beeinflusst (Unterstrasser, 2016).

Dispersionsphase

In der Dispersionsphase wird die Entwicklung der Kondensstreifen nicht mehr durch flugzeuginduzierte Dynamik, sondern durch den Austausch mit der Atmosphäre kontrolliert (Paoli and Shariff, 2016). Zu Beginn der Dispersionsphase ist der Volumenzuwachs von Kondensstreifen durch turbulente Diffusion in Wechselwirkung mit vertikaler Windscherung der dominante Prozess und bewirkt eine kontinuierliche Verdünnung der Eispartikelanzahlkonzentration (Schumann et al., 1998; Bock and Burkhardt, 2016a). Vertikale Windscherung führt zu einer horizontalen Ausbreitung des Kondensstreifens. Dabei erhöht sich die Schräglage des Kondensstreifens, während das Volumen zunächst konstant bleibt. Kondensstreifen breiten sich umso stärker aus, je größer ihre vertikale Ausdehnung und je stärker die Windscherung ist (Burkhardt and Kärcher, 2009). Die Windscherung ist aufgrund von mesoskaligen Bewegungen sehr variabel (Schumann and Heymsfield, 2017) und nimmt in der Regel bis zur Tropopause mit zunehmender Höhe zu. Atmosphärische Turbulenz ist in der oberen Troposphäre schwierig vorherzusagen, da ihr Verhalten im Wesentlichen anisotrop ist und sich in horizontaler Richtung große, ausgedehnte Strukturen formen (Paoli et al., 2014).

Die Entwicklung junger Kondensstreifen wird maßgeblich durch das Eiskristallwachstum in eisübersättigten Gebieten bestimmt (z. B. Jensen et al., 1998a; Schröder et al., 1999). Aufgrund der noch hohen Eiskristallanzahlkonzentrationen können junge Kondensstreifen in

der Regel das gesamte zur Deposition zur Verfügung stehende Wasser aufnehmen und damit die Eisübersättigung innerhalb des Kondensstreifens abbauen (Kaufmann et al., 2014; Bock and Burkhardt, 2016a). Wenn in der Umgebung von Kondensstreifen natürliche Eiswolken auftreten, dann konkurrieren beide um das zur Deposition zur Verfügung stehende Wasser. Aufgrund des Eispartikelwachstums spielt im späteren Verlauf der Dispersionsphase die Sedimentation von Eiskristallen eine zunehmende Rolle. Dabei fallen aus dem oberen Kondensstreifenkern größere Eiskristalle in tiefere Schichten, während die kleineren in dem Kern verbleiben (Schumann and Heymsfield, 2017). Dies führt einerseits zu einer Verringerung der optischen Dicke im Kondensstreifenkern (Jensen et al., 1998b) und andererseits zu einem Volumenzuwachs des Kondensstreifens (Bock and Burkhardt, 2016a). Während des Fallens können größere Eiskristalle sich mit kleineren Eispartikeln vereinigen (Aggregation). Wenn die sedimentierenden Eiskristalle in feuchtere Gebiete gelangen, wachsen diese noch stärker an. Aufgrund des erhöhten Eiswassergehalts sind dann häufig optisch sichtbare Fallstreifen zu beobachten (Freudenthaler et al., 1995; Atlas et al., 2006; Unterstrasser et al., 2012). Die Eiskristalle können so lange sedimentieren, bis sie in eisuntersättigte Gebiete gelangen und anschließend sublimieren. Wenn Eiskristalle aus dem eisübersättigten System in ein trockenes Gebiet horizontal heraustransportiert werden oder die Umgebung aufgrund von Subsidenz und der damit verbundenen Erwärmung der Luftmasse abtrocknet, kommt es ebenfalls zum Sublimationsverlust der Eispartikel.

2.3.3 Messungen und Beobachtungen

In situ-Messungen und Beobachtungsdaten können dazu verwendet werden, um die Eigenschaften von Kondensstreifen in globalen Klimamodellen zu evaluieren (Kap. 3.6).

In-situ Messungen

In-situ Messungen ermöglichen es, mikrophysikalische Eigenschaften einzelner Kondensstreifen direkt zu erfassen und Unterschiede zu den natürlichen Zirren festzustellen. Bei Nahfeldmessungen werden die gemessenen Eiskristallanzahlkonzentrationen in der Jetphase im Vergleich zu theoretischen Berechnungen (Kärcher and Yu, 2009; Kärcher et al., 2015) häufig deutlich unterschätzt, da die noch teilweise sehr geringen Eispartikelgrößen (einige Zehntel Mikrometer) von den Messgeräten nicht erfasst werden können. Fernfeldmessungen von Kondensstreifen in der Wirbelphase liefern in der Regel realistischere Ergebnisse, weil die Eiskristalldurchmesser bereits größer sind. Da besteht jedoch das Problem darin, die Wirbeldynamik und v. a. bei schwach eisübersättigten Umgebungsbedingungen den Eiskristallverlust während des Absinkens der Wirbel genau zu berücksichtigen.

Schröder et al. (1999) haben die zeitliche Entwicklung des Eispartikelspektrums von Kondensstreifen untersucht. Die Daten basieren auf einer Reihe von Messungen über Zentraleuropa (1996 bis 1997) im Rahmen verschiedener nationaler Projekte (z. B. AERO-CONTRAIL). Für frisch gebildete Kondensstreifen in der Jetphase wurde ein mittlerer Eispartikeldurchmesser von etwa einem Mikrometer gemessen. Bei stark eisuntersättigten Bedingungen sublimierten die Eispartikel bereits 5 bis 8 s nach der Bildung der Kondensstreifen. Unter eisgesättigten bis schwach eisübersättigten Bedingungen nahm dagegen aufgrund des Depositionswachstums der Eiskristalle mit zunehmendem Alter der Durchmesser zu und betrug für 30 min alte Kondensstreifen etwa $10 \mu\text{m}$. Die Eiskristallanzahlverteilungen breiteten sich v. a. ab der Dispersionsphase aus, da der Vermischungsprozess der Eiskristalle mit der Umgebung dominierend wird. Gleichzeitig verringerte sich die Eispartikelanzahlkonzentration innerhalb von 30 min um etwa das 100-fache hauptsächlich aufgrund der zunehmenden Verdünnung des Abgas-Luftgemischs.

Verschiedene Messkampagnen (Voigt et al., 2010: “CONCERT 2008”; Gayet et al., 1995: “ICE 89”; Voigt et al., 2016: “ML-Cirrus”) haben Unterschiede in den mikrophysikalischen Eigenschaften zwischen Kondensstreifen und natürlichen Zirren untersucht. Für wenige Minuten alte Kondensstreifen in der Wirbelphase wurden deutlich höhere Eiskristallanzahlkonzentrationen als in einem benachbarten natürlichen Zirrus gemessen (Voigt et al., 2010). Dies ist verständlich, da der oben beschriebene Entstehungsmechanismus von Kondensstreifen sich von demjenigen der natürlichen Eiswolken unterscheidet. Die vergleichsweise hohe anfängliche Eiskristallanzahlkonzentration von neu gebildeten Kondensstreifen resultiert hauptsächlich aus den hohen Rußpartikelemissionen von konventionellem Kerosin (Kärcher and Yu, 2009). In diesen Kondensstreifen kamen häufiger kleinere Eiskristalle (Durchmesser $< 10 \mu\text{m}$) vor, während in dem natürlichen Zirrus Größen von teilweise mehr als $100 \mu\text{m}$ erfasst wurden.

Der Unterschied in den mikrophysikalischen Eigenschaften kann bei älteren Kondensstreifen bestehen bleiben. Abb. 2.2 vergleicht die Eispartikelanzahlverteilung eines Kondensstreifens, der über dem Nordatlantik gemessen und auf ein Alter von 3 Stunden geschätzt wurde, mit einem benachbarten natürlichen Zirrus (Voigt et al., 2016): Es wird ersichtlich, dass die Anzahlkonzentrationen der kleineren Eiskristalle (Durchmesser $< 30 \mu\text{m}$) bei dem Kondensstreifen um bis zu einer Größenordnung höher als bei dem natürlichen Zirrus sind. Dies wird wie folgt begründet: Der Kondensstreifen und der natürliche Zirrus haben sich zu einem ähnlichen Zeitpunkt gebildet, sodass das Eiskristallwachstum unter vergleichbaren atmosphärischen Bedingungen stattfand. Da der Kondensstreifen unmittelbar nach der Bildung eine deutlich höhere Eispartikelanzahlkonzentration von kleinen Eiskristallen aufwies, sind diese trotz kontinuierlicher Verdünnung des Kondensstreifens im Laufe des Lebenszyklus langsamer als bei dem natürlichen Zirrus angewachsen.

Ab einem bestimmten Alter lassen sich jedoch Kondensstreifen nicht nur optisch, sondern auch innerhalb ihrer mikrophysikalischen Eigenschaften von natürlichen Zirren nicht mehr klar unterscheiden (Bock and Burkhardt, 2016b). Dieser Zeitpunkt variiert mit den anfänglichen Eigenschaften der Kondensstreifen und mit den atmosphärischen Bedingungen wie Scherung, Turbulenz, Temperatur sowie räumlicher und vertikaler Ausdehnung des eisübersättigten Gebiets.

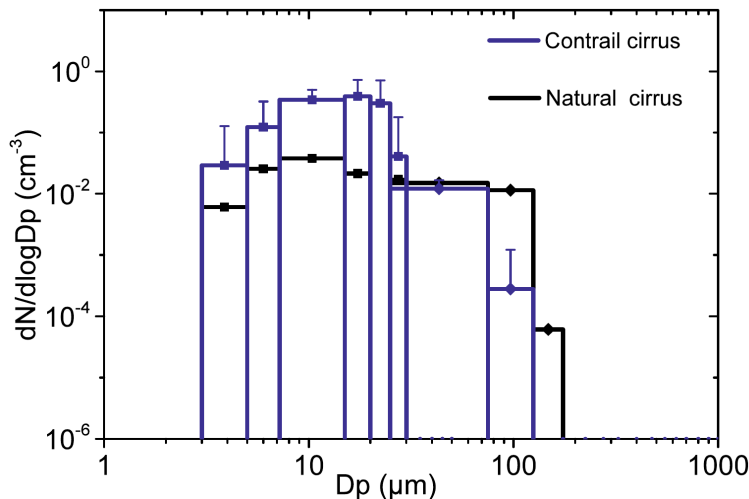


Abbildung 2.2: Eispartikelanzahlverteilung eines 3 h alten Kondensstreifens (blau) und eines benachbarten natürlichen Zirrus (schwarz), die aus CAS (Cloud and aerosol spectrometer)-DPOL und CCP (Cloud combination probe)-CIP Daten während eines Messflugs in März 2014 über dem Nordatlantikkorridor hergeleitet wurden (entnommen aus Voigt et al., 2016).

Fernerkundung

Daten aus in-situ Messungen sind räumlich und zeitlich stark eingeschränkt. Fernerkundungsdaten ermöglichen dagegen eine größere räumliche und zeitliche Abdeckung optischer und mikrophysikalischer Eigenschaften sowie die Abschätzung des Bedeckungsgrads (fraktionaler Anteil der Bewölkung) und des Strahlungsantriebs von jungen Kondensstreifen.

Linienförmige Kondensstreifen können mit Satelliten detektiert werden, solange der Unterschied in der Schwarzkörpertemperatur zwischen Kondensstreifen und Umgebung hoch genug ist (z. B. Mannstein et al., 1999; Bedka et al., 2013). Dieser Kontrast hängt u. a. von der optischen Dicke, der horizontalen Ausdehnung der Kondensstreifen, dem Untergrund und dem Vorhandensein von natürlichen Wolken ab. Kärcher et al. (2009) haben anhand von Satellitenbeobachtungen über den USA (Palikonda et al., 2005) in Gegenüberstellung zu theoretischen Berechnungen ein Detektionslimit von Kondensstreifen bei einer optischen Dicke von 0,05 abgeleitet. Damit kann häufig ein beträchtlicher Anteil von um mehreren Stunden gealterten Kondensstreifen, deren optische Dicke stark abgenommen hat (Bock and Burkhardt, 2016a), von Satelliten nicht beobachtet werden. Ab welchem Alter und wie schnell die optische Dicke im Laufe des Lebenszyklus abnimmt, variiert mit der anfänglichen Eiskristallanzahl der Kondensstreifen und den atmosphärischen Umgebungsbedingungen (Unterstrasser and Gierens, 2010a; Bier et al., 2017). Um Bedeckungsgrad und Eigenschaften von Kondensstreifen im globalen Klimamodell mit Satellitendaten zu evaluieren, muss man sich daher auf junge, linienförmige Kondensstreifen mit einer optischen Dicke $> 0,05$ beschränken (Bock and Burkhardt, 2016b).

Bedka et al. (2013) und Duda et al. (2013) haben im Jahr 2006 Kondensstreifen mit MODIS (Moderate Resolution Spectral Imaging Radiometer)-Daten von den Satelliten Terra und Aqua untersucht. Die Beobachtungen erstrecken sich über die Nordhemisphäre, wo sich der Anteil des globalen Flugverkehrs auf etwa 93 % bemisst. Dazu wurde ein modifizierter “Cloud Detection Algorithm” (CDA), der ursprünglich von Mannstein et al. (1999) entwickelt wurde, verwendet, um junge Kondensstreifen aufgrund ihrer Linienförmigkeit von den natürlichen Zirren zu unterscheiden: Die optische Dicke und der Effektivdurchmesser erhöhen sich tendenziell mit zunehmender Temperatur der Kondensstreifen. Der ermittelte Bedeckungsgrad folgt qualitativ dem globalen Flugverkehrsmuster und ist über dem Nordatlantikkorridor am größten. Globale Simulationsergebnisse (z. B. Burkhardt and Kärcher, 2011) zeigen dagegen Maxima im Bedeckungsgrad junger Kondensstreifen über Europa und im Südosten der USA auf. Da in diesen Gebieten die Flugverkehrsdichte sehr hoch ist, überlappen häufig mehrere Kondensstreifen, wodurch die Linienförmigkeit der einzelnen Kondensstreifen überdeckt wird (Minnis et al., 2013).

Daher wird der Bedeckungsgrad über Europa und den USA mit Satellitendaten tendenziell unterschätzt.

Sobald die Kondensstreifen ihre Linienförmigkeit verloren haben, ist die Erfassung allein mit dem CDA nicht mehr möglich. Vázquez-Navarro et al. (2010) haben dafür einen “Automatic Contrail Tracking Algorithm” (ACTA) entwickelt, wo auch gealterte Kondensstreifen konsekutiv weiterverfolgt werden können, solange sie zu Beginn der Beobachtung noch linienförmig waren und ihre Schwarzkörpertemperaturdifferenz zur Umgebung groß genug ist. Vázquez-Navarro et al. (2015) haben diesen Algorithmus auf SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager)-Daten vom MSG (Meteosat Second Generation)-Satelliten angewandt und mit dem CDA kombiniert, um innerhalb eines Jahres (2008/2009) Lebenszyklen und Eigenschaften von Kondensstreifen zu untersuchen: Dabei konnten nun im Vergleich zu den Beobachtungen mit MODIS häufiger stärker ausgebreitete Kondensstreifen detektiert werden. Die Kondensstreifen wiesen im Mittel eine Länge von 130 km auf, die konsistent mit der von Gierens and Spichtinger (2000) erfassten mittleren Ausdehnung von eisübersättigten Gebieten (150 km) ist. Es wurden für 3 bis

5 Stunden alte Kondensstreifen tendenziell höhere optischen Dicken als für 30 min alte Kondensstreifen erfasst. In den Studien von Bier et al. (2017) sowie von Unterstrasser and Gierens (2010a) ist dagegen die optische Dicke der Kondensstreifen zu Beginn der Lebenszyklen aufgrund der noch hohen Eiskristallanzahlkonzentrationen tendenziell am höchsten und nimmt im Laufe des Alters ab. Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz könnte sein, dass mit ACTA häufig Kondensstreifen unter synoptischen Bedingungen beobachtet wurden, wo Eiskristalle wegen hoher spezifischer Feuchte stark angewachsen sind und der Eiswassergehalt dadurch deutlich zugenommen hat. Hinzukommt, dass optisch sehr dünne Kondensstreifen ($\tau < 0,05$) häufig nicht detektiert werden können.

2.3.4 Simulationen

Sowohl LES als auch die globale Modellierung ermöglichen die Simulation der zeitlichen Entwicklung von Kondensstreifenzirren sowie die Untersuchung von Prozessen, die den Lebenszyklus von Kondensstreifenzirren bestimmen. In LES können durch eine sehr feine Gitterauflösung einzelne Kondensstreifen repräsentiert und ihr Lebenszyklus von ihrer Entstehung genau an nachverfolgt werden. Die Umgebungsbedingungen werden jedoch innerhalb einer idealisierten Atmosphäre dargestellt. In globalen Zirkulationsmodellen werden aufgrund der groben Auflösung bei den meisten Parametrisierungen keine einzelnen Kondensstreifen, sondern eine Anhäufung von mehreren Kondensstreifen innerhalb der Gitterboxen dargestellt. Diese werden nachfolgend als Kondensstreifenzirren-Cluster bezeichnet. In bestimmten Situationen ist die Definition einer vernünftigen Lebensdauer schwierig, da einige Kondensstreifen in dem Cluster kurzlebig und andere wiederum recht langlebig (bzw. umgekehrt) sein können. Prozessstudien eignen sich jedoch auch innerhalb eines solchen Clusters. Die globale Modellierung ermöglicht es, Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren und die damit verbundenen Prozesse in Zusammenhang mit verschiedenen synoptischen Situationen zu untersuchen, was eine zentrale Fragestellung dieser Arbeit ist.

Large Eddy Simulations

Nachfolgend werden die für diese Doktorarbeit relevanten Studien zur zeitlichen Entwicklung und Eigenschaften von jungen Kondensstreifen vorgestellt. Dabei handelt es sich zum einen um den Einfluss der anfänglichen Eiskristallanzahl auf die späteren Eigenschaften von Kondensstreifen und zum anderen um den Eiskristallverlust während der Wirbelphase.

Unterstrasser and Gierens (2010a,b) haben mikrophysikalische und optische Eigenschaften junger Kondensstreifen (Alter bis etwa 5 Stunden) sowie den Einfluss der anfänglichen Eiskristallanzahl auf diese untersucht. Im Laufe des Lebenszyklus verringert sich die Eispartikelanzahlkonzentration innerhalb einiger Stunden um mehrere Größenordnungen, was mit den Ergebnissen der Flugzeugmessungen (z. B. Schröder et al., 1999) qualitativ übereinstimmt. Der Eiswassergehalt verringert sich dagegen deutlich moderater und behält die selbe Größenordnung bei, da das Depositionswachstum der Eiskristalle der zunehmenden Verdünnung der Kondensstreifen entgegenwirkt. Die Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl um jeweils 50 und 90 % wirkt sich innerhalb der LES-Studien bei einer relativen Feuchte über Eis von 130 % deutlich auf die späteren Eigenschaften der Kondensstreifen aus: Die Eiswassermasse, optische Dicke und die totale Extinktion als Maß für die kurzweilige Strahlungswirkung (Kap. 4.2.4) werden im Laufe der zeitlichen Entwicklung signifikant verringert. Damit wird bestätigt, dass die Verwendung von alternativen Treibstoffen sich deutlich auf die Eigenschaften und Lebenszyklus von Kondensstreifenzirren auswirken kann. Die Änderung der anfänglichen Eiswassermasse von Kondensstreifen ruft

dagegen einen vergleichsweise geringen Effekt auf die späteren Eigenschaften hervor.

Unterstrasser (2014, 2016) hat geometrische und mikrophysikalische Eigenschaften von Kondensstreifen während der Wirbelphase untersucht. Eine entscheidende Rolle spielt dabei der Eiskristallverlust während der Wirbelphase, der in dieser Arbeit nicht berücksichtigt wird. In einer schwach eisübersättigten Atmosphäre (weniger als 10 %) können meistens nur weniger als 20 % der ursprünglich gebildeten Eiskristalle überleben (Abb. 2.3), da nach dem Absinken der Wirbel eisuntersättigte Bedingungen herrschen und die Eiskristalle im Primärnachlauf sublimieren. Oberhalb einer relativen Feuchte von 120 % kann der Kondensstreifen nach dem Absinken der Wirbel seine volle vertikale Ausdehnung (für den in den Studien betrachteten Flugzeugtyp ca. 400 m) erreichen, sodass auch gewöhnlich mehr als die Hälfte der ursprünglich gebildeten Eiskristalle erhalten bleiben. Mit weiter zunehmender Feuchte können mehr Eiskristalle im Primärnachlauf überleben.

Der Eiskristallverlust während der Wirbelphase hängt außerdem maßgeblich von der anfänglichen Eiskristallanzahl nach der Kondensstreifenbildung ab. Je höher diese ist, umso kleiner ist die mittlere Masse und damit der mittlere Radius der Eispartikel, sodass ein größerer Anteil der Eiskristalle sublimiert. Eine Sensitivitätsstudie von Unterstrasser (2016) hat bei Betrachtung verschiedener atmosphärischer Bedingungen (relative Feuchte über Eis von 100 bis 140 %, Umgebungstemperatur von 210 K bis 226 K und Stabilität von $0,006$ bis $0,014 \text{ s}^{-1}$) im Mittel ergeben, dass bei Eisemissionsindezes (Anzahl gebildeter Eiskristalle pro kg verbranntem Treibstoff) von 10^{15} kg^{-1} , 10^{14} kg^{-1} und 10^{13} kg^{-1} jeweils 71 %, 45 % und 25 % der nukleierten Eiskristalle in der Wirbelphase verloren gehen. Somit bleiben jeweils $2,9 \cdot 10^{14} \text{ kg}^{-1}$, $5,5 \cdot 10^{13} \text{ kg}^{-1}$ und $7,5 \cdot 10^{12} \text{ kg}^{-1}$ an Eiskristallen nach der Wirbelphase übrig. Das bedeutet wiederum, dass eine Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl um einen Faktor von 10 und 100 zu einer Reduktion der Eiskristallanzahl nach der Wirbelphase jeweils nur um einen Faktor von etwa 5 und 40 führt. Der Effekt von alternativen Treibstoffen wird daher in Mitigationsstudien überschätzt, wenn der Eiskristallverlust während der Wirbelphase nicht berücksichtigt wird. Eine ausführliche Diskussion dazu erfolgt in Kap. 5.4.

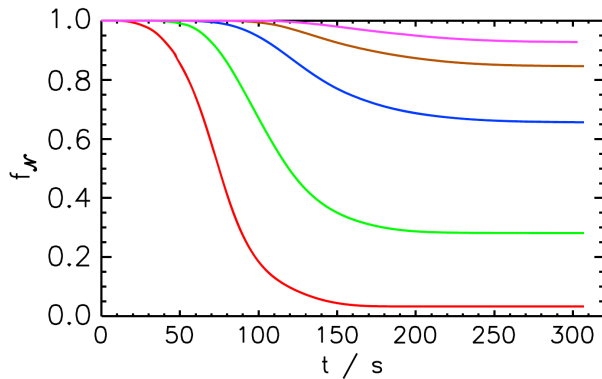


Abbildung 2.3: Zeitliche Entwicklung der normierten Eiskristallanzahl nach der Wirbelphase für verschiedene relative Feuchten über Eis (rot-100 %, grün-110 %, blau-120 %, braun-130 % und lila-140 %) bei einer Temperatur von 217 K (entnommen aus Unterstrasser, 2014). Der Wert 1 auf der y-Achse bedeutet, dass alle anfänglich gebildeten Eiskristalle überleben und der Wert 0, dass alle Eiskristalle nach dem Absinken der Wirbel sublimieren.

Globale Modellierung

Wie bereits oben beschrieben wurde, ermöglichen globale Klimamodelle nicht nur die Simulation von globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren innerhalb von langen Modellläufen (z. B. Schumann and Graf, 2013; Bock and Burkhardt,

2016b), sondern eignen sich auch für die Untersuchung von Lebenszyklen von regional begrenzten Kondensstreifenzirkeln-Clustern (z. B. Burkhardt and Kärcher, 2009; Bock and Burkhardt, 2016a; Bier et al., 2017). Die räumliche und zeitliche Abdeckung in globalen Klimamodellen ist generell größer als es durch Mess- und Beobachtungsdaten ermöglicht wird, während die horizontale und vertikale Auflösung eher klein ist.

In verschiedenen Studien wurden zunächst ausschließlich linienförmige Kondensstreifen (Sausen et al., 1998; Myrhe and Stodal, 2001; Ponater et al., 2002; Marquart et al., 2003; Rap et al., 2010; Frömming et al., 2011) betrachtet. Sausen et al. (1998) haben einen potenziellen Bedeckungsgrad von Kondensstreifen anhand von Feuchte- und Temperaturdaten aus ECMWF-Reanalysen ermittelt. Dieser beschreibt das Gebiet, in dem sich persistente Kondensstreifen bilden können und wurde damals als maximal möglicher Bedeckungsgrad von Kondensstreifen interpretiert. Der tatsächliche Bedeckungsgrad wurde anhand einer Skalierungsmethode über den aus dem Flugverkehrskataster ermittelten Treibstoffverbrauch und dem potenziellen Bedeckungsgrad bestimmt sowie mit regional verfügbaren Messdaten angeglichen. Der auf diese Weise definierte Bedeckungsgrad skaliert damit mit der Bildungshäufigkeit von Kondensstreifen. Diese Annahme ist jedoch unrealistisch, da Kondensstreifen über längere Zeit persistent bleiben bzw. in Gebiete transportiert werden können, wo das Schmidt-Appleman-Kriterium nicht mehr erfüllt ist, aber noch immer Eisübersättigung vorherrscht (Burkhardt et al., 2008).

Die Parametrisierung des potenziellen Kondensstreifen-Bedeckungsgrads wurde in Burkhardt et al. (2008) korrigiert. Nähere Ausführungen dazu sind in Kap. 3.2.1 vorzufinden. Die Kondensstreifenzirkeln wurden als neue Wolkenklasse eingeführt (Burkhardt and Kärcher, 2009). Junge Kondensstreifen (< 5 h) lassen sich in der Parametrisierung von den Kondensstreifenzirkeln aller Altersklassen unterscheiden. Der Eiswassergehalt, Bedeckungsgrad und die Länge der Kondensstreifenzirkeln werden als prognostische Variablen und separat von den natürlichen Zirkeln berechnet und die optische Dicke in Abhängigkeit vom Eiswassergehalt parametrisiert. Dabei werden Persistenz, Transport, horizontale Ausbreitung, Deposition und Niederschlag als Prozesse berücksichtigt. Kondensstreifenzirkeln können mit den natürlichen Wolken wechselwirken, indem sie um den zur Verfügung stehenden Wasserdampf konkurrieren und das Feuchtefeld ändern. Burkhardt and Kärcher (2011) haben basierend auf der Parametrisierung von Burkhardt et al. (2009) für das Jahr 2002 einen Netto-Strahlungsantrieb durch Kondensstreifenzirkeln in Höhe von $37,5 \text{ mWm}^{-2}$ ermittelt, während in der selben Studie für die ausschließlich jungen, linienförmigen Kondensstreifen ein um etwa 90 % geringerer Strahlungsantrieb berechnet wurde. Dieses Ergebnis hebt die Notwendigkeit hervor, nicht nur die linienförmigen Kondensstreifen, sondern Kondensstreifenzirkeln aller Altersklassen zu berücksichtigen, um ihren Klimaeffekt realistisch abzuschätzen. Die Modifikation der natürlichen Bewölkung durch das Vorhandensein von Kondensstreifenzirkeln limitiert den Strahlungsantrieb auf etwa 31 mWm^{-2} , da in einigen Gebieten die Bildung natürlicher Zirkeln teilweise verhindert oder ihre optische Dicke verringert wurde.

Bock and Burkhardt (2016a) erweiterten die Parametrisierung von Kondensstreifenzirkeln (Burkhardt et al., 2009) innerhalb von ECHAM5 hinsichtlich eines mikrophysikalischen 2-Momentenschemas (Lohmann et al., 2008), wo die Eispartikelanzahlkonzentration als weitere prognostische Variable betrachtet wird. Bock and Burkhardt (2016b) haben mit der erweiterten Parametrisierung einen globalen Netto-Strahlungsantrieb von 35 mWm^{-2} für 2002 mit dem Aero2k-Flugverkehrskataster (Eyers et al., 2004) und von 56 mWm^{-2} für 2006 mit dem AEDT-Flugverkehrskataster (Wilkerson et al., 2010) ermittelt. Der zuletzt genannte Strahlungsantrieb ist um 60 % größer, da zum einen innerhalb der 4 Jahre die Flugverkehrsdichte angestiegen ist und zum anderen eine realistischere Darstellung der Flugdistanz im AEDT-Flugverkehrskataster vorliegt.

Neben Burkhardt and Kärcher (2011) sowie Bock and Burkhardt (2016b) gibt es weite-

re Studien zu globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen: Chen and Gettelman (2013) schätzten mit dem CAM-5 Modell den Strahlungsantrieb von Kondensstreifen zirren auf 13 mWm^{-2} , der damit um etwa Zwei-Drittel geringer als in der Studie von Burkhardt and Kärcher (2011) ist. Auch wenn die atmosphärischen Prozesse im Klimamodell gut repräsentiert werden können, birgt die in den Studien benutzte Parametrisierung der Kondensstreifen zirren hohe Unsicherheiten. Eine davon ist die Vorgabe eines konstanten, anfänglichen Eispartikelradius von $5 \mu\text{m}$. Neu gebildete Kondensstreifen werden nach ihrer Initialisierung mit den natürlichen Zirren zusammengeführt. Damit lassen sich beide Wolkentypen hinsichtlich ihrer mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften nicht mehr unterscheiden und Lebenszyklenstudien zu Kondensstreifen zirren nicht durchführen. Durch Verwendung einer ziemlich groben vertikalen Auflösung von etwa 1 km wird die horizontale Ausbreitung von Kondensstreifen unterschätzt und damit im Vergleich zu anderen Studien ein deutlich geringerer Bedeckungsgrad simuliert. Andererseits werden vergleichsweise sehr hohe optische Dicken berechnet.

Schumann und Graf (2013) haben aus der mit Satelliten (MSG-SEVIRI) beobachteten ausgehenden langwelligeren Strahlung, mit einem "linear response model" und mit einem vereinfachten Modell zur Vorhersage von Kondensstreifen (CoCiP) für das Jahr 2006 den Strahlungsantrieb von Kondensstreifen zirren abgeschätzt. CoCiP simuliert Kondensstreifen von ihrer Entstehung hinter einem bestimmten Flugzeug bis zur Auflösung mit vorgegebenen meteorologischen Bedingungen und flugzeugspezifischen Daten. Die initialen Eigenschaften werden abhängig vom Flugzeugtyp, den Rußpartikelemissionen und unter Berücksichtigung des Eiskristallverlustes während der Wirbelphase bestimmt. Physikalische Prozesse wie z. B. Advektion, horizontale Ausbreitung durch Scherung und Sedimentation von Eiskristallen werden innerhalb eines mikrophysikalischen 2-Momentenschema repräsentiert. Ein Vorteil dieses Lagrang'schen Ansatzes besteht darin, dass die Lebenszyklen einzelner Kondensstreifen in einem relativ feinen Gitter (ca. 5 km horizontale Auflösung) nachverfolgt werden. Das Modell eignet sich damit beispielsweise ideal zur Vorhersage von Kondensstreifen während Flugmesskampagnen. Andererseits können gerade in Gebieten mit sehr hoher Flugverkehrsdichte mehrere Kondensstreifen innerhalb einer Gitterzelle überlappen, was zu Unsicherheiten in der Bestimmung der Eigenschaften für die einzelnen Kondensstreifen führt. Außerdem liegt aktuell in CoCiP kein geschlossenes Wärmebudget vor, was für die Bestimmung des globalen Strahlungsantriebs von Kondensstreifen zirren eine deutliche Unsicherheit mit sich bringt.

2.4 Einfluss von alternativen Treibstoffen

Das Thema dieser Doktorarbeit handelt von dem Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen auf Lebenszyklus, Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifen zirren. Zunächst wird anhand von Boden- und Flugzeugmessungen aufgezeigt, wie stark durch den Einsatz von aktuell verfügbaren alternativen Treibstoffen die Rußpartikelemissionen verringert werden können. Der darauf folgende Abschnitt beschreibt eine Boxmodellstudie, wie sich die Änderung von Rußpartikelemissionen unter verschiedenen Umgebungsbedingungen auf die Eiskristallbildung von Kondensstreifen auswirken kann.

2.4.1 Messungen

Die nachfolgend beschriebenen Messkampagnen haben den Effekt von alternativen Treibstoffen und 50/50-Beimischungen zum Kerosin im Vergleich zu einem reinem konventionellen Kerosin (JP-8) auf Flugverkehrsemissionen untersucht. Im Hinblick auf das Thema dieser Arbeit beschränken sich die hier dargestellten Ergebnisse der Messungen auf die

Rußpartikelemissionen und Eiskristallbildung von Kondensstreifen. Zunächst werden die in den Messkampagnen verwendeten alternativen Treibstoffe näher beschrieben: Bei dem Fischer-Tropsch (FT)-Verfahren wird ein Synthesegas als Gemisch aus Kohlenstoffmonoxid und Wasserstoff hergestellt. Neben Kohle (“Coal to liquid”) und Erdgas (“Gas to liquid”) können Erdöl und Biomasse als Rohstoffquellen für die Synthesegaserzeugung verwendet werden. Das Synthesegas wird anschließend in ein breites Spektrum gasförmiger und flüssiger Kohlenwasserstoffe umgewandelt. Bei der Herstellung von HEFA (“Hydroprocessed Esters and fatty acids”) werden zuerst aus bestimmten Pflanzen (wie Algen, Camelina) die Öle und Fette hydriert und anschließend ähnlich wie bei fossilen Brennstoffen in Raffinerien bearbeitet. FT und HEFA sind nahezu frei von Aromaten, die hauptsächlich für die Rußpartikelbildung verantwortlich sind.

Das “Alternative Aviation Fuel EXperiment” (AAFEX) fand innerhalb von 2 Messkampagnen (AAFEX-I in 2009 und AAFEX-II in 2011) im Dryden Flugforschungszentrum (DFRC) der NASA statt, wo lediglich Bodenmessungen durchgeführt wurden. Beyersdorf et al. (2014) beschreiben auf der Grundlage von AAFEX-I den Einfluss von 2 FT-Treibstoffen, die jeweils aus Erdgas (FT-1) und Kohle (FT-2) gewonnen wurden. Die Messergebnisse zeigen eine deutliche Verringerung der Rußpartikelanzahlmissionen und -massenmissionen durch Verbrennung der alternativen Treibstoffe, da diese deutlich weniger Aromaten enthalten als das konventionelle Kerosin. Die stärksten Reduktionen der Anzahlmissionen finden bei mittlerem Triebwerksschub statt und betragen über 95 % für die reinen FT-Treibstoffe und etwa 85 % für die 50/50-Beimischungen zum Kerosin. Bei höheren Triebwerksleistungen werden die Reduktionen geringer. Die Verbrennung alternativer Treibstoffe erzeugt im Mittel kleinere Rußpartikel als bei JP-8. Dies hängt damit zusammen, dass im Rahmen des Entstehungsprozesses durch die Reduktion der primären sphärischen Rußteilchen die weitere Koagulation der Rußteilchen herabgesetzt wird. So wurde z. B. bei 85 % Schub ein um 35 % verringerter mittlerer Radius gemessen.

ACCESS beschreibt zwei Messkampagnen im DFRC (ACCESS-I in 2013 und ACCESS-II in 2014), die den Effekt von alternativen Treibstoffen auch erstmalig im Reiseflug untersucht haben. Moore et al. (2017) beschreiben innerhalb von ACCESS-I Unterschiede in den Partikelemissionen zwischen JP-8 und einer 50/50-Mischung aus HEFA und JP-8. Die Ergebnisse im Reiseflug zeigen, dass die Anzahlmissionen der nichtvolatilen Partikel, zu denen vorwiegend die Rußpartikel zählen, sich bei geringem und mittlerem Triebwerksschub um etwa die Hälfte gegenüber dem konventionellen Kerosin verringern, während die Reduktion bei hohem Triebwerksschub mit etwa 25 % deutlich schwächer ausgeprägt ist. Der Anzahlmissionsindex der nichtvolatilen Partikel unterschreitet trotz Einsatzes von alternativen Treibstoffen nicht den Wert von 10^{14} kg^{-1} . Damit sind die Flugzeug-Partikelemissionen noch immer rußreich. Das bedeutet, dass bei der Entstehung der Kondensstreifen die meisten Eiskristalle durch die Rußpartikel gebildet werden (Kärcher and Yu, 2009). Bodenbasierte Messungen mit der DC-8 zeigen einen ähnlichen Trend zu den Ergebnissen der Flugmessungen. Ein direkter Vergleich der Emissionen ist allerdings wegen der Unterschiede in der Triebwerksleistung zwischen Boden- und Reiseflugbedingungen nicht möglich.

Die in ACCESS durchgeführten Nahfeldmessungen von Kondensstreifen zeigen, dass die anfängliche Eispartikelanzahl neu gebildeter Kondensstreifen sich durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen aufgrund der reduzierten Rußpartikelemissionen deutlich verringert (Anderson, 2015).

2.4.2 Boxmodellstudie

Aktuell gibt es nur wenige Messdaten zu Partikelemissionen und Eiskristallbildung von Kondensstreifen unter Verwendung von alternativen Treibstoffen. Boxmodelle können che-

mische und mikrophysikalische Prozesse im Abgasstrahl eines Flugzeugs simulieren und damit Eigenschaften von neu gebildeten Kondensstreifen abhängig von den atmosphärischen Bedingungen und Partikelemissionen berechnen.

Kärcher and Yu (2009) untersuchten mit einem Boxmodell für Aerosol- und Eismikrophysik im Flugzeugabgasstrahl (Yu and Turco, 1998) den Einfluss reduzierter Rußpartikelemissionen auf die Eiskristallbildung von Kondensstreifen. Dabei wurde auch der Effekt untersucht, wenn man die Rußpartikelemissionen noch weiter verringert, als die aktuell durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen ermöglicht wird.

Abb. 2.4 zeigt für 3 verschiedene Außentemperaturen die anfängliche Eiskristallanzahlkonzentration in Abhängigkeit vom Rußemissionsindex (EI_s , Anzahl emittierter Rußpartikel pro kg verbranntem Treibstoff) bei konstant gehaltenen Triebwerksparametern, relativer Feuchte über Eis von 110 % und einem Atmosphärendruck von 230 hPa. Bei der Umgebungstemperatur von 223 K bildet sich der Kondensstreifen nahe dem SA-Kriterium (siehe Kap. 3.4.1). Dadurch werden im Abgasstrahl des Triebwerks relativ geringe Wasserübersättigungen erzeugt und lediglich 9 % der Rußpartikel zu Tröpfchen aktiviert, die anschließend zu Eiskristallen gefrieren. Bei einer Außentemperatur von 218 K ist dagegen die Wasserübersättigung im Abgasstrahl so hoch, dass bereits fast alle Rußpartikel Eiskristalle bilden können. Aus diesem Grund erhöht sich von 223 K auf 218 K für $EI_s \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ kg}^{-1}$ die Eispartikelanzahlkonzentration um etwa einen Faktor 10.

Bei den rußreichen Emissionen ($EI_s > 10^{14} \text{ kg}^{-1}$) verringert sich die anfängliche Eiskristallanzahlkonzentration mit abnehmendem Rußemissionsindex. Bei Temperaturen weit unterhalb des SA-Kriteriums (v. a. 213 K) findet diese Verringerung näherungsweise linear statt. Werden die Rußpartikelemissionen über den Effekt von alternativen Treibstoffen hinaus reduziert ($EI_s < 10^{14} \text{ kg}^{-1}$), verringert sich für 223 und 218 K weiterhin die Eiskristallanzahlkonzentration, bis ab 10^{13} kg^{-1} ein Sättigungseffekt eintritt, da auch eingemischte Hintergrundaerosolpartikel für die Eiskristallbildung zur Verfügung stehen und bei den drastisch reduzierten Rußpartikelemissionen nun signifikant zum Gesamtpartikelspektrum beitragen. Insbesondere unter Grenzbedingungen zur Kondensstreifenbildung (223 K) werden nun die meisten Eiskristalle durch die Außenaerosolpartikel gebildet. Diese sind wasserlöslicher als die Rußteilchen, sodass bei gleicher Wasserübersättigung im Abgasstrahl und ähnlichen Partikelgrößen ein höherer Anteil dieser Partikel zu Tropfen aktiviert werden kann. Bei einer Außentemperatur von 213 K erhöht sich für $EI_s < 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ die Eiskristallanzahlkonzentration mit abnehmenden Rußemissionen und erreicht bei einem Rußemissionsindex von 10^{12} kg^{-1} sogar wieder den ursprünglichen Wert wie bei 10^{15} kg^{-1} . Bei dieser geringen Temperatur werden im Abgasstrahl sehr hohe Übersättigungen ($>100\%$) generiert, sodass die ultrafeinen volatilen Partikel zu Tropfen aktiviert werden können und anschließend gefrieren. Die nur noch in geringerer Anzahl verfügbaren Rußpartikel können die Übersättigung nicht mehr vorzeitig abbauen und damit die Eiskristallbildung durch die volatilen Partikel nicht verhindern. Es wird darauf hingewiesen, dass dieser Effekt (bzw. die Entstehung der volatilen Partikel) Treibstoffe mit schwefelhaltigen oder organischen Substanzen voraussetzt und beispielsweise bei Verwendung von Flüssigwasserstoff nicht auftreten würde.

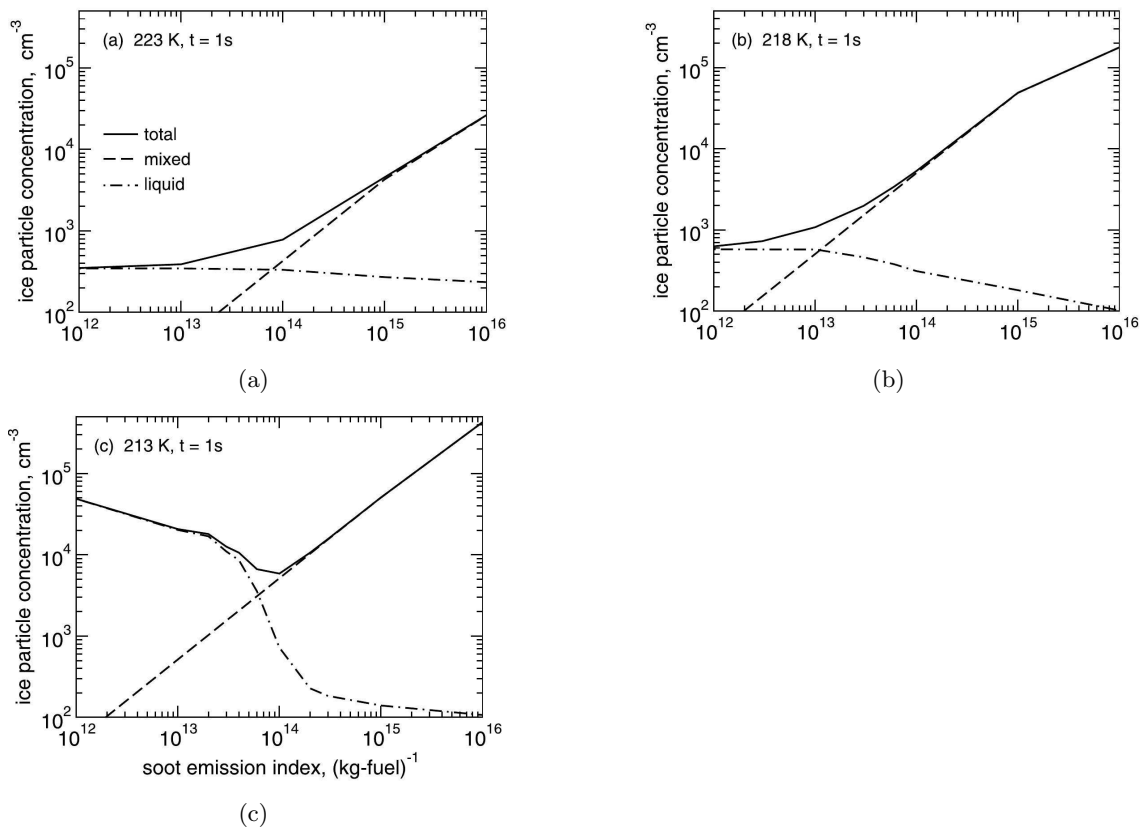


Abbildung 2.4: Eiskristallanzahlkonzentration neu gebildeter Kondensstreifen n_i bei einem Alter von 1 s für Außentemperaturen von (a) 223 K, (b) 218 K und (c) 213 K. Die durchgezogenen Kurven sind die absoluten Anzahlkonzentrationen, die gestrichelten Linien zeigen die Beiträge durch die Rußpartikel und die gepunktet-gestrichelten Linien die Beiträge durch die ultrafeinen, volatilen sowie die von außen eingemischten Aerosolpartikel (entnommen aus Kärcher and Yu, 2009).

Kapitel 3

Klimamodell und Methoden

Zu Beginn dieses Kapitels wird das globale Klimamodell ECHAM5 beschrieben. Nach allgemeinen Ausführungen wird auf das Schema natürlicher Wolken, Schema der Strahlung und das in das Modell eingebundenen Aerosolmodul HAM näher eingegangen. Anschließend wird die Parametrisierung der Kondensstreifenzirren CC-Mod innerhalb von ECHAM5 (Kap. 3.2) erklärt. Danach folgt eine experimentelle Beschreibung der Lebenszyklenstudien und der darin verwendeten Diagnostiken (Kap. 3.3). Die Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen gemäß Kärcher et al. (2015) wird in Kap. 3.4 näher beleuchtet und anschließend ein Überblick über die globalen Simulationen von Kondensstreifenzirren mit der integrierten Parametrisierung gegeben (Kap. 3.5). Zum Schluss dieses Kapitels wird eine Modellevaluierung vorgenommen.

3.1 Das Klimamodell ECHAM5

ECHAM5 ist die 5. Generation des globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM, das auf Grundlage des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF) am Hamburger Max-Planck-Institut (MPI) für Meteorologie entwickelt wurde (Rockner et al., 2003).

3.1.1 Allgemeines

Das globale Klimamodell löst die primitiven Gleichungen für Impuls-, Masse- und Energieerhaltung. Zusätzlich werden diabatische Vorgänge (wie Strahlungs- und Wolkenprozesse) berücksichtigt.

Der dynamische Kern des Modells wird im Spektralraum dargestellt. Dazu werden die prognostischen Variablen für Divergenz und Wirbelstärke des Windfelds, Temperatur, Bodendruck und Bodengeopotenzial in Kugelflächenfunktionen transformiert. Wasserdampf, Wolkeneis und -wasser sowie Spurengase werden direkt im Gitterpunktraum berechnet. Die horizontale Diskretisierung in ECHAM basiert auf einer triangularen Trunkierung, die durch die maximale zonale Wellenzahl T bestimmt wird. In dieser Arbeit wird $T = 42$ verwendet, was zu einer Aufteilung des Modellgitters in 64 Breiten- und 128 Längengraden führt. In Äquatornähe beträgt damit die horizontale Ausdehnung einer Gitterbox etwa 300 mal 300 km. Die Atmosphäre wird in L vertikale Schichten aufgeteilt, die durch benachbarte Druckgrenzflächen in Form von Sigma-Hybrid-Koordinaten definiert werden. In dieser Arbeit beträgt $L = 41$, was in der oberen Troposphäre einer vertikalen Auflösung von etwa 500 m entspricht. Die Integration der prognostischen Variablen erfolgt mit der Finite-Differenzen-Methode unter Anwendung des "Leapfrog"-Zeitschrittverfahrens (Asselin, 1972). Ein einfacher Modellzeitschritt beträgt hier entsprechend zur horizontalen und vertikalen Auflösung 15 Minuten.

3.1.2 Schema natürlicher Wolken

Das Schema für stratiforme Wolken in ECHAM5 löst prognostische Gleichungen für die Wasserdampf-, Flüssig- und Eisphase (Roeckner et al., 2003). Es wurde bezüglich der Zwei-Momenten-Mikrophysik weiterentwickelt (Lohmann et al., 2008). Das bedeutet, dass nicht nur Flüssig- und Eiswassergehalt, sondern auch die Anzahlkonzentrationen von Wassertropfen und Eiskristallen berechnet werden können. Somit ist eine realistische Darstellung von mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften von Wolken möglich. Da in dieser Arbeit eine zu den natürlichen Eiswolken konsistente Parametrisierung der Kondensstreifen (Kap. 3.2) verwendet wird, werden nachfolgend das Schema des Bedeckungsgrads sowie die Parametrisierung mikrophysikalischer Prozesse von natürlichen Zirren näher beschrieben:

Schema des Bedeckungsgrads

Der Bedeckungsgrad gibt den relativen Anteil der durch die Wolken abgedeckte Gitterboxfläche an. Für die natürliche Eiswolkenbildung werden abhängig von der Temperatur hohe relative Feuchten über Eis ($\geq 150\%$, Koop et al., 2000) benötigt. Mit der Einführung des Zwei-Momenten-Schemas wurde im Modell auch eine Eisübersättigung im Gittermittel zugelassen. Allerdings ergibt sich daraus eine Inkonsistenz zwischen der Eismikrophysik und dem angepassten Schema des Bedeckungsgrads (Bock, 2014). Wenn die Gitterbox eisübersättigt ist und sich im Modell natürliche Zirren bilden, steigt der Bedeckungsgrad auf Eins an. Damit herrscht immer Vollbedeckung, sobald Eiswolken existieren. Wenn die Gitterbox eisübersättigt ist, aber sich keine Eiskristalle bilden können, beträgt der Bedeckungsgrad gleich Null. Damit entsteht effektiv ein 1 zu 0 Bedeckungsgradschema für Eiswolken, was bei Verwendung eines globalen Klimamodells mit grober räumlicher Auflösung nicht realistisch ist. Zusätzlich würde das Problem auftreten, dass sich bei einem solchen Schema keine Kondensstreifen bilden könnten, wenn bereits natürliche Eiswolken vorhanden sind.

Daher wird in dieser Arbeit das fraktionale Schema des Bedeckungsgrads von Sundqvist (1978) verwendet und eine Eisübersättigung im Gittermittel ausgeschlossen. Der Bedeckungsgrad natürlicher Zirren (b_{ci}) wird anhand einer empirischen Funktion (Sundqvist et al., 1989) in Abhängigkeit von der relativen Feuchte über Eis im Gittermittel (r)

$$b_{ci} = 1 - \sqrt{1 - \frac{r - r_{ci}}{r_{sat} - r_{ci}}} \quad (3.1)$$

ermittelt, wobei r_{ci} die kritische Feuchte und $r_{sat} = 1$ die Sättigungsfeuchte sind. Sobald r_{ci} überstiegen wird, setzt Wolkenbildung ein. Durch die Annahme einer subgridskaligen Variabilität des Wasserdampfmassenmischungsverhältnisses, die durch eine stetige Gleichverteilung mit fester Varianz charakterisiert wird (Gregory et al., 2002), existieren für $r > r_{ci}$ eisübersättigte Gebiete in der Gitterbox. Der Bedeckungsgrad erhöht sich mit zunehmendem r , bis für $r = 1$ Vollbedeckung erreicht wird.

Sättigungsadjustment

Mit dem oben beschriebenen Schema des Bedeckungsgrads wird eine Eisübersättigung im Gittermittel ausgeschlossen. Wenn in der Gitterbox Eiswolken vorhanden sind, wird Feuchte oberhalb der Sättigung innerhalb der Gitterbox deponiert und auf Sättigung abgebaut (Sättigungsadjustment). Die Differenz

$$q_{dif} = \Delta q - \Delta q_s \quad (3.2)$$

gibt an, wie viel Feuchte durch die Eiswolke aus der Umgebung aufgenommen bzw. an die Umgebung abgegeben wird. Δq ist die Änderung des Massenmischungsverhältnisses von Wasserdampf durch verschiedene mikrophysikalische und/oder dynamische Prozesse und Δq_s die Änderung des Sättigungsmischungsverhältnisses aufgrund einer Temperaturänderung. Wenn q_{dif} negativ ist, dann ist die Luft eisuntersättigt, Eiskristalle sublimieren und geben Feuchte an die Umgebung ab. Ist q_{dif} positiv, herrscht Eisübersättigung und der verfügbare Wasserdampf wird auf der Eisphase deponiert.

Eisnukleation

Die Eiskristallbildung von natürlichen Zirruswolken wird in ECHAM5 über die homogene Eisnukleation parametrisiert (Kächer and Lohmann, 2002; Lohmann and Kärcher, 2002). Die Anzahl der gebildeten Eiskristalle hängt hauptsächlich von der Vertikalgeschwindigkeit der Luftmasse und der Zeitskala für das homogene Gefrieren ab. Höhere Vertikalgeschwindigkeiten bewirken eine größere Kühlrate der Luftmassen und damit einen stärkeren Anstieg der Eisübersättigung. Dadurch können mehr Partikel gefrieren, bevor die Eisübersättigung abgebaut wird. Eine ausführliche Beschreibung zur Nukleationsparametrisierung ist im Anhang A vorzufinden. In der ursprünglichen Version des Zwei-Momenten-Schemas wurde somit die Eiskristallbildung von Zirren abhängig vom Auftreten der Eisübersättigung im Gittermittel ermittelt. Da in dieser Modellversion keine Eisübersättigung im Gittermittel mehr zugelassen wird, musste eine neue Nukleationsparametrisierung angesteuert werden, die in Bock (2014) näher erklärt wird.

Sedimentation von Wolkeneis

Die Sedimentation von Wolkeneis wird formal als vertikale Advektion (Roeckner et al., 2003) betrachtet. Die zeitliche Änderung des mittleren Massenmischungsverhältnisses von Eis (\bar{x}_i) durch Sedimentation wird über

$$Q_{sed} \equiv \left(\frac{\partial \bar{x}_i}{\partial t} \right)_{sed} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho \bar{v}_i \bar{x}_i)}{\partial z} \quad (3.3)$$

definiert, wobei ρ die Luftdichte ist und die vertikale Fallgeschwindigkeit in Abhängigkeit der mittleren Masse der Eiskristalle über $\bar{v}_i = \alpha(\rho \bar{x}_i)^\beta \cdot h_{cor}$ mit konstanten Parametern α und β (Heymsfield and Donner, 1990) sowie einem Höhenkorrekturterm h_{cor} (Spichtinger and Gierens, 2009) parametrisiert wird. Gl. 3.3 lässt sich in diskreter Form mittels

$$Q_{sed} \sim \frac{1}{\rho \Delta z} (\bar{F}_i^{top} - \rho \bar{v}_i \bar{x}_i) \quad (3.4)$$

darstellen, wobei \bar{F}_i^{top} der von oben hereinkommende und ggf. durch Schmelzen und Sublimation beeinflusste Sedimentationsfluss und $\rho \bar{v}_i \bar{x}_i$ der nach unten gerichtete Sedimentationsfluss sind.

Niederschlag

Die Aggregation von Eiskristallen zu Schneeflocken wird gemäß Murakami (1990) berechnet und wurde durch Levkov et al. (1992) angepasst. Die Parametrisierung des Anwachsens fallender Schneeflocken durch Einsammeln von Eiskristallen (Akkretion) basiert auf Lin et al. (1983) und Levkov et al. (1992). Die entsprechenden Gleichungen dazu sind in Roeckner et al. (2003) zusammengefasst.

3.1.3 Schema der Strahlung

Zur Integration der dynamischen Grundgleichungen werden die Heiz-/Kühlraten innerhalb der Atmosphäre sowie die Strahlungsflussdichten kurzwelliger und langwelliger Strahlung an der Erdoberfläche sowie am Oberrand der Atmosphäre benötigt. Das Schema der Strahlung bestimmt an jedem Gitterpunkt Profile der Nettostrahlungsflüsse im kurzwelligen und langwelligen Bereich, die jeweils von den Profilen der Massenmischungsverhältnisse der Absorber und der Temperatur abhängen (Roeckner et al., 2003). Aus Effizienzgründen erfolgt die Berechnung des Strahlungstransfers in ECHAM5 nicht jeden Zeitschritt und ist standardmäßig auf ein Zeitintervall von 2 Stunden festgesetzt.

Das solare Schema der Strahlung (Fouquart and Bonnel, 1980) beinhaltet 4 spektrale Bänder, 1 für sichtbare und ultraviolette Strahlung und 3 für das nahe Infrarotlicht. Das langwellige Schema der Strahlung (Mlawer et al., 1997; Morcrette et al., 1998) hat 16 spektrale Bänder. Das Schema der Strahlung ist gewöhnlich nur für Partikel mit einem Effektivradius größer als etwa $10 \mu\text{m}$ anwendbar (Roeckner et al., 2003), da die Strahlungseigenschaften dieser Partikel noch über die Gesetze der geometrischen Optik (Hansen and Travis, 1974) ermittelt werden können. Bei kleineren Partikel müssten die Gesetze der Mie-Streuung berücksichtigt werden, wo der Extinktionseffizienzfaktor um den Wert von 2 oszilliert (van de Hulst, 1957).

Optische Eigenschaften von Wolken

In dem aktuellen Schema der Strahlung werden bis auf den fraktionalen Bedeckungsgrad keine subgridskaligen Variabilitäten der Wolken berücksichtigt. Daher werden Wolken vereinfacht als planparallele, vertikal homogen verteilte Schichten angenommen (Roeckner et al., 2003). Für ein gegebenes Wolkenwasser bzw. -eis führt diese Vereinfachung zu einer Überschätzung der Wolkenalbedo im Vergleich zu einer inhomogenen Wolkenschichtenverteilung, wie sie in der Realität häufig anzutreffen ist. Um diesen Fehler zu minimieren, wird die optische Dicke je nach Wolkentyp und -eigenschaften durch einen entsprechenden Korrekturfaktor reduziert.

Vertikaler Überlapp

Die Änderung der Strahlungsflüsse durch die Wolken hängt vom vertikalen Überlapp ab. In ECHAM5 wird der totale Bedeckungsgrad in einer Gittersäule iterativ nach dem "maximum-random-overlap"-Prinzip vom obersten Modelllevel bis zur Erdoberfläche bestimmt. Befinden sich Wolkenschichten in direkt benachbarten Gitterboxen, dann überlappen sie maximal. Andernfalls findet der Überlapp zufällig statt. Wenn B_k^{tot} die überlappte Bewölkung in der oberen Schicht k ist, dann wird der überlappte Bedeckungsgrad im niederen Level B_{k+1}^{tot} über

$$B_{k+1}^{tot} = 1 - (1 - B_k^{tot}) \cdot \frac{1 - \text{MAX}(B_{k+1}, B_k)}{1 - B_k}. \quad (3.5)$$

berechnet, wobei B_{k+1} und B_k die fraktionalen Wolkenbedeckungsgrade in den einzelnen Modellleveln sind.

3.1.4 Aerosolmodul ECHAM5-HAM

Das Klimamodell ECHAM5 wurde durch ein komplexes Aerosolmodul HAM erweitert (Stier et al., 2005). Größenverteilung und Zusammensetzung der Aerosolpartikel werden als prognostische Variablen behandelt. Das Aerosolpartikelspektrum wird durch die Überlagerung von 7 lognormalverteilten Moden dargestellt:

$$n(\ln r) = \sum_{n=1}^7 \frac{N_i}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_i} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln \bar{r}_i}{\ln \sigma_i} \right)^2 \right]. \quad (3.6)$$

Jede Mode i wird durch die Anzahlkonzentration N_i , den Modenradius \bar{r}_i und die Gauss'sche Standardabweichung σ_i beschrieben. Nach Definition entspricht der Modenradius dem Zentralwert der Verteilung und ist wegen der Rechtsschiefe der Verteilung kleiner als der mittlere Radius. Abb. 3.1 zeigt die Strukturierung der 7 Moden. Die „unlöslichen Moden“ enthalten Komponenten, die nicht oder sehr schlecht wasserlöslich sind. Die „löslichen/gemischten Moden“ bestehen aus wasserlöslichen Komponenten oder sind interne Mischungen aus wasserlöslichen und unlöslichen Bestandteilen. Das Aerosolmodul enthält Sulfate, Rußpartikel, organische Partikel, Mineralstaub und Seesalz als chemische Bestandteile. Die löslichen Moden sind in 4 Größenklassen unterteilt und die unlöslichen Moden bestehen aus 3 Größenklassen (siehe Abb. 3.1). Da der Median-Radius der Aerosolpartikel sich in jeder Mode (z. B. durch hygroskopisches Partikelwachstum) ändern kann, ist eine Umverteilung der Aerosolpartikel innerhalb der verschiedenen Größenklassen möglich. In HAM wird eine konstante Standardabweichung angenommen und für die Groben Moden auf 2,0 sowie für die restlichen Moden jeweils auf 1,59 festgesetzt. Die mit HAM simulierten Aerosolpartikelanzahlkonzentrationen wurden u. a. mit den beiden INCA-Messkampagnen (Minikin et al., 2003) evaluiert. Nähere Ausführungen dazu sind in Stier et al. (2005) vorzufinden.

Modes \bar{r} [μm]	Soluble / Mixed	Insoluble
Nucleation $\bar{r} \leq 0.005$	N_1, M_1^{SU}	
Aitken $0.005 < \bar{r} \leq 0.05$	$N_2, M_2^{SU}, M_2^{BC}, M_2^{POM}$	N_5, M_5^{BC}, M_5^{POM}
Accumulation $0.05 < \bar{r} \leq 0.5$	$N_3, M_3^{SU}, M_3^{BC}, M_3^{POM}, M_3^{SS}, M_3^{DU}$	N_6, M_6^{DU}
Coarse $0.5 < \bar{r}$	$N_4, M_4^{SU}, M_4^{BC}, M_4^{POM}, M_4^{SS}, M_4^{DU}$	N_7, M_7^{DU}

Tabelle 3.1: Modale Struktur von HAM. N_i beschreibt die Anzahlkonzentration und M_j die Massenkonzentration der Aerosolpartikel jeder Komponente $j \in (SU, BC, POM, SS, DU)$ (Sulfate, Rußpartikel, organische Partikel, Seesalz und Mineralstaub) in der Mode i . Die 4 Größenklassen werden durch den Modenradius (\bar{r}_i) definiert (entnommen aus Stier et al., 2005, Creative Commons License).

3.2 Parametrisierung der Kondensstreifenzirren

In dieser Arbeit wird das Kondensstreifenzirren-Modul (CCMod) basierend auf der Parametrisierung von Burkhardt and Kärcher (2009) verwendet, da im Gegensatz zu früheren Studien auch ältere Kondensstreifen berücksichtigt und wichtige Größen in Abhängigkeit von verschiedenen Prozessen prognostisch ermittelt werden. Das Schema des Bedeckungsgrads von Sausen et al. (1998) wurde in Burkhardt et al. (2008) korrigiert. Die Kondensstreifenzirren werden als neue Wolkenklasse separat von den natürlichen Zirren simuliert, was eine wichtige Grundvoraussetzung für die Untersuchung von Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren ist. Die Erweiterung dieser Parametrisierung hinsichtlich eines mikrophysikalischen 2-Momenten-Schemas (Bock and Burkhardt, 2016a; Lohmann et al., 2008), das zusätzlich die Eispartikelanzahldichte von Kondensstreifenzirren als neue

prognostische Variable berücksichtigt, ermöglicht eine realistische Darstellung von mikro-physikalischen Prozessen. Dadurch können in dieser Arbeit Mitigationstudien bezüglich des Einflusses reduzierter Rußpartikelemissionen bzw. der Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl auf Eigenschaften, Lebenszyklen und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren durchgeführt werden.

3.2.1 Potenzieller Bedeckungsgrad

Basierend auf der Parametrisierung von Burkhardt et al. (2008) werden zwei Arten vom potenziellen Bedeckungsgrad eingeführt: Der potenzielle Kondensstreifen-Bedeckungsgrad (B_{co}) beschreibt die Regionen, wo sich Kondensstreifen (nach dem Schmidt-Appleman Kriterium) bilden und in wolkenfreien, eisübersättigten Gebieten persistent bleiben können. Der potenzielle Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad (B_{cc}) umfasst dagegen die Gebiete, wo Kondensstreifenzirren persistent bleiben können, nachdem sie sich gebildet haben. Er ist somit ein Maß für die Auftrittshäufigkeit von wolkenfreien, eisübersättigten Gebieten und daher größer als B_{co} . Beide potenziellen Bedeckungsgrade sind konsistent zu dem diagnostischen Schema des Bedeckungsgrads von Sundqvist (1978) parametrisiert. Die genaue Berechnung von B_{co} und B_{cc} ist in Burkhardt et al. (2008) beschrieben.

3.2.2 Bedeckungsgrad und Volumen

Gescherteter Bedeckungsgrad

Der gescherte Bedeckungsgrad (b_{sprd}) (Abb. 3.1) gibt die horizontale Ausdehnung der Kondensstreifenzirren an und wird im Modell als Funktion von der vertikalen Windscherung bestimmt. Der totale, gescherte Bedeckungsgrad innerhalb einer Gittersäule wird nach dem “maximum-random-overlap”-Prinzip (Kap. 3.1.2) ermittelt.

Fraktionales Volumen

Das Volumen von Kondensstreifenzirren wird durch die Vergrößerung aufgrund von turbulenter Diffusion sowie der Wechselwirkung aus Sedimentation und vertikaler Windscherung (Bock and Burkhardt, 2016a) bestimmt. Das fraktionale Volumen (b_{vol}) ist der Anteil des Volumens der Kondensstreifenzirren am Gesamtvolumen der Gitterbox (Abb. 3.1, Bock, 2014).

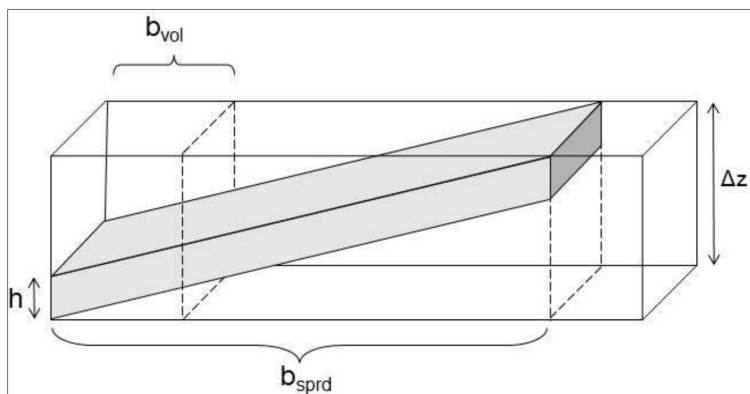


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Volumenbedeckungsgrades b_{vol} (oben) und des gescherten Bedeckungsgrades b_{sprd} (unten), Δz ist die Gitterboxhöhe und h ist die mittlere Dicke der Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox (entnommen aus Bock, 2014).

3.2.3 Initialisierung der Größen

Kondensstreifen werden im Modell einen halben Zeitschritt (7,5 Minuten) nach der Bildung initialisiert. Die anfängliche Länge (L_{co}) und der Bedeckungsgrad (b_{co}) neu gebildeter Kondensstreifen werden durch folgende Gleichungen beschrieben (Burkhardt and Kärcher, 2009):

$$L_{co} = d \left(1 - \frac{b_{vol}}{B_{cc}} \right) B_{co}, \quad (3.7)$$

$$b_{co} = \frac{W_{co} L_{co}}{A_{GB}}. \quad (3.8)$$

Es wird davon ausgegangen, dass es keine Korrelation zwischen der pro Zeitschritt in einer Gitterbox geflogenen Strecke (d) und der Eisübersättigung gibt. Damit entspricht L_{co} dem Anteil der Flugstrecke, welche persistente Kondensstreifen ausbildet und durch den potenziellen Kondensstreifen-Bedeckungsgrad B_{co} limitiert wird. Der Term $1 - b_{vol}/B_{cc}$ berücksichtigt, dass neue Kondensstreifen nicht in einem Gebiet, das bereits durch ältere Kondensstreifen bedeckt ist (b_{vol}), gebildet werden. Der anfängliche Bedeckungsgrad ergibt sich aus dem Produkt von L_{co} und der Initialisierungsbreite der Kondensstreifen (W_{co}) relativ zur Gitterboxfläche A_{GB} .

Das Eiswassermassenmischungsverhältnis neuer Kondensstreifen wird über (Burkhardt and Kärcher, 2009)

$$q_{co} = \left(1 - \frac{b_{vol}}{B_{cc}} \right) B_{co} \cdot m_{H_2O} + b_{co} q_{dif} \quad (3.9)$$

berechnet, wobei m_{H_2O} das Massenmischungsverhältnis des vom Flugzeug emittierten Wasserdampfs ist; $b_{co} q_{dif}$ ist das relativ zum anfänglichen Kondensstreifen-Bedeckungsgrad deponierbare Wasser und wird analog zu den natürlichen Zirren (siehe Gl. 3.2) berechnet. Da die Eispartikelanzahldichte neu gebildeter Kondensstreifen generell noch sehr hoch ist, wird angenommen, dass das gesamte zur Deposition zur Verfügung stehende Wasser innerhalb des halben Zeitschritts durch die Kondensstreifen aufgenommen werden kann (Sättigungsadjustment). Der emittierte Flugzeugwasserdampf liefert v. a. bei höheren Lufttemperaturen im Vergleich zu dem aus der Umgebung aufgenommenen Wasserdampf einen geringen Beitrag für die anfängliche Eiswassermasse der neu gebildeten Kondensstreifen.

Für die Lebenszyklenstudien wird eine feste, anfängliche Eiskristallanzahl vorgeschrieben (Kap. 3.3.1). In den globalen Klimasimulationen ist die anfängliche Eiskristallanzahl variabel und wird basierend auf der Parametrisierung von Kärcher et al. (2015) (Kap. 3.4) in Abhängigkeit von den Rußpartikelemissionen, Treibstoffverbrauch, den Hintergrundaerosolpartikeln sowie dem Atmosphärenzustand berechnet.

3.2.4 Scherung

Kondensstreifen dehnen sich aufgrund von vertikaler Windscherung horizontal aus. Die zeitliche Änderung des gescherten Bedeckungsgrads wird basierend auf einer analytischen Formulierung von Dürbeck und Gerz (1996) wie folgt parametrisiert (Burkhardt and Kärcher, 2009):

$$\frac{\partial b_{sprd}}{\partial W} = \frac{\partial W}{\partial t} \cdot \frac{L}{A_{GB}} = c \cdot s \cdot \frac{H \cdot L}{A_{GB}} = c \cdot \sqrt{\frac{\partial u^2}{\partial z} + \frac{\partial v^2}{\partial z}} \cdot \frac{H \cdot L}{A_{GB}}. \quad (3.10)$$

Der Betrag des Scherungsvektors s wird aus der Änderung der horizontalen Windkomponenten u und v mit der Höhe z bestimmt. Die Änderung durch die Scherung ist proportional zur vertikalen Ausdehnung H und zur Länge L aller Kondensstreifenzirren in einer Gitterbox. Die Scherungskonstante c wird durch den Winkel zwischen Flugrichtung und Windscherungsvektor bestimmt. Wirkt die Scherung quer zur Flugrichtung, dann ist $c = 1$ (maximal). Da Kondensstreifenzirren zufällig zur Windrichtung orientiert sind, ist c und damit die Änderung des gescherten Bedeckungsgrads in der Regel kleiner. Lidarmessungen junger Kondensstreifen implizieren unter Berücksichtigung verschiedener Windrichtungsorientierungen eine mittlere Scherungskonstante von 0,72 (Freudenthaler et al., 1995).

3.2.5 Diffusion

Die Änderung der Querschnittsfläche von Kondensstreifenzirren A_{cc} durch turbulente Diffusion zum Zeitpunkt t wird nach einer vereinfachten Formel aus Dürbeck and Gerz (1996) bestimmt (Bock, 2014):

$$A_{cc}(t) = 2\pi \left[\frac{1}{3}s^2 D_v^2 t^4 + \frac{2}{3}s^2 D_v \sigma_{v,0}^2 t^3 + 2D_v \sigma_{h,0}^2 t + \sigma_{h,0}^2 \sigma_{v,0}^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.11)$$

Dabei ist s der in Gl. 3.10 eingeführte Betrag des Windscherungsvektors, $\sigma_{h,0}^2$ und $\sigma_{v,0}^2$ die Varianzen der Breite und Höhe des Kondensstreifens und D_v die vertikale Diffusivität. Proportional zur Vergrößerung der Querschnittsfläche ΔA_{cc} wird innerhalb des doppelten Zeitschritts die Volumenänderung der Kondensstreifen zirren durch Diffusion (Bock, 2014) mittels

$$\Delta b_{vol} = \frac{\Delta A_{cc}}{A_{cc}} \cdot \left(1 - \frac{b_{vol}}{b_{sprd}}\right) \quad (3.12)$$

bestimmt, wobei der Term $(1 - \frac{b_{vol}}{b_{sprd}})$ die Überlappung einzelner Kondensstreifen zirren berücksichtigt und damit den Volumenzuwachs verringert. Der Volumenzuwachs durch turbulente Diffusion ist hauptsächlich bei jungen Kondensstreifen geprägt und ist umso stärker ausgeprägt, je größer die vertikale Windscherung ist (siehe Gl. 3.11).

3.2.6 Sedimentation

Während turbulente Diffusion hauptsächlich kurz nach der Bildung die vertikale Ausdehnung von Kondensstreifen zirren beeinflusst, wird im weiteren Verlauf des Lebenszyklus, abhängig davon, wie schnell die Eiskristalle anwachsen können, die Sedimentation zum dominierenden Prozess (Kap. 2.3.2).

Der Sedimentationsfluss von Kondensstreifen zirren wird in Abhängigkeit von der mittleren Masse der Eispartikel analog zu den natürlichen Wolken bestimmt (Gl. 3.4). Da Bedeckungsgrad und Volumen von Kondensstreifen zirren im Gegensatz zu den natürlichen Zirren prognostisch ermittelt werden, wurde der Volumenzuwachs durch Sedimentation innerhalb von CCMOD parametrisiert (Bock, 2014). Kondensstreifen breiten sich durch vertikale Windscherung horizontal aus. Nach der Scherung von Kondensstreifen können Eispartikel in ein darunter liegendes, wolkenfreies und eisübersättigtes Gebiet fallen und damit die Eispartikelanzahldichte sowie Volumen vergrößern. Wenn Eiskristalle in eine darunter liegende Schicht sedimentieren, kann sich auch wiederum der (gescherte) Bedeckungsgrad ändern, wobei die Kondensstreifen zirren in benachbarten Modellschichten maximal überlappen (“maximum-random overlap” in Kap. 3.1.3).

3.2.7 Deposition und Sublimation

Deposition und Sublimation für natürliche Zirren (Kap. 3.1.2) erfolgt nach dem Prinzip des Sättigungsadjustments, wo bei Eisübersättigung relativ zum Volumen, welches die Wolken in der Gitterbox einnehmen, der verfügbare Wasserdampf deponiert wird. Für Kondensstreifenzirren ist kurz nach der Entstehung die Annahme des Sättigungsadjustments aufgrund der noch hohen Eispartikelanzahldichte legitim. Mit zunehmendem Alter, insbesondere bei starker Abnahme der Eispartikelanzahldichte durch Sedimentation, wird diese Annahme zunehmend unrealistisch. Die Einführung des mikrophysikalischen 2-Momenten-Schemas ermöglicht eine Korrektur des Sättigungsadjustments. Dazu wird nach der Sedimentation für die in der Gitterbox übrig gebliebenen und von oben sedimentierten Eiskristalle eine Zeitskala berechnet, innerhalb welcher die Übersättigung abgebaut werden kann (Bock and Burkhardt, 2016a):

$$\tau_{dep}^{-1} = 4\pi \cdot \hat{D} \cdot \Phi \cdot C \cdot r_{cc} \cdot n_{cc}. \quad (3.13)$$

Dabei sind \hat{D} der Diffusionskoeffizient (Pruppacher and Klett, 1996), Φ der Ventilationsfaktor in Abhängigkeit von der Sedimentationsgeschwindigkeit (Lohmann and Kärcher, 2002) und C die Aufnahmefähigkeit der Eiskristalle, die auf 1,1 festgesetzt wurde. Die Diffusionszeitskala τ_{dep} verhält sich invers proportional zur Eispartikelanzahldichte n_{cc} und dem massengewichteten mittleren Volumenradius r_{cc} . Ist die Zeitskala kleiner als der Modellzeitschritt, gilt das Sättigungsadjustment. Andernfalls sind die vorhandenen Eiskristalle nicht in der Lage, den Wasserdampf oberhalb der Sättigung innerhalb des Zeitschritts komplett abzubauen. In dem Fall wird das Volumen, worauf das Sättigungsadjustment angewendet wird, um das Verhältnis aus dem Modellzeitschritt und der Diffusionszeitskala reduziert.

3.3 Lebenszyklenstudien

3.3.1 Idealisierendes Experiment

In Kap. 4 wird die zeitliche Entwicklung von einer Anhäufung von Kondensstreifenzirren (nachfolgend bezeichnet als Cluster) in Abhängigkeit von der synoptischen Situation untersucht. Dazu wurde innerhalb einer begrenzten Region im Osten der USA (34°-44° N, 85°-100° W) der Flugverkehr für eine Stunde in 2 verschiedenen vertikalen Leveln (220 hPa und 260 hPa) eingeschaltet. Die Untersuchungen fanden für jeweils 10 verschiedene synoptische Situationen im Winter (Januar) und im Sommer (August) statt. Für den Referenzfall wurde basierend auf Flugzeugmessungen von 5 bis 10 min alten Kondensstreifen (Schumann, 2002; Febvre et al., 2009; Schröder et al., 1999; Voigt et al., 2010) eine für heutige Treibstoffe und Triebwerke typische anfängliche Eiskristallanzahlkonzentration von 150 cm^{-3} und eine Querschnittsfläche von 40000 m^2 zum Zeitpunkt der Initialisierung (Bock and Burkhardt, 2016a; Bier et al., 2017) festgesetzt. Dies entspricht einer anfänglichen Eiskristallanzahl pro Flugstrecke von $6 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1}$ und wird in den Studien als „hohe anfängliche Eiskristallanzahl“ bezeichnet. Um einen deutlichen Effekt auf die Eigenschaften und Lebenszyklen der Kondensstreifenzirren-Cluster zu erzielen, wurde in den Sensitivitätsexperimenten die anfängliche Eispartikelanzahlkonzentration um 80 % auf 30 cm^{-3} reduziert. Der Lebenszyklus von Kondensstreifenzirren bei hoher und reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl wurde jeweils bei der gleichen synoptischen Situation initialisiert. Es wurde ermittelt, dass die Hintergrundmeteorologie durch die unterschiedliche Initialisierung der Eiskristallanzahl kurzfristig nicht signifikant verändert wird und damit beide Simulationen direkt miteinander vergleichbar sind. Die Untersuchung eines langlebigen und großräumigen Kondensstreifenzirren-Clusters (Kap. 4.1) hat gezeigt, dass

12 h nach der Initialisierung (entspricht etwa der Lebensdauer des Kondensstreifenzirren-Clusters bei 150 cm^{-3}) maximale prozentuale Abweichungen bezüglich der Temperatur und spezifischen Feuchte jeweils 0,02 % und 4,1 % betragen. Damit sind die Läufe zwischen hoher und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl direkt miteinander vergleichbar.

3.3.2 Diagnostiken für die Lebenszyklen

In diesem Kapitel werden Diagnostiken eingeführt, die für die Auswertung der Lebenszyklenstudien in Kap. 4 notwendig sind. Die Ausführungen dazu basieren zu einem großen Teil auf Bier et al. (2017). Zunächst werden verschiedene Eiskristallverlustprozesse zusammengefasst und anschließend die totale Extinktion als Maß für die kurzweilige Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren definiert.

Eiskristallverlustprozesse

Die Einführung des mikrophysikalischen 2-Momenten-Schemas ermöglicht es, den Eiskristallverlust von Kondensstreifenzirren durch verschiedene Prozesse zu bestimmen und damit auch Rückschlüsse auf Eigenschaften und Lebenszyklus zu ziehen. Die unterschiedlichen Verlustprozesse sind in Abb. 3.2 schematisch dargestellt. Die Änderung von Rußpartikelemissionen wirkt sich insbesondere auf mikrophysikalische Prozessraten aus. Ein wichtiger mikrophysikalischer Prozess ist die Sedimentation von Eiskristallen (Kap. 3.1.2 und 3.2.6). Ein tatsächlicher Verlust tritt erst dann auf, wenn die sedimentierenden Eiskristalle von Kondensstreifen in tiefere, eisuntersättigte Schichten gelangen und anschließend sublimieren. Der Niederschlag umfasst Aggregation von Eiskristallen zu Schneeflocken sowie das Anwachsen fallender Schneeflocken durch Einsammeln von Eiskristallen (Akkretion). Dynamische Verlustprozesse werden häufig durch den Transport von Kondensstreifenzirren in trockenere, eisuntersättigte Gebiete hervorgerufen. Ein typisches Beispiel dafür wird nachfolgend erklärt: Ein großer Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren ist häufig weit vorderseitig einer Warmfront vorzufinden (Kästner et al., 1999), wo die Eisübersättigung zur Bildung von natürlicher Zirren nicht mehr hoch genug ist. Typischerweise ist die Systemgeschwindigkeit der Zyklone mit dem entsprechenden Frontensystem geringer als die Advektionsgeschwindigkeit der Kondensstreifenzirren. Das führt dazu, dass im zeitlichen Verlauf Kondensstreifenzirren aus dem eisübersättigten System heraustransportiert werden und in eine trockenere Umgebung gelangen, wo die Eispartikel anschließend sublimieren. Eine andere Ursache für dynamisch bedingte Eiskristallverluste ist das Abtrocknen der Luftmasse, wo sich Kondensstreifenzirren befinden, aufgrund von Subsidenz und der damit einhergehenden Erwärmung.

Ein weiterer, modellspezifischer Verlust ist die „Verdrängung durch natürliche Zirren“. Wenn die spezifische Feuchte trotz Vorhandensein von Kondensstreifenzirren stark ansteigt, dann nukleieren neue Eiskristalle und erhöhen dadurch den Bedeckungsgrad natürlicher Zirren. Wenn die Eiskristalle sich in unmittelbarer Umgebung zu den persistenten Kondensstreifen bilden, dann vermischen sich diese mit den Eispartikeln der Kondensstreifenzirren. Danach ist nicht klar, zu welcher Wolkenklasse dieses Gemisch zugeordnet werden soll. Treten solche Situationen auf, werden in dieser Arbeit die Eiskristalle der Kondensstreifenzirren den natürlichen Eiswolken hinzugefügt.

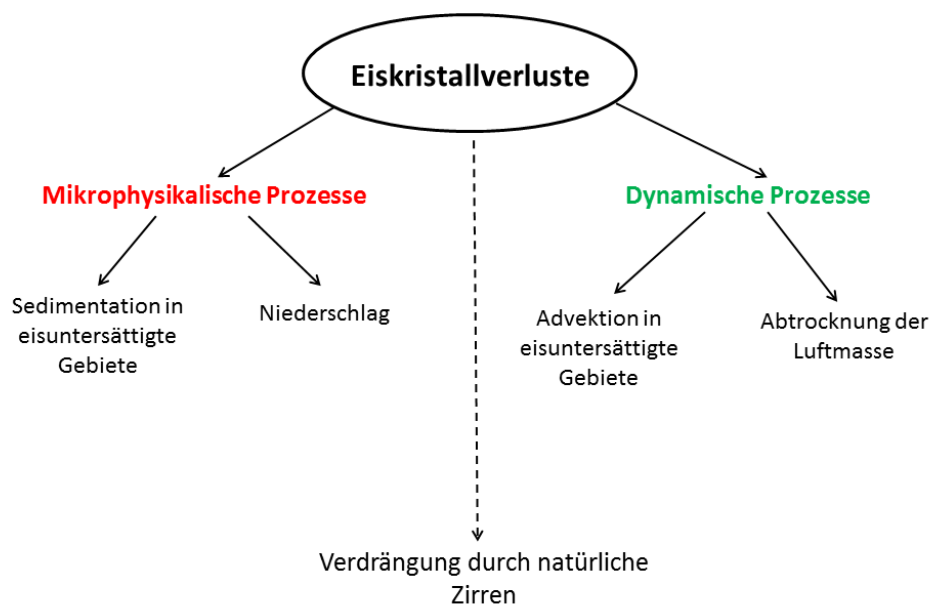


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Eiskristallverluste

Totale Extinktion

Als Maß für den kurzwelligen Strahlungsantrieb der Kondensstreifenzirren wird analog zu Unterstrasser and Gierens (2010a) die „totale Extinktion“ definiert. Dazu wird zunächst die Extinktion $E = F_{DIF}/F_G$ als Verhältnis von der auf die Erdoberfläche einfallenden Diffusstrahlung F_{DIF} und Globalstrahlung F_G eingeführt. Da die Globalstrahlung sich aus der direkt auf die Erdoberfläche eintreffenden Strahlung (Direktstrahlung F_{DIR}) und der an Tropfen, Eiskristallen und Aerosolpartikeln gestreuten und zurückreflektierten Strahlung (Diffusstrahlung) zusammensetzt, gilt $F_{DIF} = F_G - F_{DIR}$. Die Direktstrahlung wird nach dem Gesetz von Lambert-Bouguer mittels

$$F_{DIR} = F_G \cdot \exp\left(\frac{-\tau}{\cos\theta}\right) \quad (3.14)$$

berechnet, wobei τ die optische Dicke des Mediums und θ der solare Zenitwinkel sind. Damit ergibt sich

$$E = \frac{F_G - F_{DIR}}{F_G} = \frac{F_G - F_G \cdot \exp\left(\frac{-\tau}{\cos\theta}\right)}{F_G} = 1 - \exp\left(\frac{-\tau}{\cos\theta}\right). \quad (3.15)$$

Um die Abhängigkeit vom Tagesgang zu eliminieren, wird $\theta = 0^\circ$ gesetzt. Die Extinktion durch Kondensstreifenzirren ($\tau = \tau_{cc}$) ergibt sich aus Gl. 3.15 zu

$$E = 1 - \exp(\tau_{cc}). \quad (3.16)$$

Da die optische Dicke von Kondensstreifenzirren τ_{cc} verhältnismäßig klein ist, führt die lineare Taylorapproximation von $\exp(-\tau_{cc})$ zu $1 - \exp(-\tau_{cc}) \approx 1 - (1 - \tau_{cc}) = \tau_{cc}$. Die totale Extinktion wird als Integral der linear approximierten Extinktion über die gesamte Fläche des Kondensstreifenzirren-Clusters (A_{cc})

$$E_{cc} = \iint \tau_{cc} dA_{cc} \quad (3.17)$$

beschrieben. Die Diskretisierung zu Modellgitterboxen ergibt

$$E_{cc} = \sum_{\lambda, \phi} \tau_{cc}(\lambda, \phi) \cdot b_{vol}(\lambda, \phi) A_{GB}(\phi), \quad (3.18)$$

mit dem Volumenbedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren b_{vol} , dem Längen- und Breitengrad λ und ϕ und der Gitterboxfläche A_{GB} . Die optischen Dicken sind im Modell nicht für eine Gittersäule, sondern für einzelne vertikale Level k aufgelöst. Basierend auf dem idealisierten Experiment (Kap. 3.3.1), wo der Flugverkehr nur in einem Modelllevel eingeschaltet wird, gelangen Eispartikel hauptsächlich durch Sedimentation und zu einem geringeren Anteil durch Diffusion in andere vertikale Level, wobei sie zwischenzeitlich auch in andere Gebiete transportiert werden können. Aus diesem Grund wird für die Lebenszyklenstudien angenommen, dass der vertikale Überlapp von Kondensstreifenzirren immer maximal ist. Dadurch kann das mittlere Produkt aus optischer Dicke und Bedeckungsgrad für jede Gittersäule durch Summation über die vertikalen Level k mittels

$$\tau_{cc} \cdot b_{vol} \cdot A_{GB} = \sum_k \tau_{cc,k} \cdot b_{vol,k} \cdot A_{GB}$$

additiv bestimmt werden. Die totale Extinktion kann als Produkt der charakteristischen optischen Dicke und des mittleren Bedeckungsgrads interpretiert werden. Die Betrachtung der totalen Extinktion anstatt des Strahlungsantriebs von Kondensstreifenzirren hat zum einen den Vorteil, dass diese unabhängig vom Sonnenstand ist. Außerdem wird diese Größe

nicht vom Wolkenüberlapp, Oberflächeneigenschaften und anderen auf den Strahlungseintrieb einwirkenden Faktoren beeinflusst. Daher können die kurzwelligen Strahlungseigenschaften der unterschiedlichen Kondensstreifen-Cirrus-Cluster (Kap. 4.2.4) direkt miteinander verglichen werden.

Die Division durch den anfänglichen Kondensstreifen-Bedeckungsgrad

$A_0 = \sum_{\lambda, \phi} b_{vol,0}(\lambda, \phi) \cdot A_{GB}(\phi)$, der im letzten Zeitschritt, wo der Flugverkehr noch eingeschaltet ist (siehe Kap. 3.3.1), bestimmt wird, ergibt die normierte totale Extinktion

$$E_{cc,N} = E_{cc}/A_0. \quad (3.19)$$

Diese stellt ein Maß für die kurzwellige Strahlungswirkung von Kondensstreifen-Cirrus pro anfänglichem Bedeckungsgrad dar.

3.4 Parametrisierung der Eiskristallbildung

3.4.1 Thermodynamisches Bildungskriterium

Kondensstreifen bilden sich, wenn das sog. Schmidt-Appleman (SA)-Kriterium (Schumann, 1996) erfüllt ist. Für typische atmosphärische Bedingungen im Reiseflugverkehrslevel sind dazu Umgebungstemperaturen (T_a) meistens unterhalb von 228 bis 223 K notwendig. Abb. 3.3 a veranschaulicht das Bildungskriterium im thermodynamischen Verlauf. Die Mischungsgerade (durchgezogene Linie) charakterisiert die isobare Abkühlung des Treibstoff-Luftgemischs im Abgasstrahl eines Flugzeugs. Das SA-Kriterium in einer wassergesättigten Atmosphäre ist erfüllt, wenn die Mischungsgerade den Sättigungsdampfdruck über unterkühltem Wasser (gestrichelte Linie) schneiden kann. Sobald dies passiert (Kreuz in der Abb.), wird im Abgasstrahl eine Übersättigung, die zur Bildung von Tropfen an Kondensationskernen notwendig ist, generiert. Im weiteren Zeitverlauf nähert sich die Mischungsgerade den atmosphärischen Bedingungen an. Je geringer die Umgebungstemperatur ist, desto größer wird die maximale Übersättigung im Abgasstrahl. Im Grenzfall zur Kondensstreifenbildung wird die Sättigungsdampfdruckkurve durch die Mischungsgerade tangiert. Der Berührungspunkt charakterisiert die höchstmögliche atmosphärische Temperatur zur Bildung eines Kondensstreifens in einer wassergesättigten Atmosphäre (Θ_{100}). Da in der oberen Troposphäre häufig eine geringere relative Feuchte über Wasser vorliegt, ist die Grenztemperaturen in einer wasseruntersättigten Atmosphäre (Θ_G) um einige Kelvin kleiner (Kärcher et al., 2015; Schumann, 1996). Das thermodynamische Kriterium für die Bildung von Kondensstreifen wird damit über

$$T_a \leq \Theta_G \quad (3.20)$$

definiert. Die SA-Grenztemperatur wird maßgeblich durch die Steigung der Mischungsgerade

$$G = \frac{M_w c_p p_a}{0.622 Q (1 - \eta)} \quad (3.21)$$

bestimmt, wobei M_w der Massenemissionsindex von Wasserdampf, c_p die spezifische Wärmekapazität von Wasser, Q die durch Verbrennung erzeugte Wärme und η der Wirkungsgrad des Triebwerks sind. Eine geringere Steigung der Mischungsgerade führt zu einer niedrigeren SA-Grenztemperatur. Während in dieser Arbeit für M_w , Q und η konstante Werte eines konventionellen Passagierflugzeugs (siehe Schumann, 1996) angenommen werden, kann der Atmosphärendruck p_a entsprechend variieren und die Mischungsgerade über $G \sim p_a$ beeinflussen. Damit erfordern eine geringere relative Feuchte und ein geringerer

Luftdruck tiefere Umgebungstemperaturen für die Bildung von Kondensstreifen. Die genaue Berechnung von Θ_{100} und Θ_G sowie die Darstellung der Abhängigkeit vom Luftdruck und relativer Feuchte ist in Schumann (1996) beschrieben.

3.4.2 Aktivierungsrelaxationsansatz

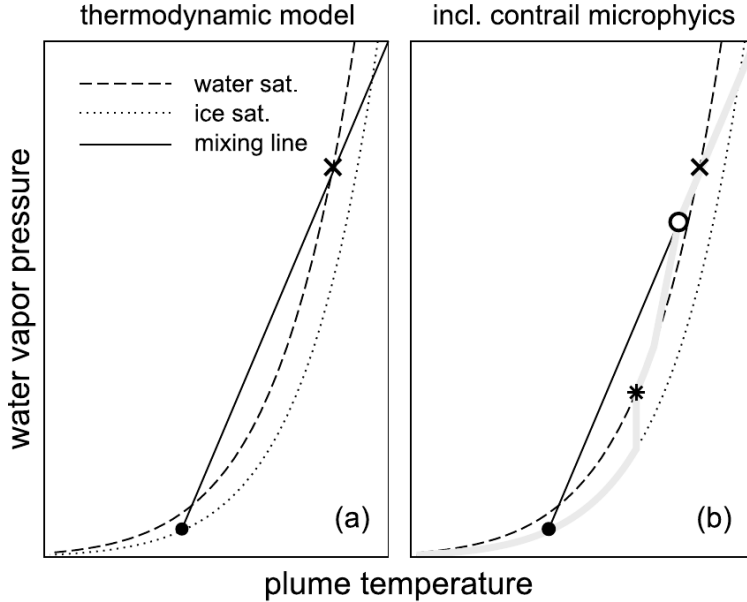


Abbildung 3.3: Sättigungsdampfdruck von unterkühltem Wasser und Eis sowie eine Mischungsgerade von einem abkühlendem Flugzeug-Abgasstrahl (a) im thermodynamischen Verlauf und (b) bei Integration der Kondensstreifenmikrophysik (entnommen aus Kärcher et al., 2015)

Abb. 3.3 b verdeutlicht den Verlauf der Mischungsgerade unter Berücksichtigung der Kondensstreifenmikrophysik, wenn das SA-Kriterium erfüllt ist. Nachdem die Übersättigung im Abgasstrahl generiert wird (siehe Kreuz), würden in der Realität zunächst v. a. die größeren Partikel zu Tropfen aktivieren, könnten die Übersättigung vorzeitig abbauen und damit die Aktivierung kleinerer Partikel verhindern. Der Effekt wäre insbesondere bei drastischer (mindestens 10-facher) Reduktion der Rußpartikelemissionen und Temperaturen unterhalb von 218 K relevant (Kärcher and Yu, 2009), wo die ultrafeinen volatilen Partikel für die Eiskristallbildung eine wichtige Rolle spielen (Kap. 2.4). Die Berücksichtigung dieses subsequenten Aktivierungsverhaltens würde jedoch eine komplexe Parametrisierung der Eiskristallbildung erfordern, die aus Effizienzgründen für den Einbau in ein globales Klimamodell möglicherweise nicht geeignet wäre.

In dieser Arbeit basiert die Parametrisierung der Eiskristallbildung von Kondensstreifen auf dem idealisierten Ansatz der „Aktivierungsrelaxation“ (Kärcher et al., 2015). Als Partikeltypen im Abgasstrahl werden lediglich die Ruß- und die von außen eingemischten Hintergrundaerosolpartikel betrachtet. Die Aktivierung der Aerosolpartikel findet bei diesem Ansatz zu einem bestimmten Zeitpunkt statt (Kreis in der Abb. 3.4.1 b), wo so viele Partikel zu Tröpfchen aktiviert werden können, dass sie aufgrund des entsprechenden Kondensationsverlustes den Anstieg der Übersättigung ausgleichen und die Übersättigung anschließend abbauen können. Wenige Millisekunden später gefrieren alle aktivierten Tropfen zu Eiskristallen (Gefrierrelaxation, Stern in Abb. 3.4.1 b), sodass die Tropfenanzahlkonzentration näherungsweise der anfänglichen Eiskristallanzahlkonzentration entspricht. Die Ermittlung der anfänglichen Tropfenanzahlkonzentration ist in Abb. 3.4 schematisch dargestellt und die nachfolgenden Erklärungen dieses Abschnitts basieren auf Kärcher et

al. (2015). Die mit (1) gekennzeichneten Kurven beschreiben, wie viele Ruß- und Hintergrundaerosolpartikel abhängig von der Wasserübersättigung im Abgasstrahl zu Tröpfchen aktiviert werden können:

$$n_w^{(1)} = \phi_s EI_s \frac{D\rho}{N_0} + \phi_a \frac{T_a}{T} (1 - D)n_a = \phi_s n_{w,s} + \phi_a n_{w,a}. \quad (3.22)$$

Hierbei sind EI_s der Rußemissionsindex, ρ und T jeweils Dichte und Temperatur im Abgasstrahl, T_a die Umgebungstemperatur und n_a die Aerosolpartikelanzahlkonzentration im Hintergrund. Der Verdünnungsfaktor ist als Verhältnis des Luft-Treibstoff-massenmischungsverhältnisses am Triebwerksauslass (N_0) und zu einem späteren Zeitpunkt ($N > N_0$) definiert. Er ist damit ein Maß für die zeitliche Entwicklung des Mischungsprozesses des Abgasstrahls mit der Umgebungsluft und lässt sich auch als Funktion von T über

$$D \equiv \frac{N_0}{N} = \frac{T - T_a}{T_0 - T_a} \quad (3.23)$$

ermitteln, wobei T_0 die Temperatur am Triebwerksauslass ist. $n_{w,s}$ und $n_{w,a}$ beschreiben jeweils die totalen Anzahlkonzentrationen im Abgasstrahl für Ruß- (Index s) und die von außen eingemischten Aerosolpartikel (Index a) im Abgasstrahl. ϕ_s und ϕ_a geben jeweils an, welcher Anteil von den vorhandenen Ruß- und den eingemischten Hintergrundaerosolpartikeln zu Tropfen aktiviert wird. Um diese Aktivierungsfractionen zu bestimmen, wird jeder Aerosolpartikeltyp l durch eine Lognormalverteilung

$$\frac{dn_{wl}}{dr} = \frac{n_{wl}}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_l r} \exp \left[-\frac{\ln^2(r/\bar{r}_l)}{2 \ln^2 \sigma_l} \right] \quad (3.24)$$

beschrieben, wobei r_l der Trockenpartikelradius, \bar{r}_l der Median-Radius und σ_l die Gauss'sche Standardabweichung (beträgt in dieser Arbeit für beide Partikeltypen 1,6) sind. Außerdem wird für beide Partikeltypen der Aktivierungsradius ($r_{act,l}$) bestimmt. Dieser gibt an, welche Trockenpartikelgrößen bei einer bestimmte Wasserübersättigung im Triebwerksstrahl zu Tropfen aktivieren können und wird gemäß Petters und Kreidenweis (2007) über

$$r_{act,l} = \frac{r_k}{54\kappa_l \ln(S_w)} \quad (3.25)$$

ermittelt, wobei $r_k = 1,046 \text{ nm}$ der Kelvinradius, κ_l der Hygroskopizitätsparameter und S_w das Wassersättigungsverhältnis sind. Je kleiner und hydrophober die Partikel sind, umso größere Übersättigungen im Abgasstrahl werden benötigt, um diese Partikel zu Tropfen zu aktivieren (Köhler, 1936). Der Hygroskopizitätsparameter beträgt für unlösliche Partikeln Null und wird umso größer, je wasserlöslicher die Partikel sind. Dieser wurde für die hydrophoben Rußpartikel auf 0,005 und für die eingemischten Hintergrundaerosolpartikel auf 0,5 festgesetzt. Das bedeutet, dass bei gleicher mittlerer Partikelgröße die Rußpartikel höhere Wasserübersättigungen im Abgasstrahl als die eingemischten Hintergrundaerosolpartikel benötigen, um zu Tröpfchen zu aktivieren.

Der Anteil der aktivierten Aerosolpartikel ergibt sich aus der Integration von Gl. 3.24 über alle Partikelradien, die größer als der Aktivierungsradius sind:

$$\phi_l = \frac{1}{n_{w,l}} \int_{r_{act,l}}^{\infty} \frac{dn_{wl}}{dr} dr. \quad (3.26)$$

Die mit (2) gekennzeichnete Linie verdeutlicht die für die Aktivierungsrelaxation notwendige Anzahlkonzentration $n_w^{(2)}$. Damit die Übersättigung im Abgasstrahl ($s_w = 1 - S_w$) nicht mehr ansteigt, muss

$$\frac{ds_w}{dt} = P_w - L_w := 0 \quad (3.27)$$

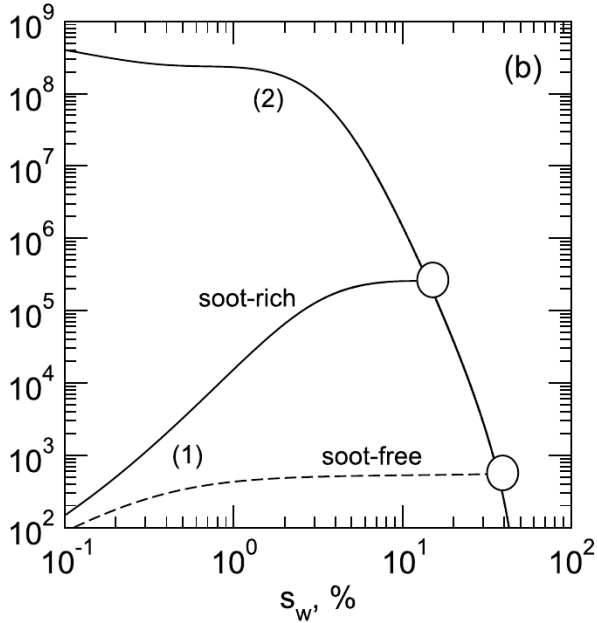


Abbildung 3.4: Tröpfchenanzahlkonzentrationen in Abhängigkeit der Wasserübersättigung im Triebwerks-Abgasstrahl: $n_w^{(1)}$ veranschaulicht die Aktivierungsspektren für jeweils rußreiche (durchgezogen) und rußfreie Emissionen (gestrichelt) bei einer Situation weit unterhalb des SA-Kriteriums; $n_w^{(2)}$ verdeutlicht die für die Aktivierungsrelaxation notwendige Tröpfchenanzahlkonzentration. Die Kreise illustrieren die Schnittpunkte von $n_w^{(1)}$ und $n_w^{(2)}$, wo die Aktivierungsrelaxation stattfindet (entnommen aus Kärcher et al., 2015).

gelten. Das bedeutet, dass der Produktionsterm P_w , der die Übersättigung aufgrund der Kühlrate im Abgasstrahl generiert, gleich dem Kondensationsverlustterm L_w sein muss. Die ausführliche Berechnung von $n_w^{(2)}$ ist in Kärcher et al. (2015) beschrieben.

Abb. 3.4 veranschaulicht die Entwicklung von $n_w^{(1)}$ und $n_w^{(2)}$ für eine Situation weit unterhalb des SA-Grenzfalls: Wenn die Übersättigung im Abgasstrahl gerade einsetzt und noch gering ist, ist $n_w^{(2)}$ sehr hoch, da der Produktionsterm P_w aufgrund der noch hohen Kühlrate stark ausgeprägt ist. Später nimmt $n_w^{(2)}$ mit geringer werdender Kühlrate und damit auch dem absinkenden Produktionsterm ab, da sich die Temperatur im Abgasstrahl der Umgebungstemperatur weiter annähert. $n_w^{(1)}$ steigt dagegen im zeitlichen Verlauf an, weil mit zunehmender Übersättigung mehr Aerosolpartikel zu Tropfen aktiviert werden können. Der Anstieg ist bei rußreichen Emissionen (durchgezogene Linie) deutlich ausgeprägt und flacht erst ab, wenn fast alle Rußpartikel zu Tropfen aktiviert worden sind. Bei rußfreien Emissionen (gestrichelte Linie) bilden sich aus den eingemischten Außenaerosolpartikeln deutlich weniger Tropfen und der Anstieg flacht frühzeitig ab. Die anfängliche Tropfenanzahl- und damit auch die Eiskristallanzahlkonzentration ergibt sich jeweils aus dem Schnittpunkt von $n_w^{(1)}$ und $n_w^{(2)}$ (Kreis in Abb. 3.4). Die Aktivierungsrelaxation findet für den rußreichen Fall früher statt, da eine höhere Anzahl von Aerosolpartikeln im Abgasstrahl den Anstieg der Übersättigung früher ausgleichen kann.

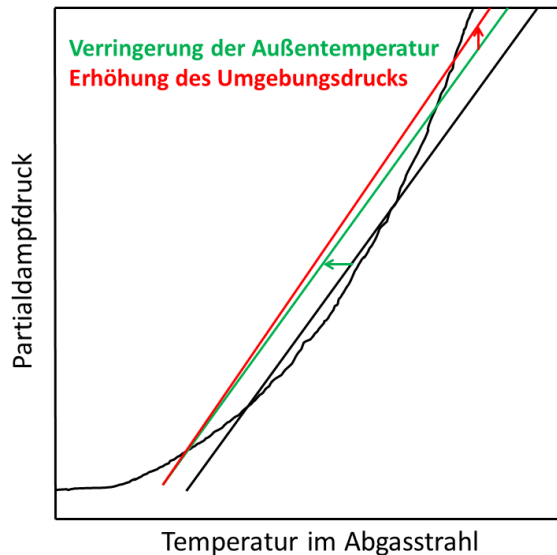


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Änderung der Mischungsgerade im Abgasstrahl (Referenzzustand schwarz) durch Verringerung der Umgebungstemperatur (grüne Kurve) und Erhöhung des Atmosphärendrucks (rote Kurve).

3.4.3 Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation

Der Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation kann bei drastischer Reduktion von Rußpartikelemissionen einen maßgeblichen Einfluss auf die Eiskristallanzahl neu gebildeter Kondensstreifen haben. Er hängt nicht nur von der Anzahl der Aerosolpartikel im Abgasstrahl, sondern auch vom atmosphärischen Zustand ab. In Abb. 3.5 ist schematisch der Sättigungsdampfdruck über Wasser sowie die Änderung der Mischungsgerade durch eine Änderung von Außentemperatur und Luftdruck dargestellt. Die schwarze Linie verdeutlicht den Referenzzustand der Mischungsgerade für eine Situation, wo das SA-Kriterium erfüllt ist. Wenn sich die Umgebungstemperatur verringert, verschiebt sich die Mischungsgerade bei gleich bleibender Steigung (grüne Kurve) so, dass die Sättigungsdampfdruckkurve früher geschnitten wird und gleichzeitig auch größere Übersättigungen im Abgasstrahl generiert werden. Damit findet der Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation früher statt. Die Erhöhung des Luftdrucks (rote Kurve) führt zu einer Erhöhung der Steigung der Mischungsgerade (siehe Gl. 3.21), wobei sich der Endzustand nach endgültiger Vermischung des Abgasstrahls mit der Umgebung bei konstant bleibender Umgebungstemperatur nicht ändert. Die Erhöhung des Drucks bewirkt damit qualitativ denselben Effekt wie die Verringerung der Umgebungstemperatur und führt daher ebenfalls zu einer früheren Aktivierungsrelaxation. Die Verringerung des Atmosphärendrucks und die Erhöhung der Umgebungstemperatur führen entsprechend zu einem späteren Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation.

3.4.4 Sensitivitätsstudien zur Eiskristallbildung

In Kap. 5.1 werden basierend auf der oben beschriebenen Parametrisierung von Kärcher et al. (2015) offline-Sensitivitätsstudien zur Eiskristallbildung von Kondensstreifen in Abhängigkeit von Luftdruck und Umgebungstemperatur bei verschiedenen Rußpartikelemissionen vorgestellt. Für die Triebwerksparameter (Verbrennungswärme, Wasserdampfemission und Wirkungsgrad), die die Eiskristallbildung über die Steigung der Mischungsgerade ebenfalls beeinflussen (Gl. 3.21), wurden feste Werte für ein konventionelles Passagierflugzeug im Reiseflug angenommen (siehe Schumann, 1996). Die Eiskristallbildung wurde in Abhängigkeit von Luftdruck und Umgebungstemperatur bei konstant gehaltener relativer Feuchte über Eis von 120 % für 3 verschiedene Rußemissionsindizes untersucht, wobei 2 rußreiche Emissionen ($EI_s = 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ und 10^{15} kg^{-1}) und eine rußarme Emission ($EI_s = 10^{13} \text{ kg}^{-1}$) betrachtet wurden. Für die Hintergrundaerosolpartikel wurde eine für die Hauptflugverkehrsregionen und in der oberen Troposphäre typische Anzahlkonzentration von 600 cm^{-3} festgesetzt. Als Trockenpartikelradius wurde sowohl für die Ruß- als auch Hintergrundaerosolpartikel jeweils 15 nm angenommen.

Emissionsindex von Eis

Die anhand der in Kap. 3.4 beschriebenen Parametrisierung ermittelte anfängliche Eiskristallanzahlkonzentration n_o ist für die oben erwähnten Sensitivitätsexperimente eine ungeeignete Größe, da sie unmittelbar von der Verdünnung des Abgasstrahls, die sich wiederum mit dem Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation (t_o) ändert, abhängt. Aus diesem Grund wird gemäß Kärcher et al. (2015) der Emissionsindex von Eis

$$AEI_i = \frac{n_o N_0}{D_o \rho_o} \quad (3.28)$$

eingeführt, der die Eiskristallanzahl der neu gebildeten Kondensstreifen pro kg verbranntem Treibstoff angibt. Einsetzen von Gl. 3.22 zu t_o mit $\rho_o = \frac{p_a}{R_d T_o}$ ergibt

$$AEI_i = \phi_s EI_s + \phi_a N_0 R_d \frac{1 - D_o}{D_o} \frac{T_a}{p_a} n_a = AEI_{i,s} + AEI_{i,a}. \quad (3.29)$$

Der Eisemissionsindex setzt sich zusammen aus dem Beitrag der aktivierten Rußpartikel ($AEI_{i,s}$) und der aktivierten eingemischten Hintergrundaerosolpartikel ($AEI_{i,a}$). Bei rußreichen Emissionen ($AEI_{i,s} \gg AEI_{i,a}$) entspricht der Eisemissionsindex ungefähr der Anzahl der aktivierten Rußpartikel pro Masse an verbranntem Treibstoff und ist damit unabhängig von der Verdünnung des Abgasstrahls zum Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation (D_o).

Bei rußarmen Emissionen ist auch der Beitrag durch die Hintergrundaerosolpartikel von Bedeutung. Mit zunehmender Verdünnung des Abgasstrahls durch die Außenluft werden auch immer mehr Hintergrundaerosolpartikel eingemischt. Der Verdünnungsfaktor verringert sich wegen $D \sim N^{-1}$ (Gl. 3.23) mit zunehmender Zeit, sodass $1 - D$ entsprechend zunimmt. Die Beziehung $AEI_{i,a} \sim \frac{1 - D_o}{D_o}$ bedeutet also, dass zu einem späteren Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation mehr Hintergrundaerosolpartikel zur Tröpfchenbildung zur Verfügung stehen. Außerdem ist der Beitrag durch die Hintergrundaerosolpartikel bei einem geringeren Luftdruck und einer höheren Außentemperatur ($AEI_{i,a} \sim T_a p_a^{-1}$) größer.

3.5 Globale Simulationen

Kap. 5.2 beschreibt Ergebnisse zu den globalen Simulationen von Kondensstreifenzirkulationen mit der in ECHAM5-CCMod integrierten Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kärcher et al. (2015). Analog zu den offline-Sensitivitätsexperimenten (Kap. 3.4.4) wurden für die Triebwerksparameter feste Werte für ein konventionelles Passagierflugzeug im Reiseflug angenommen. Der mittlere Trockenradius der Rußpartikel wurde für alle Simulationen auf 15 nm festgesetzt. Anzahlkonzentrationen und mittlere Radien der troposphärischen Hintergrundaerosolpartikel wurden für jede Gitterbox aus dem Aerosolmodul HAM bestimmt. Die Anzahlkonzentrationen wurde aus dem Aitken- und Akkumulations-Mode sowohl für die löslichen/gemischten als auch unlöslichen Partikel (siehe Tab. 3.6) additiv ermittelt. Der Median-Radius wurde in guter Näherung vom Aitken-Mode übernommen, da in der oberen Troposphäre die Anzahlkonzentrationen in dieser Mode generell deutlich höher sind als im Akkumulations-Mode (Stier et al., 2005; Minikin et al., 2003).

Die Parametrisierung von Kärcher et al. (2015) ermittelt die anfänglichen Eiskristallanzahlkonzentration zum Zeitpunkt der Kondensstreifenbildung. Im globalen Klimamodell werden Kondensstreifen innerhalb der Dispersionsphase initialisiert. Dazu müssen Eispartikelanzahlkonzentration und Querschnittsfläche der Kondensstreifen auf den Initialisierungszeitpunkt (7,5 Minuten nach der Bildung) umgerechnet werden, was im nachfolgenden Abschnitt näher erklärt wird. Anschließend wird eine Übersicht über die globalen Simulationen dargestellt.

3.5.1 Initialisierung für ECHAM5-CCMod

Die Bestimmung der anfänglichen Eiskristallanzahlkonzentration (n_{co}) zum Initialisierungszeitpunkt in ECHAM5-CCMod erfolgt hier durch kontinuierliche Verdünnung des Abgasstrahls unter Vernachlässigung des Eiskristallverlustes während der Wirbelphase:

$$n_{co} = n_o \cdot \frac{D_{co}}{D_o}, \quad (3.30)$$

wobei n_o und D_o jeweils die anfängliche Eiskristallanzahlkonzentration und Verdünnung (Gl. 3.23) zum Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation und D_{co} der Verdünnungsfaktor zum Zeitpunkt der Initialisierung sind. Die Anzahl der pro Flugstrecke gebildeten Eiskristalle lässt sich aus dem Produkt des Eisemissionsindex und dem durch das Flugverkehrskataster vorgegebenen Treibstoffverbrauch m_F (in kgm^{-1}) über

$$N_{co} = AEI_i \cdot m_F \quad (3.31)$$

ermitteln. Damit wird die Querschnittsfläche der Kondensstreifen zum Zeitpunkt der Initialisierung über

$$A_{co} = N_{co}/n_{co} = AEI_i \cdot m_F/n_{co} \quad (3.32)$$

bestimmt. Aus der Querschnittsfläche wird die Initialisierungsbreite der Kondensstreifen mittels $W_{co} = \sqrt{A_{co}}$ bestimmt, um daraus den über Gl. 3.8 definierten anfänglichen Bedeckungsgrad der Kondensstreifen zu erhalten.

3.5.2 Übersicht über die Simulationen

Um die globale Verteilung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen (Kap. 5.2.1) bei aktuell typischen Rußpartikelemissionen zu untersuchen, wurde eine Simulation unter

Annahme eines Rußemissionsindex von $5 \cdot 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ durchgeführt und später als Modelllauf mit "hohen Rußemissionen" bezeichnet. Um in Kap. 5.2.2 den Einfluss der variablen anfänglichen Eiskristallanzahl auf die Eigenschaften von Kondensstreifenzirren zu untersuchen, wurde in der dazugehörigen Referenzsimulation unter der idealisierten Annahme, dass unabhängig von den atmosphärischen Bedingungen alle emittierten Rußpartikel Eiskristalle bilden, der Eisemissionsindex dem obigen Rußemissionsindex festgesetzt. Daraus wurde die anfängliche Eiskristallanzahlkonzentration und abhängig vom unterschiedlichen Treibstoffverbrauch, der ebenfalls in der Referenzsimulation berücksichtigt wurde, die Querschnittsfläche von Kondensstreifen zum Zeitpunkt der Modellinitialisierung (Gl. 3.30 und 3.32) berechnet. Um den Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen auf Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren zu untersuchen (Kap. 5.2.3), wurde analog zu dem Modelllauf mit hohen Rußemissionen eine Simulation mit einem 80 % reduzierten Rußemissionsindex (10^{14} kg^{-1}) durchgeführt und als Modelllauf mit „geringen Rußemissionen“ bezeichnet.

Während die Eiskristallbildung in Kap. 5.2.1 im Jahresmittel (bzw. einen Sommer) analysiert wurde, wurden die Größen in den Klimasimulationen (Kap. 5.2.2 und 5.2.3) stets über 5 Jahre (bzw. 5 Sommerzeiten) gemittelt. Die Größen wurden auf Modellleveln und nicht auf Druckleveln betrachtet. Dadurch werden Interpolationseffekte vermieden, wenn beispielsweise Kondensstreifenzirren von einer Gitterbox in eine andere transportiert werden. In den Ergebnissen wurden die Modelllevel zur besseren Veranschaulichung in entsprechende Druckwerte unter Annahme eines konstanten Bodendrucks der Standardatmosphäre (1013,25 hPa) umgewandelt. Es wird darauf hingewiesen, dass v. a. über Hochgebirgszügen die Modelllevel aufgrund der vertikalen Diskretisierung ausgelenkt werden und dadurch entsprechend atmosphärische Größen wie Temperatur beeinflusst werden.

3.6 Evaluierung

Bock and Burkhardt (2016b) haben globale Eigenschaften von Kondensstreifenzirren mit Messungen und Beobachtungsdaten evaluiert: Für eine sinnvolle Evaluierung wurde der Bedeckungsgrad nur von optisch sichtbaren ($\tau > 0,05$) sowie 4 bis 5 Stunden alten Kondensstreifen, da diese häufig noch linienförmig sind, betrachtet. Während Modell und Beobachtungen in der saisonalen Variabilität des Bedeckungsgrads gut übereinstimmen, zeigen sich v. a. aufgrund von Unterschieden in der Detektionseffizienz von Satellitenbildern Abweichungen in der räumlichen Verteilung bezüglich Land, Ozean und den Hauptflugverkehrsgebieten. Mikrophysikalische Eigenschaften von neu gebildeten Kondensstreifen (Eispartikelanzahlkonzentration, Eiswassergehalt und Effektivradius) wurden in den mittleren Breiten (30 bis 70° N) mit in-situ Messungen von jungen Kondensstreifen verglichen und zeigen im Rahmen der Unsicherheiten gute Übereinstimmungen. Optische Dicken und Eispartikelgrößen von Kondensstreifenzirren wurden zusätzlich mit Satellitendaten gegenübergestellt. Die beobachteten optischen Dicken sind größer, liegen jedoch im Rahmen der Variabilität des vom Modell bestimmten Gittermittels. Dieses Ergebnis war zu erwarten, da optisch sehr dünne Kondensstreifen durch Satelliten nicht detektiert werden können. Die von den Satellitendaten abgeleiteten Effektivradien sind dagegen aufgrund unterschiedlicher Annahmen bezüglich der Eispartikelform generell größer als in den Modellergebnissen.

Die in Kap. 3.4 beschriebene Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen wurde mit Flugzeugmessungen validiert. Nähere Ausführungen dazu sind in Kärcher et al. (2015) beschrieben.

Die Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren werden maßgeblich durch die Lebensdauer und räumliche Ausdehnung von eisübersättigten Gebieten bestimmt. Lamquin et al. (2012) haben die aus ECHAM4 abgeleitete, globale Eisübersättigungsfrequenz mit derjenigen aus den AIRS-Daten (siehe Kap. 2.1) verglichen. Trotz der groben Auflösung decken sich die räumliche Verteilung und die Absolutwerte der Eisübersättigungsfrequenz bis auf die Polarregionen in der oberen Troposphäre bzw. unteren Stratosphäre größtenteils gut mit den Beobachtungsdaten.

Eine direkte Evaluierung der in ECHAM5-CCMod simulierten Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren mit Beobachtungsdaten ist schwierig. Dazu müsste man Kondensstreifen von dem Zeitpunkt ihrer Bildung bis zum Ende ihrer Lebensdauer genau nachverfolgen. Vázquez-Navarro et al. (2015) haben mithilfe eines auf MSG/SEVIRI-Daten angewendeten automatischen Nachverfolgungsalgorithmus (ACTA) innerhalb eines Jahres Lebenszyklen von Kondensstreifen untersucht (Kap. 2.3.3). Der Zeitpunkt ihrer Bildung wurde über eine fest angenommene Ausbreitungsrate vom Zeitpunkt ihrer initialen Detektion zurückgerechnet. Ein bedeutender Vorteil dieses Algorithmus besteht darin, auch Kondensstreifen, die ihre Linienförmigkeit etwas verloren haben, noch weiter nachzuverfolgen, solange die Differenz in ihrer Schwarzkörpertemperatur zur Umgebung groß genug ist. Dieser Kontrast hängt allerdings von mehreren Faktoren wie der optischen Dicke und der geometrischen Ausdehnung der Kondensstreifen sowie dem Untergrund und dem Vorhandensein natürlicher Wolken ab. Es ist daher schwierig konkrete Kriterien aufzustellen, die das Ende des beobachteten Lebenszyklus charakterisieren und diese entsprechenden Kriterien im globalen Klimamodell als das Ende der Lebensdauer zu definieren. In Gebieten mit hoher Flugverkehrsdichte können Kondensstreifen häufig überlappen, wodurch diese nicht mehr weiter nachverfolgt werden können. Damit werden in der Regel nur einzelne Kondensstreifen beobachtet. Im globalen Klimamodell können dagegen keine einzelnen Kondensstreifen aufgelöst werden, sondern es handelt sich generell um ein Cluster von Kondensstreifenzirren, was den Vergleich von den im Modell simulierten mit den in ACTA nachverfolgten Lebenszyklen von Kondensstreifen zusätzlich erschwert.

Kapitel 4

Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern

In Kap. 1.3 wurde bereits dargelegt, dass eine deutliche Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl (um 80 %) eine signifikante Herabsetzung der Klimawirkung von Kondensstreifenzirren bewirken kann. Allein aus den globalen Simulationen ist es schwierig, die physikalischen Mechanismen hinter dieser Reduktion der Klimawirkung zu verstehen. Ein wesentlicher Grund besteht darin, dass innerhalb der Flugverkehrsregionen ständig neue Kondensstreifen gebildet werden, während bereits vorhandene Kondensstreifenzirren über unterschiedliche Zeiträume persistent bleiben. Damit ist eine direkte Zuordnung der Kondensstreifenzirren nach ihrem Alter nicht möglich. Betrachtet man dagegen Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern (Methodik in Kap. 3.3.1), dann beziehen sich die Kondensstreifenzirren innerhalb des Clusters stets auf eine Altersklasse. Einige davon können abhängig von den atmosphärischen Bedingungen kurzlebig und andere wiederum langlebig sein. In den nachfolgend vorgestellten Studien geht es darum, den Effekt einer um 80 % reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl auf mikrophysikalische und dynamische Prozesse sowie auf Eigenschaften und Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren zu erfassen. Dabei wird auch untersucht, in welchen synoptischen Situationen die Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl den größten Effekt in Bezug auf die Reduktion der Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren hat und wie häufig solche Fälle über einen längeren Zeitraum auftreten können.

Zunächst wird zum besseren Prozessverständnis ein langlebiges Kondensstreifenzirren-Cluster in einem großräumig eisübersättigten Gebiet analysiert (Kap. 4.1). Danach wird die Variabilität der Lebenszyklen und der Einfluss der reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl in Abhängigkeit von verschiedenen synoptischen Situationen im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa untersucht (Kap. 4.2). Außerdem wird die Sensitivität der Lebenszyklen gegenüber einer Erhöhung des Flugverkehrs von 260 auf 220 hPa und der Änderung der Jahreszeit von Winter auf Sommer verdeutlicht (Kap. 4.3). Anschließend wird innerhalb von statistischen Analysen (Kap. 4.4) aufgezeigt, wie häufig bestimmte synoptische Situationen innerhalb von 2 Jahren auftreten, die die Entwicklung von langlebigen und klimarelevanten Kondensstreifenzirren-Clustern ermöglichen (Kap. 4.4.1) und wie sich die kurzweilige Strahlungswirkung (totale Extinktion) von Kondensstreifenzirren durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl im Jahresmittel ändert (Kap. 4.4.2). Die Ergebnisse in Kap. 4.1, 4.2 sowie einem Teil von Kap. 4.4.1 basieren auf Bier et al. (2017).

4.1 Entwicklung eines langlebigen Kondensstreifenzirren-Clusters

Zunächst wird der Lebenszyklus eines langlebigen Kondensstreifenzirren-Clusters bei einer dafür geeigneten synoptischen Situation im Winter untersucht, die in Abb. 4.1 über Nordamerika und dem westlichen Atlantik zu Beginn des Lebenszyklus in 260 hPa dargestellt ist. Das Windfeld veranschaulicht die Position eines Höhentrogs, der sich westlich der Großen Seen von etwa 90° W bis 120° W erstreckt. Östlich bis nordöstlich der Großen Seen schließt sich ein Höhenkeil an. Die Temperaturen (Abb. 4.1 a) innerhalb des Höhentrogs sind zwischen 35° N und 45° N mit -60° C bis -55° C entsprechend gering, während sie Richtung Höhenkeil bis auf -55° C bis -52° C zunehmen. Die Region, wo der Flugverkehr eingeschaltet wurde, befindet sich vorderseitig des Höhentrogs. Damit handelt es sich um ein feuchtes Gebiet mit großräumigen Vertikalbewegungen. Das wolkenfreie und eisübersättigte Gebiet (Abb. 4.1 b), wo Kondensstreifen persistent bleiben können, erstreckt sich großflächig südöstlich und nordöstlich des anfänglichen Kondensstreifen-Clusters (blaue Konturlinien in Abb. 4.1 b). Vorderseitig der Höhenkeilachse und damit hauptsächlich an der Ostküste der USA und z. T. Kanada kommt es zu diesem Zeitpunkt zu Absinkbewegungen und damit zur Erwärmung und Abtrocknung der Luftmasse, sodass dieses Gebiet eisuntersättigt ist. Südlich des Kondensstreifen-Clusters (hier nicht gezeigt) ist ein sehr feuchtes Gebiet, das zur Bildung von natürlichen Zirren führt. Dementsprechend ist in dieser Region der potenzielle Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad nur sehr gering bzw. bei Vollbedeckung natürlicher Zirren gleich Null.

Abb. 4.1 zeigt die Eisübersättigungsfrequenz in wolkenfreien Gebieten und den Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren zu einem Alter von (c) 4 Stunden und (d) 8 Stunden. Man erkennt, dass die Kondensstreifenzirren zusammen mit dem eisübersättigten Gebiet in den ersten 4 Stunden nach Nordosten und später bei Annäherung der Höhenkeilachse hauptsächlich nach Osten zur Küste transportiert werden. Innerhalb des eisübersättigten Gebiets wachsen die Eiskristalle durch Deposition an und gehen größtenteils durch Sedimentation in tiefere, eisuntersättigte Schichten verloren. In der sehr feuchten Region südlich des Kondensstreifenzirren-Clusters nimmt der Bedeckungsgrad an natürlichen Zirren zu. Weil in dem Modell kein Gemisch aus natürlichen Wolken und Kondensstreifenzirren innerhalb des gleichen Luftvolumens aufgelöst wird, werden südliche Teile des Kondensstreifenzirren-Clusters durch natürliche Zirren verdrängt (siehe Diagnostiken in Kap. 3.2). Da die Advektionsgeschwindigkeit der Kondensstreifenzirren typischerweise größer ist als die Systemgeschwindigkeit des eisübersättigten Gebiets, werden einige Kondensstreifenzirren aus dem System in das trockene, eisuntersättigte Gebiet an der Ostküste der USA transportiert.

4.1.1 Lebenszyklus für hohe anfängliche Eiskristallanzahl

Zunächst wird die zeitliche Entwicklung der Prozesse und Eigenschaften des Kondensstreifenzirren-Clusters mit einer anfänglichen Eiskristallanzahl, die für die heutigen Rußpartikelemissionen typisch ist (siehe Kap. 3.3.1), betrachtet und nachfolgend als „hohe anfängliche Eiskristallanzahl“ bezeichnet. Abb. 4.2 zeigt die zeitliche Entwicklung von (a) der totalen Eiskristallanzahl (schwarz) und des Volumens (blau) sowie (b) der Eiswassermasse des gesamten Kondensstreifenzirren-Clusters. Die totale Eispartikelanzahl verringert sich zu Beginn schnell und zum Ende der Lebensdauer des Kondensstreifenzirren-Clusters langsamer. Das hier betrachtete Volumen wird auf optische Dicken (τ) größer als 0,02 begrenzt, weil es häufig ein besserer Indikator für die Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren

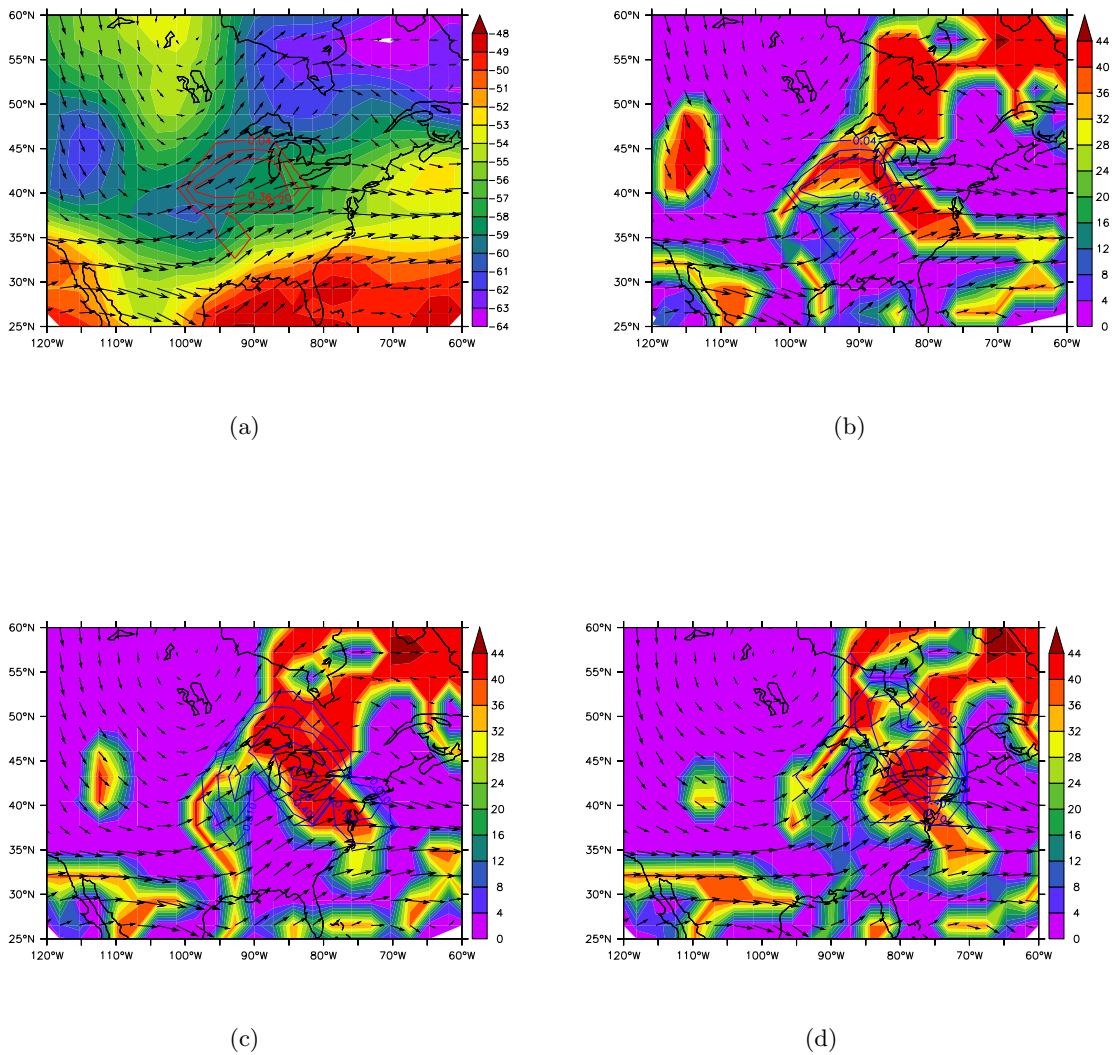


Abbildung 4.1: Synoptische Situation und Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad (a) und (b) zu Beginn des Lebenszyklus des Kondensstreifenzirren-Clusters (zur Zeit der Abschaltung des Flugverkehrs), (c) 4 Stunden und (d) 8 Stunden nach Abschaltung des Flugverkehrs: In Farbe sind dargestellt (a) die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ und (b) bis (d) der potenzielle Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad in % als Maß für die Eisübersättigungsfrequenz in wolkenfreien Gebieten. Die Vektoren illustrieren das Windfeld und sind unter Annahme des geostrophischen Gleichgewichts ein Maß für das Geopotenzial. Die Konturlinien (a) in Rot und (b) bis (d) in Blau zeigen den Bedeckungsgrad des Kondensstreifenzirren-Clusters in %. Der Flugverkehr wurde im Osten der USA (34° - 44° N, 85° - 100° W) für eine Stunde eingeschaltet.

ist als das Volumen für alle optischen Dicken. Das Volumen wächst zu Beginn v.a. durch turbulente Diffusion und später hauptsächlich durch Sedimentation von Eiskristallen stark an und erreicht sein Maximum nach etwa 7 Stunden. Dieses ist um das 10-fache größer als das Volumen zu Beginn des Lebenszyklus (Alter von 15 min). Bei einem Alter von 7 Stunden sind nur etwa 15 % der ursprünglich vorhandenen Eiskristalle übrig geblieben. 4 Stunden später ist das Volumen auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes zu Beginn des Lebenszyklus herabgesunken und die Eispartikelanzahl hat sich um mehr als eine Größenordnung verringert. Die Eiswassermasse erreicht ihr Maximum zur selben Zeit wie

das Volumen. Die Verringerung des Volumens und der Eiswassermasse nach einem Alter von 7 Stunden resultiert aus der stark reduzierten Eiskristallanzahlkonzentration, sodass die Depositionsraten in großen Teilen des Kondensstreifenzirren-Clusters limitiert werden (Bock and Burkhardt, 2016a). Die abnehmende Eiskristallanzahlkonzentration führt außerdem zur Reduktion der optischen Dicke, sodass das auf $\tau > 0,02$ beschränkte Volumen schneller absinkt als es vorher angestiegen ist. Die Eiswassermasse verringert sich dagegen ähnlich so stark wie sie vorher zugenommen hat.

Abb. 4.2 c zeigt die zeitlich akkumulierten Eiskristallverluste durch verschiedene Prozesse. Die Verluste durch Sedimentation in eisuntersättigte Schichten, Verdrängung durch natürliche Zirren und horizontalen Transport in eisuntersättigte Gebiete betragen nach einem Alter von 4,5 Stunden jeweils 20 %. Da sich das Kondensstreifenzirren-Cluster in einem großräumig eisübersättigten Gebiet entwickelt, können Eiskristalle in großen Teilen des Clusters durch Deposition stark anwachsen. Daher nimmt der Sedimentationsverlust nach 4,5 Stunden weiterhin deutlich zu. Am Ende des Lebenszyklus gehen 43 % der Eiskristalle durch Sedimentation verloren, 28 % sublimieren durch Advektion in eisuntersättigte Schichten und 25 % der Eispartikel werden durch natürliche Zirren verdrängt. Der Niederschlag hat im Winter nur eine geringe Bedeutung und der Endverlust bemisst sich auf 5 %.

4.1.2 Einfluss der reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl

In einem 2. Lauf mit Initialisierung bei derselben synoptischen Situation wurde die anfängliche Eiskristallanzahl um 80 % reduziert und wird nachfolgend als „geringe anfängliche Eiskristallanzahl“ bezeichnet. Die totale Eispartikelanzahl verringert sich (Abb. 4.2 a, schwarz) ähnlich wie bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl zu Beginn des Lebenszyklus schnell und zum Ende des Lebenszyklus langsamer. Während bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl nach 8 Stunden weniger als 1 % der ursprünglich vorhandenen Eispartikel übrig bleiben, ist dies bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl erst nach 11 Stunden der Fall. Das Maximum des Volumens für $\tau > 0,02$ (Abb. 4.2 a, blau) wird bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl 3 Stunden früher erreicht und ist um 40 % kleiner als das Maximum bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Auffällig ist, dass das Volumen des Kondensstreifenzirren-Clusters zwischen einem Alter von 1 und 4,5 Stunden durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl größer ist. Dies resultiert aus dem schnelleren Wachstum der Eispartikel aufgrund der zu Beginn geringeren Eispartikelanzahl, was zu früher und stärker einsetzenden Sedimentationsprozessen führt. Die horizontale Ausbreitung von Kondensstreifenzirren durch vertikale Windscherung ist proportional zu ihrer vertikalen Ausdehnung (Gl. 3.10), die durch die Sedimentation von Eiskristallen erhöht wird. Durch die Wechselwirkung zwischen Windscherung und Sedimentation wird der anfänglich größere Volumenzuwachs zusätzlich verstärkt. Außerdem steht aufgrund des erhöhten vertikalen Volumenzuwachses relativ zum Volumen der Kondensstreifenzirren mehr Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung. Die dadurch erhöhten Depositionsraten verstärken wiederum die Sedimentationsprozesse und damit auch den vertikalen Volumenzuwachs. Nach einem Alter von 4 Stunden sinkt das Volumen sehr schnell aufgrund der stark verringerten Eispartikelanzahlkonzentration und der damit verbundenen schnellen Unterschreitung des Mindestgrenzwerts für die optische Dicke. Dabei wird bereits 2 Stunden später die Hälfte des ursprünglichen Wertes zu Beginn des Lebenszyklus erreicht.

Die Differenzen bezüglich der Eiswassermasse (Abb. 4.2 b) zwischen hoher und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl verhalten sich ähnlich zu den Unterschieden im Volumen. Analog zu obiger Erklärung können Kondensstreifenzirren durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl zwischen einem Alter von etwa 1 und 3,5 Stunden etwas mehr Eiswasser aufnehmen. Danach kommt es zu einer deutlichen Verringerung der

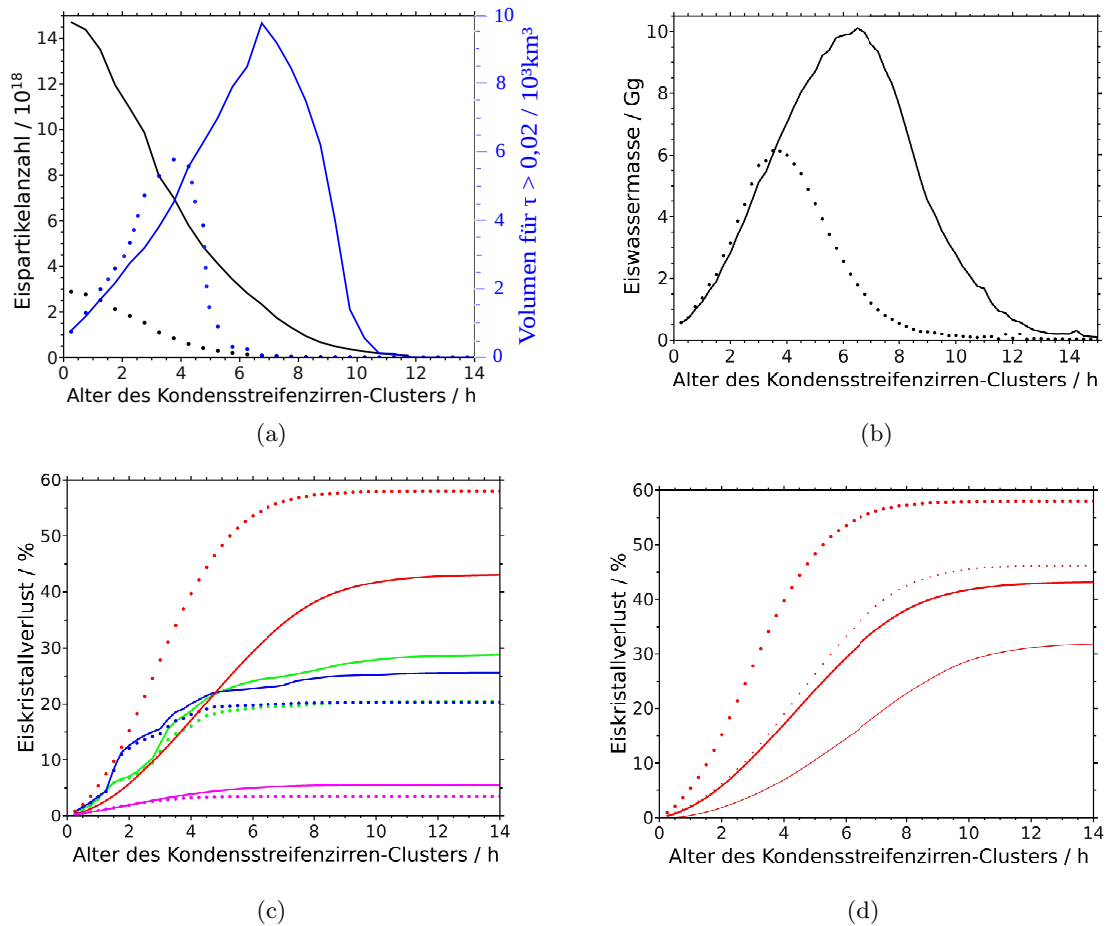


Abbildung 4.2: Zeitliche Entwicklung eines mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifenzirren-Clusters im Winter (Fallstudie 1): (a) zeigt die totale Eiskristallanzahl (schwarz) und Volumen für optische Dicken $> 0,02$ (blau), (b) die totale Eiswassermasse und (c) die zeitlich akkumulierten Eiskristallverlustprozesse aufgrund von Sedimentation (rot), dynamischen Prozessen (grün), Verdrängung durch natürliche Zirren (blau) und Niederschlag (lila) bei Flugverkehr in 260 hPa und (d) die zeitlich akkumulierten Eiskristallverlustprozesse aufgrund von Sedimentation bei Flugverkehr in 220 hPa (dünn) und 260 hPa (dick) für hohe (durchgezogene Linien) und geringe anfängliche Eiskristallanzahl (gepunktete Linien). Das Alter der Kondensstreifenzirren bemisst den Zeitpunkt, ab dem der Flugverkehr im Modell ausgeschaltet worden ist. Die grün gepunktete Linie in (c) wird teilweise durch die blau gepunktete Linie überdeckt.

Eiswassermasse, bis diese nach 8 Stunden unterhalb ihres ursprünglichen Werts zu Beginn des Lebenszyklus herabgesunken ist. Bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl ist dies erst nach 12,5 Stunden der Fall. Daraus lässt sich eine Verringerung der Lebensdauer des Kondensstreifenzirren-Clusters um etwa 4,5 Stunden durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl abschätzen.

Der Eispartikelverlust bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl ist zu Beginn des Lebenszyklus aufgrund von früher und stärker einsetzender Sedimentation (Abb. 4.2 c) deutlich größer. Am Ende des Lebenszyklus gehen 58 % der Eiskristalle durch Sedimentation in eisuntersättigte Schichten und damit 15 % mehr als bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl verloren. Sowohl der Eispartikelverlust durch dynamische Prozesse als auch durch Verdrängung durch natürliche Zirren sind ab einem Alter von 3 Stunden verringert, da zu der Zeit bereits 10 % mehr Eiskristalle durch Sedimentation als bei hoher anfänglicher

Eiskristallanzahl verloren gegangen sind.

4.1.3 Einfluss eines höheren Flugverkehrslevels

Der Flugverkehr wurde nun für denselben Zeitraum und Region in 220 hPa anstatt in 260 hPa eingeschaltet. Abb. 4.2 d vergleicht den zeitlich akkumulierten Sedimentationsverlust für hohe und geringe anfängliche Eiskristallanzahl bezüglich der beiden Flugverkehrslevel. Die beiden Level unterscheiden sich hauptsächlich durch das zur Deposition zur Verfügung stehende Wasser und durch geringfügig verschiedene Advektionsgeschwindigkeiten. In einem großräumig eisübersättigten Gebiet bewirkt die vertikale Verschiebung des Flugverkehrs in Bezug auf die Änderung der Sedimentationsverluste einen ähnlichen Effekt wie die Änderung der anfänglichen Eiskristallanzahl.

Wenn sich das Kondensstreifen-Cluster in einem höheren Drucklevel bildet, setzt die Sedimentation später ein und ist schwächer ausgeprägt. Dies liegt daran, dass aufgrund der geringeren Temperaturen in 220 hPa bei gleicher relativer Feuchte weniger Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung steht und die Eiskristalle nahe des Flugverkehrslevels langsamer anwachsen. Die dynamisch bedingten Eiskristallverluste sind dagegen aufgrund von höheren Advektionsgeschwindigkeiten in der höheren Troposphäre größer. Die über den gesamten Lebenszyklus integrierten Sedimentationsverluste sind bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl um 11 % geringer als bei Flugverkehr in 260 hPa. Da der Eiskristallverlust durch Sedimentation langsamer stattfindet, ist die Lebensdauer des Kondensstreifen-Clusters bei einem höheren Flugverkehrsniveau erhöht. Die Differenzen im Sedimentationsverlust zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl zeigen für beide Flugverkehrslevel ein ähnliches Verhalten. Die maximale Differenz ist bei 220 hPa Flugverkehr zwar um 5 % geringer und tritt 2 Stunden später auf, doch der Sedimentationsverlust ist am Ende der Lebenszyklen durch die reduzierte anfängliche Eiskristallanzahl sowohl bei 220 hPa als auch 260 hPa Flugverkehr jeweils um etwa 15 % erhöht. Die entsprechenden Auswirkungen der Flugverkehrsverschiebung auf Eigenschaften und Strahlungswirkung von Kondensstreifen-Clustern werden in Kap. 4.3 qualitativ beschrieben.

4.2 Lebenszyklus in Abhängigkeit von der synoptischen Situation

Die oben beschriebene synoptische Situation ist sehr günstig für die Bildung und Entwicklung eines langlebigen und von mikrophysikalischen Prozessen kontrollierten Kondensstreifen-Clustern. Allerdings können häufig auch Wetterlagen auftreten, wo der Lebenszyklus von Kondensstreifen-Clustern fast ausschließlich durch dynamische Verlustprozesse wie Advektion von Eiskristallen in eisuntersättigte Gebiete geprägt wird. Daher wurden für dieselbe Region im Osten der USA bei Flugverkehr in 260 hPa neun zusätzliche Simulationen für zufällig ausgewählte Zeitpunkte im Winter durchgeführt, um die Abhängigkeit der Lebenszyklen von der synoptischen Situation sowohl bei hoher als auch bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl zu untersuchen. Da sich in 2 von den insgesamt 10 Situationen (zusammen mit dem in Kap. 4.1 beschriebenen Fall) keine Kondensstreifen bilden konnten, werden die Lebenszyklen für 8 verschiedenen synoptischen Situationen untersucht. Es wird folgendes Kriterium eingeführt, um die Lebenszyklen der Kondensstreifen-Cluster bezüglich der synoptischen Situation zu klassifizieren. Die Einteilung basiert auf dem finalen Eiskristallverlust durch Sedimentation bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl:

- Sedimentationsverlust $\geq 20\%$: Mikrophysikalische Kontrolle
- Sedimentationsverlust $< 10\%$: Dynamische Kontrolle

- Sedimentationsverlust zwischen 10 und 20 %: Übergangsregime

Eigenschaften und Lebenszyklen von Kondensstreifenwirren werden maßgeblich durch die Lebensdauer und räumliche Ausdehnung von eisübersättigten Gebieten bestimmt. Mikrophysikalisch kontrollierte Lebenszyklen entwickeln sich typischerweise in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten. Dynamisch kontrollierte Kondensstreifenwirren-Cluster treten dagegen häufig in kurzlebigen und kleinräumig eisübersättigten Gebieten auf, da die Eiskristalle der Kondensstreifenwirren schnell in eisuntersättigte Gebiete transportiert werden. Die Klassifizierung der 8 Situationen ist in Tab. 4.1 dargestellt. Die 3 mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifenwirren-Cluster entwickeln sich vorderseitig eines Höhentrogs, was eine typische Situation darstellt, wo persistente Kondensstreifen häufig beobachtet werden (Kästner et al., 1999). Der dynamisch kontrollierte Fall 4 ist mit einem hohen Bedeckungsgrad an natürlichen Wirren verbunden. Die zweite dynamisch kontrollierte Situation (Fall 5) und ein Fall im Übergangsregime (Fall 8) treten bei einer zonalen Wetterlage innerhalb einer kalten und trockenen Luftmasse auf. Die verbleibenden Kondensstreifenwirren-Cluster im Übergangsregime entstehen innerhalb bzw. sogar vorderseitig eines Höhenkeils.

Zunächst wird der Lebenszyklus eines dynamisch kontrollierten Kondensstreifenwirren-Clusters näher betrachtet und mit dem in Kap. 4.1 beschriebenen mikrophysikalisch kontrollierten Lebenszyklus verglichen. Anschließend wird die zeitliche Entwicklung der Eigenschaften der Kondensstreifenwirren-Cluster in den 8 synoptischen Situationen beleuchtet.

Fall	$Vol_{high,max}$	$Vol_{low,max}$	Vol_{diff}	$E_{high,max}$	$E_{low,max}$	E_{diff}	LT_{diff}
1 M	9,91 (7,0)	5,87 (4,0)	-32,3	1,29 (5,75)	0,52 (3,5)	-5,27	-4,5
2 M	1,91 (4,75)	1,23 (3,75)	-2,55	0,32 (4,75)	0,16 (2,5)	-0,87	-2,5
3 M	10,10 (6,0)	6,87 (3,25)	-36,8	0,96 (5,25)	0,51 (3,0)	-3,88	-4,0
4 D	0,09 (0,5)	0,10 (0,5)	-0,07	0,044 (0,5)	0,027 (1,0)	-0,07	-2,25
5 D	0,32 (7,0)	0,24 (4,5)	-1,11	0,050 (5,25)	0,024 (4,0)	-0,20	-5,5
6 Ü	2,00 (5,75)	2,17 (3,5)	-5,10	0,45 (4,75)	0,26 (3,0)	-1,58	-3,75
7 Ü	3,05 (5,75)	2,41 (2,75)	-8,35	0,42 (5,0)	0,25 (3,25)	-1,28	-2,75
8 Ü	3,15 (5,25)	2,15 (3,0)	-8,93	0,37 (5,0)	0,19 (3,0)	-1,58	-4,75

Tabelle 4.1: Darstellung wichtiger Größen der Kondensstreifenwirren-Cluster im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa: Maxima der Volumen mit einer optischen Dicke $> 0,02$ in $10^3 km^3$ und der totalen Extinktion in $10^3 km^2$ für hohe ($Vol_{high,max}$, $E_{high,max}$) und geringe anfängliche Eiskristallanzahl ($Vol_{low,max}$, $E_{low,max}$) und die zeitlich integrierte Differenz des Volumens und der totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl (Vol_{diff} , E_{diff}) jeweils in $10^3 km^3 h$ und $10^3 km^2 h$. Die Werte in den Klammern repräsentieren das Alter der Kondensstreifenwirren-Cluster in h , sobald die Maxima auftreten. Die letzte Spalte zeigt die Differenz in der Lebensdauer zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Diese wird durch das entsprechende Alter definiert, wenn die normierte totale Extinktion des Kondensstreifenwirren-Clusters unterhalb von 0,05 fällt. Die synoptischen Fälle 1, 2 und 3 sind mikrophysikalisch (M), die Fälle 4 und 5 dynamisch (D) kontrolliert und die Fälle 6, 7 und 8 befinden sich im Übergangsregime (Ü). Die Fälle wurden bezüglich ihrer Klassifikation nach der synoptischen Situation sortiert und repräsentieren nicht die chronologische Reihenfolge ihres Auftretens.

4.2.1 Dynamisch kontrollierter Lebenszyklus

Abb. 4.3 zeigt die zeitliche Entwicklung von (a) totaler Eiskristallanzahl, (b) Eiswassermasse und (c) den zeitlich akkumulierten Eiskristallverlusten für den dynamisch kontrollierten Fall 5. Zunächst wird das Kondensstreifencluster bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl betrachtet. Innerhalb der ersten 2 Stunden gehen bereits 75 % der Eiskristalle durch dynamische Verluste und 10 % durch Verdrängung durch natürliche Zirren verloren. Aufgrund dieses hohen Eiskristallverlusts zu Beginn des Lebenszyklus ist die Deposition von Wasserdampf stark limitiert, sodass die gesamte Eiswassermasse des Kondensstreifenclusters gering bleibt und niemals mehr als 5 % der Eiswassermasse im mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifencluster (Fall 1) ausmacht. Das Maximum der Eiswassermasse wird nach 5 Stunden erreicht, während zu der Zeit nur noch 5 % der ursprünglich vorhandenen Eispartikel übrig geblieben sind. Trotzdem sinkt die Eiswassermasse erst nach 13 Stunden unterhalb ihres ursprünglichen Wertes zu Beginn des Lebenszyklus, da einige Kondensstreifencluster in dem Cluster in einem kleinräumig eisübersättigten Gebiet relativ lange verweilen können. Damit ist die Abschätzung einer sinnvollen Lebensdauer für dieses Cluster schwierig. Aufgrund der geringen Depositionsraten spielen mikrophysikalisch bedingte Eiskristallverluste nur eine untergeordnete Rolle und der Sedimentationsverlust in eisuntersättigte Gebiete beträgt am Ende des Lebenszyklus lediglich 5 %.

Die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl wirkt sich marginal auf die Prozesse und Eigenschaften des Kondensstreifenclusters aus. Der über den gesamten Lebenszyklus akkumulierte Eiskristallverlust durch Sedimentation ist nur um 3 % erhöht. Das Maximum der Eiswassermasse wird um 1 Stunde früher erreicht und ist lediglich um 25 % gegenüber dem Maximum bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl reduziert.

4.2.2 Variabilität im Sedimentationsverlust

Der zeitlich akkumulierte Eiskristallverlust durch Sedimentation in eisuntersättigte Schichten weist für die unterschiedlichen synoptischen Situationen eine hohe Variabilität auf (Abb. 4.4 a). Betrachtet man zunächst die Kondensstreifencluster bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl, beträgt in dem mikrophysikalisch kontrollierten Fall 1 (Kap. 4.1) der Sedimentationsverlust am Ende des Lebenszyklus etwas mehr als 40 %, wegen in den dynamisch kontrollierten Fällen 4 und 5 nur 3 bis 5 % der Eispartikel auf diese Weise verschwinden. Das mikrophysikalisch kontrollierte Kondensstreifencluster in Situation 2 ist vergleichsweise kurzlebig, da im Laufe des späteren Lebenszyklus verstärkt dynamische Verlustprozesse einsetzen. Daher ist am Ende der Sedimentationsverlust um 5 bis 15 % geringer als in den beiden anderen mikrophysikalisch kontrollierten Situationen 1 und 3.

Der Sedimentationsverlust bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl (gepunktete Linien) steigt für alle Situationen zu Beginn der Lebenszyklen deutlich schneller an. Dies wird auch durch die positiven Differenzen im zeitlich akkumulierten Sedimentationsverlust zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl (Abb. 4.4 b) veranschaulicht. Während der zur Deposition zur Verfügung stehende Wasserdampf konstant bleibt, wachsen die Eispartikelradien bei einer reduzierten anfänglichen Eispartikelanzahl schneller an, sodass die Sedimentation früher einsetzen kann. Am Ende der Lebenszyklen beträgt die Zunahme der Sedimentationsverluste durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl zwischen 3 % und 16 %.

Die Differenzen sind in den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1, 2 und 3 am stärksten ausgeprägt und erreichen ein Maximum mit jeweils 25 %, 16 % und 20 % nach etwa 4 bis 6 Stunden. Eine ausführliche Erklärung der zu Beginn deutlich stärker ausgeprägten Sedimentationsverluste bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl wurde für die ers-

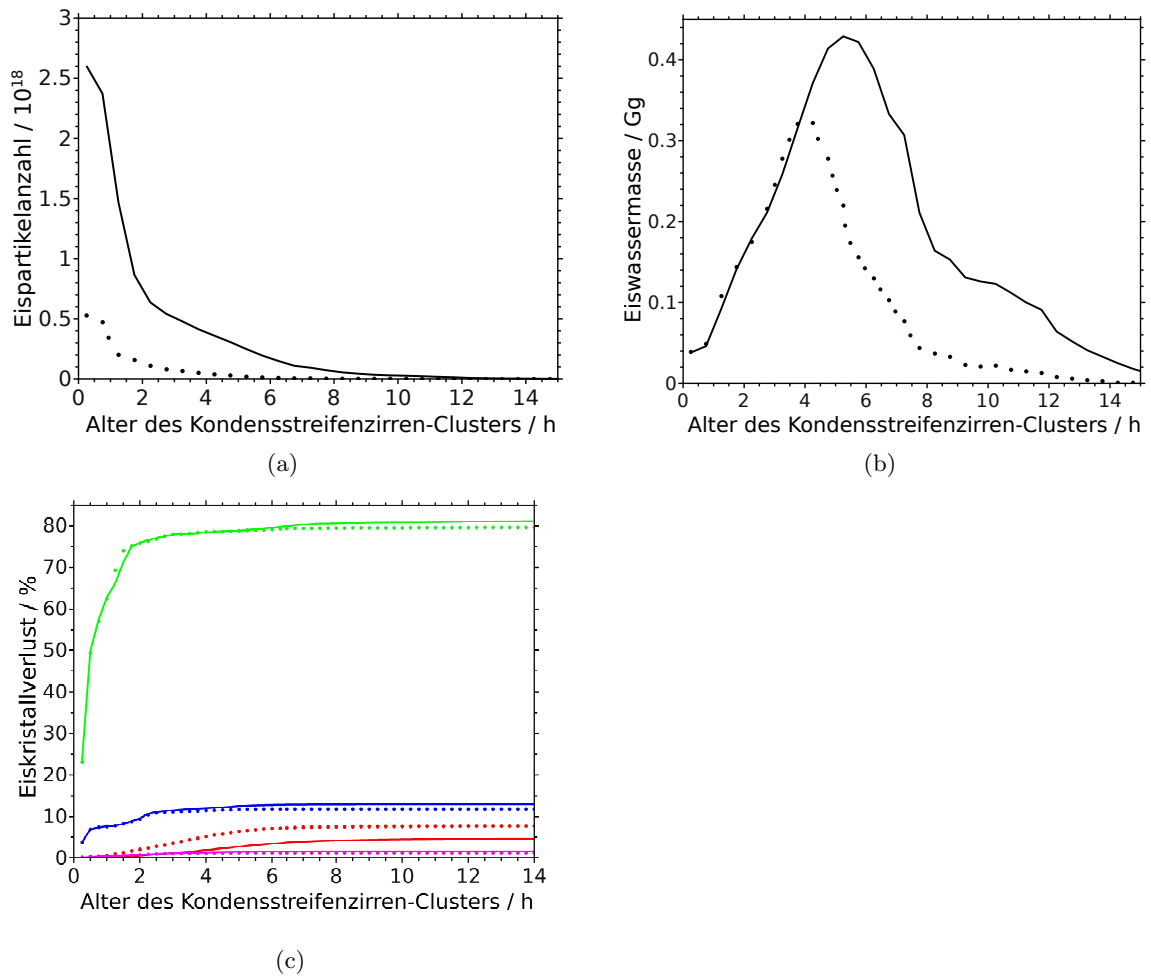


Abbildung 4.3: Zeitliche Entwicklung eines dynamisch kontrollierten Kondensstreifenwirren-Clusters (Fallstudie 5) im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa: (a) zeigt die totale Eiskristallanzahl, (b) die totale Eiswassermasse und (c) die zeitlich akkumulierten Eiskristallverlustprozesse in Prozent aufgrund von Sedimentation (rot), dynamischen Verlustprozessen (grün), Verdrängung durch natürliche Zirren (blau) und Niederschlag (lila) bei hoher (durchgezogene Linien) und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl (gepunktete Linien). Das Alter der Kondensstreifenwirren bemisst den Zeitpunkt, ab dem der Flugverkehr im Modell ausgeschaltet worden ist.

te Fallstudie (Kap. 4.1.2) beschrieben und lässt sich auf die beiden anderen Situationen übertragen. Im späteren Verlauf der Lebenszyklen verringern sich die Differenzen im Sedimentationsverlust, sodass der anfänglich geringere Sedimentationsverlust bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl teilweise kompensiert wird. Zu der Zeit, wo der Kompensationsprozess anfängt (nach etwa 4 bis 5 Stunden), haben die Kondensstreifenwirren-Cluster mit geringer anfänglicher Eiskristallanzahl nur noch so wenige Eiskristalle, dass das Depositionswachstum aufgrund der höheren Diffusionszeitskalen stark limitiert wird und kaum noch Sedimentation stattfindet. Dagegen sind zu derselben Zeit bei den Lebenszyklen mit hoher anfänglicher Eiskristallanzahl die Depositionsraten an den verbliebenen Eiskristallen recht hoch und damit die Sedimentationsverluste noch stark ausgeprägt.

In den dynamisch kontrollierten Situation 4 und 5 sind die Differenzen in den Sedimentationsverlusten zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl deutlich kleiner und betragen am Ende des Lebenszyklus weniger als 5%. Dabei sind keine ausgeprägten Maxima zu verzeichnen. Da ein Großteil der Eispartikel durch dynamische Verlustprozesse verloren geht, hat in solchen Situationen die Verringerung der anfänglichen Eiskristallan-

zahl nur eine geringfügige Auswirkung auf mikrophysikalischen Prozessraten.

In den synoptischen Fällen im Übergangsregime (Fälle 6 bis 8) ist der Sedimentationsverlust bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl um maximal 11 bis 14 % und am Ende des Lebenszyklus um 9 bis 13 % gegenüber dem Verlust bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl vergrößert. Die Maxima der Differenzen sind weniger stark ausgeprägt als in den mikrophysikalisch kontrollierten Situationen.

Um das Mitigationspotenzial der Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl diskutieren zu können, ist es notwendig zu erfassen, wie die erhöhten Sedimentationsverluste entsprechende Änderungen in den makrophysikalischen und den optischen Eigenschaften hervorrufen. Daher werden nachfolgend das Volumen mit einer optischen Dicke $> 0,02$ (Kap. 4.2.3) und die totale Extinktion (Kap. 4.2.4) betrachtet. Die beiden Unterkapitel sind strukturell so aufgebaut, dass zu Beginn generelle Merkmale aller Lebenszyklen und der Einfluss der reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl erklärt werden. Anschließend werden Unterschiede bezüglich der verschiedenen synoptischen Situationen näher beleuchtet und zum Schluss die zeitlich integrierten Eigenschaften beider Größen aufgezeigt.

4.2.3 Volumen

Abb. 4.5 a zeigt die zeitliche Entwicklung des Volumens von Kondensstreifenzirren mit optischer Dicke $> 0,02$ für die verschiedenen synoptischen Situationen bei jeweils hoher und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl. Die Entwicklung des Volumens variiert sehr stark in Abhängigkeit von der synoptischen Situation.

Zu Beginn aller Lebenszyklen ist das Volumen bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl stets größer als bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Wie oben beschrieben wurde, resultiert dieser Effekt aus der früher und stärker einsetzenden Sedimentation bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl. Im Verlauf des späteren Lebenszyklus, nach etwa 3 bis 5 Stunden, wird das Volumen bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl in allen Fällen größer (Abb. 4.5 b), da zu dieser Zeit noch genügend Eispartikel vorhanden sind, um Wasserdampf zu deponieren und einen weiteren Volumenzuwachs zu ermöglichen. Die Maxima der Volumen treten bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl später auf und sind abgesehen von den Fällen 4 und 7 stets größer als bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl.

Der zu Beginn erhöhte Volumenzuwachs bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl ist in den mikrophysikalisch kontrollierten Situationen 1 und 3 am deutlichsten ausgeprägt, da sich die Kondensstreifenzirren-Cluster in einem langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebiet entwickeln und die Sedimentationsraten deutlich erhöhen (siehe Abb. 4.4 a). Die Maxima bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl sind jeweils um einen Faktor von 1,7 und 1,5 gegenüber den Maxima bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl erhöht, dafür aber mindestens mehr als dreimal so groß als die Maxima bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl in den anderen synoptischen Situationen. Dieses Verhalten zeigt, dass die synoptische Situation hier einen größeren Einfluss hat als die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen. Das Kondensstreifenzirren-Cluster im mikrophysikalisch kontrollierten Fall 2 weist ein vergleichsweise geringes Volumen während des gesamten Lebenszyklus auf. Die Maxima sind sogar noch kleiner als in den synoptischen Fällen im Übergangsregime. Das Kondensstreifenzirren-Cluster entwickelt sich in einem eisübersättigten Gebiet, dessen räumliche Ausdehnung im Gegensatz zu den Fällen 1 und 3 deutlich geringer ist, aber dafür durch eine vergleichsweise hohe spezifische Feuchte gekennzeichnet ist. Nähere Erklärungen dazu folgen in Kap. 4.2.5.

Für die dynamisch kontrollierten Fälle 4 und 5 wächst das Volumen selbst bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl nur sehr langsam an, da 85 bis 90 % der ursprünglich vorhandenen Eiskristalle durch dynamische Verlustprozesse bzw. Verdrängung durch natürliche

Zirren innerhalb der ersten 2 Stunden verloren gehen. Damit bleiben über den ganzen Lebenszyklus die Depositionsraten und damit auch der Volumenzuwachs durch Sedimentation sehr gering. Die Maxima sind kaum ausgeprägt und um mehr als eine Größenordnung geringer als bei den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1 und 3. Die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl bewirkt nur eine geringfügige Änderung bezüglich der zeitlichen Entwicklung des Volumens, da mikrophysikalische Prozesse eine untergeordnete Rolle spielen und die Eiskristallverluste durch Sedimentation um weniger als 5 % erhöht werden (Kap. 4.4 b).

Das zeitliche Integral der Volumendifferenzen zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl (Tab. 4.1) ist ein Maß für die Verringerung des Volumens während des ganzen Lebenszyklus und damit ein erster Indikator für die Änderung der Strahlungswirkung durch Kondensstreifenzirren aufgrund einer Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl. Da stets negative Werte auftreten, wird das über den gesamten Lebenszyklus akkumulierte Volumen für alle hier betrachteten synoptischen Situationen verringert. Der zu Beginn größere Volumenzuwachs bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl wird somit durch den später erhöhten Volumenzuwachs bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl überkompensiert. Die größten Integrale treten in den mikrophysikalisch kontrollierten Situationen 1 und 3 auf, während das Integral im ebenfalls mikrophysikalisch kontrollierten Fall 2 um mehr als 90 % geringer als in den Fällen 1 und 3 ist. Die zeitlich integrierte Differenz im dynamisch kontrollierten Fall 4 ist um mehr als 2 Größenordnungen geringer als im Durchschnitt für die restlichen Situationen, während diese in Fall 5 aufgrund der relativ hohen LebensdauerF des Kondensstreifenzirren-Clusters noch in vergleichbarer Größenordnung mit Fall 2 auftritt.

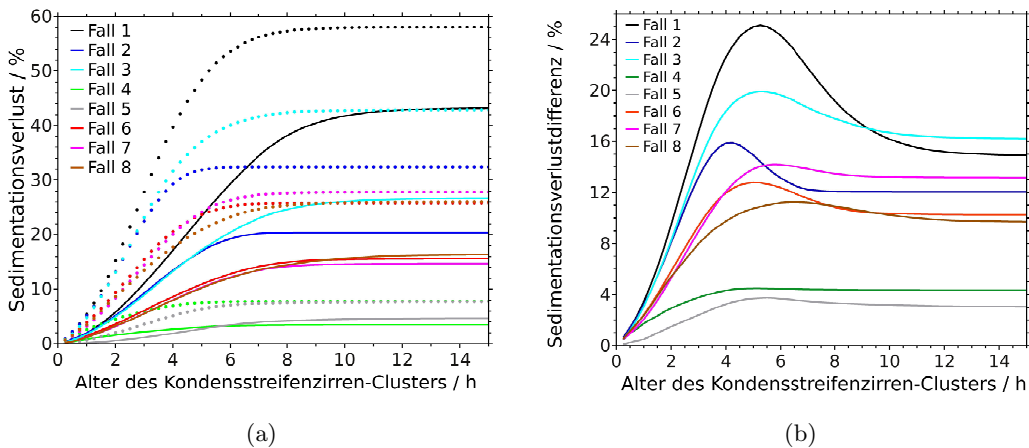


Abbildung 4.4: (a) Zeitlich akkumulierter Eiskristallverlust durch Sedimentation für verschiedene Situationen im Winter bei 260 hPa Flugverkehr bei hoher (durchgezogene Linien) und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl (gepunktet) und (b) dazugehörige Differenz im Sedimentationsverlust zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Die Klassifikation der synoptischen Situationen ist in Tab. 4.1 aufgeführt.

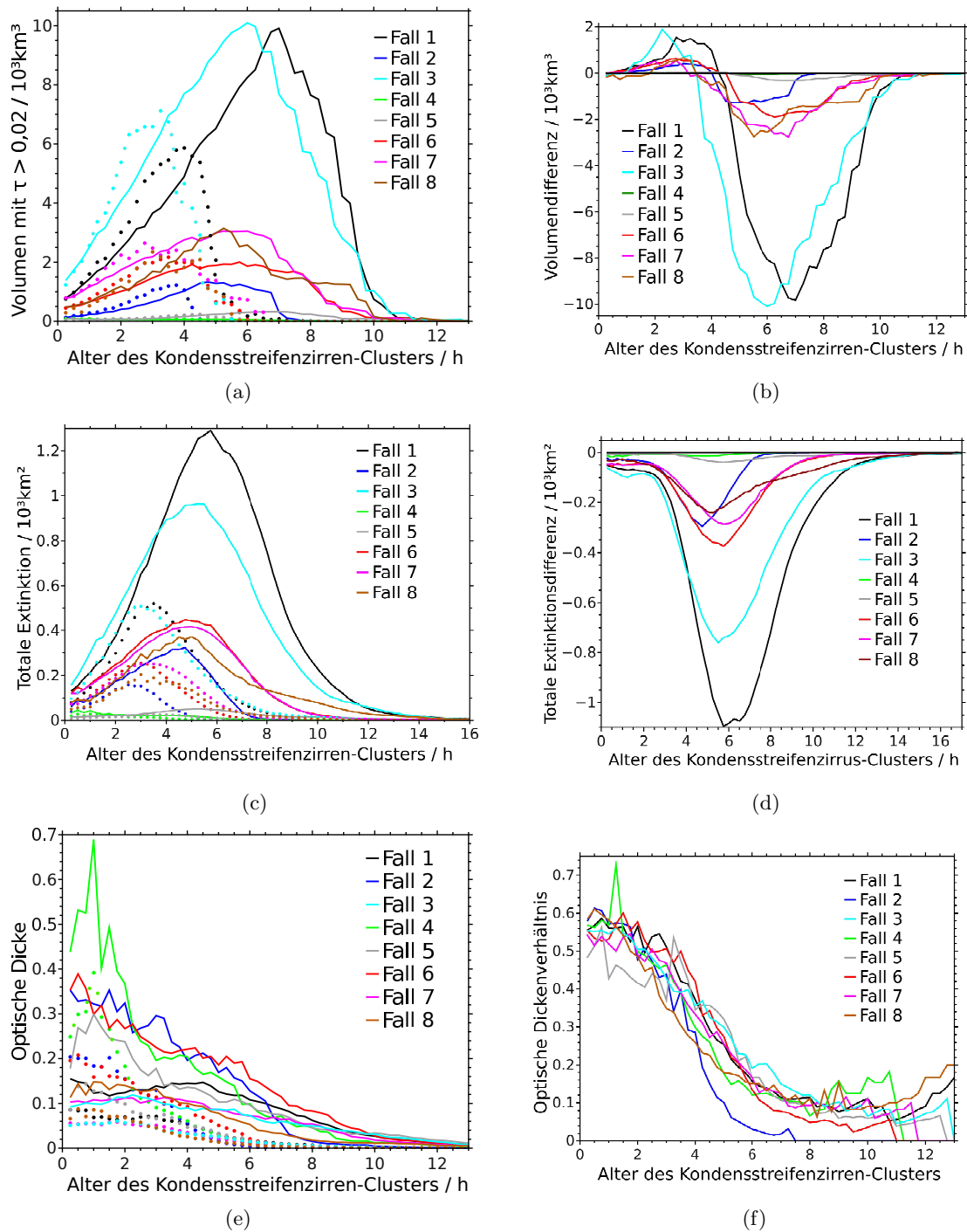


Abbildung 4.5: Zeitliche Entwicklung von Kondensstreifenwirren-Clustern für verschiedene Situationen im Winter bei 260 hPa Flugverkehr: (a) zeigt das Volumen für eine optische Dicke $> 0,02$, (c) die totale Extinktion und (e) die mittlere optische Dicke für hohe (durchgezogenen Linien) und geringe anfängliche Eiskristallanzahl (gepunkteten Linien); (b) und (d) veranschaulichen die dazugehörigen Differenzen und (f) das Verhältnis zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Die Klassifikation der synoptischen Situationen ist in Tab. 4.1 aufgeführt.

4.2.4 Totale Extinktion

Um die kurzweilige Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren zu charakterisieren, müssen Volumen und optische Dicke von Kondensstreifenzirren im Zusammenhang betrachtet werden. Kondensstreifenzirren-Cluster, die ein großes Volumen erreichen, haben nicht zwangsläufig eine hohe optische Dicke und Kondensstreifenzirren, deren Volumen im Laufe des Lebenszyklus gering bleibt, können wiederum relativ hohe optische Dicken erreichen. Daher wird nachfolgend die in Kap. 3.3.2 eingeführte totale Extinktion, die in erster Linie ein Maß für die kurzweilige Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren darstellt, betrachtet.

Abb. 4.5 c zeigt die totale Extinktion für die 8 verschiedenen synoptischen Situationen. Die Maxima der totalen Extinktion treten bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl um durchschnittlich eine Stunde früher als die Maxima der Volumen auf (Tab. 4.1). Dies hängt mit der häufig bereits im frühen Teil des Lebenszyklus einsetzenden Verringerung der optischen Dicke (Abb. 4.5 e) zusammen, die dem Anstieg des Volumens entgegenwirkt. Ein Anstieg des Eiswassergehalts kann gewöhnlich die kontinuierliche Verringerung der Eiskristallanzahlkonzentration nicht kompensieren. Bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl verringert sich aufgrund des anfänglich schnelleren Volumenzuwachses und der früher einsetzenden Sedimentationsverluste, die zu einer erhöhten Verdünnung der Kondensstreifenzirren führen, die optische Dicke noch schneller als bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl (Abb. 4.5 f). Im Gegensatz zum Volumen ($\tau > 0,02$) ist die totale Extinktion auch in den ersten Stunden der Lebenszyklen bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl in den hier betrachteten Fällen stets größer als bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl (Abb. 4.5 d), da die optische Dicke der Kondensstreifen bereits zu Beginn der Lebenszyklen um 40 % bis 50 % geringer ist als bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl.

Die totale Extinktion ist in den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1 und 3 am größten. Die Maxima für die beiden Fälle sind jeweils um einen Faktor 2,5 und 1,9 größer als diejenigen bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl. Diese Faktoren sind höher als diejenigen für das Volumen, da die optische Dicke zum Zeitpunkt der Maxima durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl um 60 bis 80 % verringert ist (Abb. 4.5 f). Während die maximalen Volumina der Kondensstreifenzirren-Cluster (Abb. 4.5 a) in den Fällen 1 und 3 ähnliche Größenordnungen aufweisen, ist die maximale totale Extinktion im Fall 1 um etwa ein Drittel größer als im Fall 3, was aus dem entsprechenden Unterschied in der optischen Dicke resultiert (Abb. 4.5 e). Aufgrund der großen Unterschiede im Volumen ist die totale Extinktion im mikrophysikalisch kontrollierten Fall 2 deutlich geringer als in den Fällen 1 und 3. In den dynamisch kontrollierten Fällen 4 und 5 ist die totale Extinktion um mehr als eine Größenordnung kleiner als in den vorher genannten Situationen.

Die zeitlich integrierte Differenz in der totalen Extinktion (Tab. 4.1) ist ein Maß für die Verringerung der kurzweiligen Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl. Wie aus den vorhergehenden Ergebnissen (Kap. 4.2.3) zu erwarten, ist das Differenzintegral in den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1 und 3 am größten, während dieses im Fall 2 um ungefähr 80 % geringer ist als in den erstgenannten Fällen. In den dynamisch kontrollierten Situationen 4 und 5 sind die integrierten Differenzen sehr klein und um mindestens 75 % geringer als für die restlichen synoptischen Situationen.

Die mittlere optische Dicke (Abb. 4.5 e) ist im Fall 4 zu Beginn des Lebenszyklus relativ groß und nimmt innerhalb der ersten 2 Stunden Werte zwischen 0,4 und 0,7 an. Das Kondensstreifenzirren-Cluster entsteht in einem Gebiet, wo die spezifische Feuchte stark ansteigt und sich junge Eiswolken bilden. Dadurch gehen innerhalb der ersten beiden Stunden mehr als die Hälfte der Eiskristalle durch Verdrängung durch natürliche Zirren verloren. Gleichzeitig wird auf die Eiskristalle der Kondensstreifenzirren, die sich in un-

mittelbarer Umgebung zu den natürlichen Zirren befinden, viel Wasserdampf deponiert, wodurch die optische Dicke im Mittel sehr hoch wird.

4.2.5 Entwicklungspotenzial von Kondensstreifenzirren

Wie bereits in den beiden vorherigen Unterkapiteln beschrieben wurde, sind die Differenzen im Volumen und der totalen Extinktion im synoptischen Fall 2 vergleichsweise gering (Abb. 4.5 b und d), obwohl das Kondensstreifenzirren-Cluster ebenfalls durch mikrophysikalische Kontrolle geprägt wird. Nachfolgend werden das normierte Volumen und die normierte (totale) Extinktion (Gl. 3.19) betrachtet, um das Entwicklungspotenzial von Kondensstreifenzirren-Clustern zu charakterisieren.

Die Differenzen im normierten Volumen (Abb. 4.6 a) und der normierten Extinktion (Abb. 4.6 b) sind analog zu den vorhergehenden Ergebnissen in dem synoptischen Fall 1 sehr hoch. Die normierten Differenzen im Volumen (Abb. 4.6 a) wachsen für die Fälle 2 und 3 ähnlich stark an, wobei in letzterer Situation die Differenzen aufgrund der höheren Lebensdauer des Kondensstreifenzirren-Clusters länger andauern. Die Differenz in der normierten Extinktion ist im Gegensatz zu den nichtnormierten Größen nun im Fall 2 bis zu einem Alter von 5 Stunden deutlich größer als im Fall 3 und die maximale Differenz sogar um 15% größer als in Fall 1. Dies ist folgendermaßen zu begründen: Aufgrund der relativ geringen räumlichen Ausdehnung des eisübersättigten Gebiets ist das anfängliche Volumen des Kondensstreifenzirren-Clusters im Fall 2 deutlich geringer als im Fall 3. Die spezifische Feuchte ist in der erstgenannten Situation dagegen deutlich höher, was lokal zu höheren Depositionsraten und damit auch zu einem höherem Eiswassergehalt führt. Daher wird innerhalb der ersten 5 Stunden des Lebenszyklus im Fall 2 eine um einen Faktor 2 bis 3 höhere mittlere optische Dicke als im Fall 3 erreicht (Abb. 4.5 e). Dies wirkt sich entsprechend auf die Differenz in der normierten Extinktion aus. In bestimmten synoptischen Situation kann somit ein zu Beginn des Lebenszyklus kleinräumig ausgedehntes Kondensstreifen-Cluster relativ zu seinem anfänglichen Bedeckungsgrad einen großen Volumenzuwachs und eine hohe kurzweilige Strahlungswirkung entfalten, die durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl entsprechend stark herabgesetzt werden können.

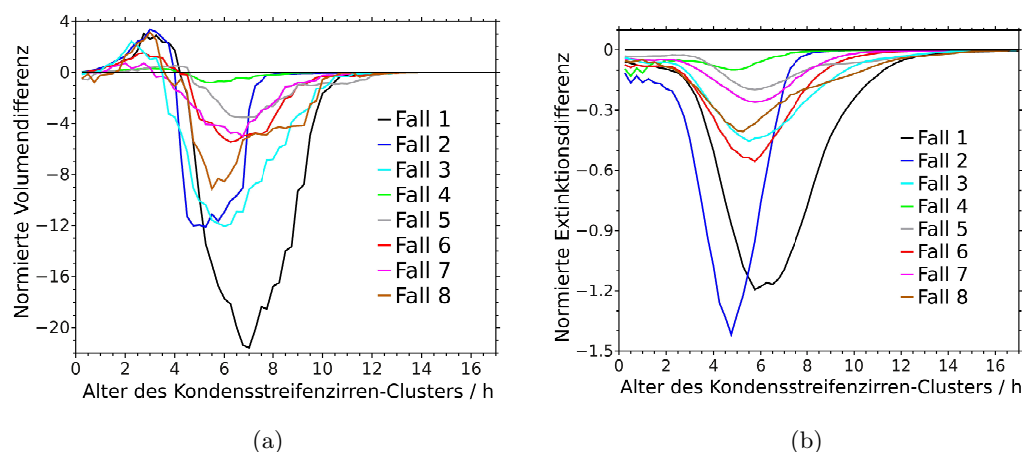


Abbildung 4.6: Differenz in (a) dem normierten Kondensstreifenzirren-Volumen mit einer optischen Dicke größer als 0,02 und (b) der normierten totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl für 8 verschiedene Situationen im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa. Das anfängliche Volumen und der Bedeckungsgrad wurden zum Zeitpunkt der Abschaltung des Flugverkehrs ermittelt.

4.2.6 Änderung der Lebensdauer

Die Lebensdauer eines Kondensstreifenzirren-Clusters wird in dieser Arbeit als das Alter definiert, bei dem die normierte Extinktion unterhalb des Schwellwertes von 0,05 sinkt. Man würde erwarten, dass die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in mikrophysikalisch kontrollierten Situationen aufgrund der deutlichen Zunahme der Sedimentationsverluste (Abb. 4.4 b) generell stärker reduziert wird als in den restlichen synoptischen Situationen. In den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1 und 3 verringert sich die Lebensdauer tatsächlich deutlich und um jeweils etwa 4 Stunden (Tab. 4.1). Der mikrophysikalisch kontrollierte Fall 2 ist jedoch aufgrund der geringeren räumlichen Ausdehnung des eisübersättigten Gebiets bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl relativ kurzlebig, da im Laufe des späteren Lebenszyklus verstärkt dynamische Verlustprozesse einsetzen (Kap. 4.2.2). Daher bewirkt die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl lediglich eine Verringerung der Lebensdauer um etwa 2,5 Stunden. Während in der dynamisch kontrollierten Situation 4 die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren-Cluster nur um 2 Stunden verringert wird, ist die Lebensdauerdifferenz in dem ebenfalls dynamisch kontrollierten Fall 5 mit 5,5 Stunden ziemlich hoch. Dies liegt daran, dass bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl trotz starker Eiskristallverluste zu Beginn des Lebenszyklus einige Kondensstreifenzirren in dem Cluster in einem kleinräumig eisübersättigten Gebiet relativ lange verweilen können (Kap. 4.2.1). Auch in den Fällen 6 und 8 im Übergangsbereich sind relativ hohe Unterschiede in der Lebensdauer, die mit den Fällen 1 und 3 vergleichbar sind, festzustellen.

Die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren-Cluster verringert sich durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl für alle synoptischen Situationen im Mittel um etwa 4 Stunden. Dennoch sieht man aus den Ergebnissen gemäß der oben genannten Erwartung keine klare Verbindung zwischen Verringerung der Lebensdauer und der jeweiligen synoptischen Situation. Ein klarerer Zusammenhang wäre zu erwarten, wenn man innerhalb von LES-Studien Lebenszyklen einzelner Kondensstreifen anstatt von Kondensstreifen-Clustern untersuchte.

4.3 Sensitivität gegenüber Höhenlevel und der Jahreszeit

Um die Sensitivität der Eigenschaften und Lebenszyklen der Kondensstreifenzirren gegenüber der Höhe und der Jahreszeit zu untersuchen, wurden zusätzlich jeweils 10 Fallstudien bei hoher und reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl im Winter bei 220 hPa Flugverkehr und im Sommer bei 260 hPa Flugverkehr durchgeführt. Dabei konnten sich im Winter (220 hPa Flugverkehr) in 8 und im Sommer in 9 von den 10 simulierten Situationen Kondensstreifen bilden. Nachfolgend werden qualitative Ergebnisse dieser Studien vorgestellt und mit den entsprechenden Winterfällen (260 hPa Flugverkehr) aus dem vorherigen Unterkapitel verglichen. Detailliertere Ausführungen mit entsprechenden Tabellen und Diagrammen sind im Anhang B.1 vorzufinden.

4.3.1 Höherer Flugverkehrslevel

In größerer Höhe ist aufgrund geringerer Außentemperaturen die spezifische Feuchte kleiner. Bei gleicher relativer Feuchte steht daher weniger Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung. Wie bereits in Kap. 4.1.3 beschrieben wurde, wachsen die Eiskristalle dadurch langsamer an, wodurch die Sedimentation der Eiskristalle später einsetzt und insbesondere in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten länger andauert. In den untersuchten Fallstudien sind die Kondensstreifenzirren-Cluster daher im Durchschnitt um 2 Stunden langlebiger als diejenigen bei Flugverkehr in 260 hPa. Aufgrund der höheren Le-

bensdauer nehmen die Kondensstreifenzirren über den gesamten Lebenszyklus integriert ein höheres Volumen bzw. einen größeren Bedeckungsgrad ein. Andererseits ist die optische Dicke im Mittel deutlich geringer, da aufgrund der geringeren spezifischen Feuchte die Depositionsraten in größerer Höhe geringer sind und in den ersten Stunden des Lebenszyklus die Kondensstreifenzirren eine kleinere Eiswassermasse aufweisen. Ein späterer Anstieg in der Eiswassermasse kann die Abnahme der optischen Dicke aufgrund der kontinuierlichen Verringerung der Eispartikelanzahlkonzentration nicht mehr verhindern.

Das höhere Volumen und die geringere optische Dicke kompensieren sich gegenseitig und führen insbesondere in den mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifenzirren-Clustern zu einer ähnlichen maximalen totalen Extinktion wie bei Flugverkehr in 260 hPa (Abb. B.1 a). Die kurzweilige Strahlungswirkung dauert jedoch aufgrund der höheren Lebensdauer in der größeren Flughöhe länger an. Die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl bewirkt in den großräumig eisübersättigten Gebieten eine deutliche Verringerung der Lebensdauer (4 bis 5 Stunden) und des Volumens der Kondensstreifenzirren ($\tau > 0,02$), was sich entsprechend auf die Änderung der totalen Extinktion überträgt (Abb. B.1 b). Die Verringerung der zeitlich integrierten totalen Extinktion ist aufgrund der starken Reduktion des Volumens im Durchschnitt um etwa ein Drittel größer als bei Flugverkehr in 260 hPa. In einer dynamisch kontrollierten Situation ist ein Sonderfall aufgetreten: Die Differenz in der totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl ist im Gegensatz zu den bisherigen Fallstudien zu Beginn des Lebenszyklus positiv und nähert sich nach 5 Stunden der Null an, sodass die integrierte kurzweilige Strahlungswirkung durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl sogar marginal zunimmt. In dem ziemlich kleinräumigen, aber dafür durch eine hohe spezifische Feuchte gekennzeichneten eisübersättigten Gebiet ist zu Beginn des Lebenszyklus der Volumenzuwachs durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl so verstärkt, dass der Unterschied in der optischen Dicke zwischen hoher und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl überkompensiert wird. Gleichzeitig gehen aber bereits in den ersten 2 Stunden mehr als die Hälfte der Eiskristalle durch dynamische Prozesse und etwa ein Drittel davon durch Verdrängung durch natürliche Zirren verloren. Damit findet im späteren Verlauf des Lebenszyklus kaum noch Sedimentation von Eiskristallen statt, sodass der zu Beginn höhere Volumenzuwachs bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl nicht mehr durch einen späteren Volumenzuwachs bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl ausgeglichen werden kann.

4.3.2 Sommer versus Winter

Da im Sommer aufgrund höherer Temperaturen mehr Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung steht, können die Eiskristalle schneller anwachsen und die Sedimentation dadurch früher einsetzen. Die Fallstudien zeigen, dass sich durch die eher einsetzenden Sedimentationsverluste die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren-Cluster im Vergleich zur Winterjahreszeit im selben Flugverkehrslevel (260 hPa) um durchschnittlich eine Stunde verringert. Andererseits können Kondensstreifenzirren bereits in der frühen Phase ihres Lebenszyklus ein hohen Eiswassergehalt annehmen und deutlich höhere optische Dicken erreichen als im Winter.

Die Maxima der totalen Extinktion erreichen im Sommer vergleichbare Größenordnungen wie im Winter, treten aber aufgrund der eher einsetzenden Sedimentation tendenziell um 1 bis 2 Stunden früher auf (Abb. B.1 c). Während bei einem höheren Flugverkehrslevel die Unterschiede in der totalen Extinktion durch eine reduzierte anfängliche Eiskristallanzahl hauptsächlich durch die Änderung des Bedeckungsgrads zu Stande kommen, resultiert im Sommer die Reduktion der kurzweiligen Strahlungswirkung vorwiegend durch die Verringerung der mittleren optischen Dicke. Dies liegt daran, dass die Erhöhung der Sedimentationsraten bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl im Sommer stärker als

im Winter ausgeprägt ist und daher im Laufe des Lebenszyklus der Eiswassergehalt und damit die optische Dicke schneller abnehmen. Die Differenzen in der totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl sind im Sommer zu Beginn des Lebenszyklus relativ hoch, nehmen jedoch im Laufe der Zeit schneller ab (Abb. B.1 d). Die integrierte Differenz in der totalen Extinktion ist für die betrachteten Sommerfälle aufgrund der geringeren Lebensdauern der Kondensstreifenzirren durchschnittlich um etwa 45 % kleiner als in den entsprechenden Winterfällen.

4.4 Statistische Analysen zu den Lebenszyklen

4.4.1 Häufigkeit von synoptischen Situationen

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, dass die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen aufgrund von reduzierten Rußpartikelemissionen die größte Wirkung in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten entfaltet. Es stellt sich nun die Frage, wie häufig solche synoptische Situationen über einen längeren Zeitraum betrachtet vorkommen, die die Entwicklung von langlebigen und klimarelevanten Kondensstreifen-Clustern ermöglichen. Daher wurde für dieselbe Region im Osten der USA der Flugverkehr innerhalb von 2 Jahren aller 28 Stunden für jeweils 1 Stunde in 220 hPa eingeschaltet und Kondensstreifen mit hoher anfänglicher Eiskristallanzahl initialisiert. Damit wurden knapp mehr als 600 synoptische Situationen betrachtet.

Tab. 4.2 zeigt die prozentuale Häufigkeit der synoptischen Situationen, wie sie in Kap. 4.2 klassifiziert wurden, innerhalb der beiden simulierten Jahre: In etwas mehr als 25 % der Situationen werden die Kondensstreifen-Cluster mikrophysikalisch kontrolliert, während in etwa einem Drittel der Fälle die Lebenszyklen durch dynamische Prozesse stark dominiert werden. 27 % der Fälle befinden sich im Übergangsregime und in 13 % der Situationen konnten sich keine Kondensstreifen bilden. Während im Winter 19 % der Fälle mikrophysikalisch und 44 % dynamisch kontrolliert werden, gibt es im Sommer 37 % mikrophysikalisch kontrollierte und 21,5 % dynamisch kontrollierte Lebenszyklen. Der prozentuale Unterschied zwischen Sommer und Winter ist aufgrund der begrenzten Anzahl an betrachteten Situationen möglicherweise statistisch nicht signifikant, jedoch plausibel zu erklären: Im Winter steht aufgrund geringerer Temperaturen in eisübersättigten Gebieten generell weniger Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung, sodass die Wachstumsraten und somit auch die Sedimentationsraten der Eiskristalle tendenziell geringer sind. Hinzu kommt, dass die Aktivität der Sturmbahnen (“storm tracks”) im Winter höher ist und sich damit die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass Kondensstreifen häufiger in trockene, eisuntersättigte Umgebungen transportiert werden. Im Sommer ist dagegen aufgrund von höheren Temperaturen die spezifische Feuchte tendenziell höher, sodass Wachstums- und Sedimentationsraten von Eiskristallen grundsätzlich stärker sind. Die Wetterlagen sind auch in Verbindung mit eisübersättigten Systemen im Sommer tendenziell stabiler als im Winter, sodass Kondensstreifen in den eisübersättigten Gebieten häufig länger verweilen können. Es fällt auf, dass sich im Winter seltener Kondensstreifen (in 85 % der Fälle) als im Sommer (in 90 % der Fälle) gebildet haben, obwohl man aufgrund der geringeren Temperaturen das Gegenteil erwarten würde (Kap. 2.1). Die hier für die Lebenszyklenstudien ausgewählte Region im Osten der USA wird in 220 hPa jedoch durch eine höhere Eisübersättigungsfrequenz im Sommer als im Winter charakterisiert. Das zeigt sich auch in den innerhalb von 7 Jahren klimatologisch gemittelten Daten von AIRS (Lamquin et al., 2012) für einen Drucklevelbereich zwischen 200 und 250 hPa.

Abb. 4.7 zeigt die absolute Häufigkeit der mikrophysikalisch und dynamisch kontrollierten Situationen pro Monat jeweils summiert über beide Jahre. Der Jahresgang (insbesondere zwischen Winter und Sommer) wird klar ersichtlich. Allerdings zeigt das Auftreten

der entsprechenden Fälle auch innerhalb der Jahreszeiten eine ziemlich hohe Variabilität. Deswegen sind die Standardabweichungen der im Mittel pro Monat auftretenden mikrophysikalisch und dynamisch kontrollierten Situationen trotz Eliminierung des Jahresgangs noch recht hoch und betragen jeweils knapp über 10 %.

Klassifikation	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	gesamt
Mikrophysikalische Kontrolle	19,1	21,3	36,9	29,1	26,5
Dynamische Kontrolle	44,1	34,2	21,5	33,8	33,5
Übergangsregime	21,7	34,2	30,9	21,2	27,0
keine Kondensstreifen	15,1	10,3	10,7	15,9	13,0

Tabelle 4.2: Prozentuale Häufigkeit von synoptischen Situationen, wie sie in Kap. 4.2 klassifiziert worden sind, innerhalb von 2 simulierten Modelljahren. Der Flugverkehr wurde im Osten der USA in 220 hPa aller 28 Stunden jeweils für 1 Stunde eingeschaltet. Insgesamt wurden 607 Situationen betrachtet. Die letzte Zeile gibt an, wie häufig sich keine Kondensstreifen bilden konnten.

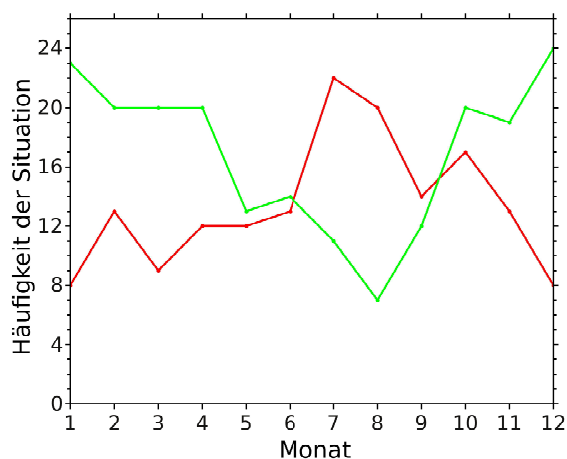


Abbildung 4.7: Absolute Häufigkeit von mikrophysikalisch (rot) und dynamisch (grün) kontrollierten Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren für jeden Monat jeweils als Summe über die beiden simulierten Modelljahre. Der Flugverkehr wurde über dem Osten der USA in 220 hPa aller 28 Stunden jeweils für 1 Stunde eingeschaltet.

4.4.2 Mittlere Strahlungswirkung

Bisher wurde gezeigt, in welchen synoptischen Situationen langlebige und klimarelevante Kondensstreifenzirren-Cluster entstehen, wo die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl den größten Effekt hervorruft und wie häufig solche synoptischen Situationen innerhalb von 2 Jahren auftreten. Nun ist zu untersuchen, wie sich die Lebensdauer und kurzweilige Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren im Jahresmittel durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl ändert, wenn man nicht nur die mikrophysikalisch kontrollierten, sondern alle synoptischen Situationen, wo sich Kondensstreifen bilden konnten, berücksichtigt. Für Kondensstreifenzirren mit hoher anfänglicher Eiskristallanzahl wurden die Lebenszyklen der im vorangegangenen Unterkapitel beschriebenen Situationen für das erste der beiden simulierten Jahre hergenommen. Zusätzlich wurde bei denselben Flugverkehrsbedingungen ein weiteres Jahr mit geringerer anfänglicher Eiskristallanzahl (Reduktion um 80 %) simuliert.

Abb. 4.8 zeigt die jeweils über die unterschiedlichen Lebenszyklen gemittelte totale Extinktion. Bei Kondensstreifenzirren mit hoher anfänglicher Eiskristallanzahl wird das Maximum der totalen Extinktion nach 5,5 Stunden erreicht. Die mittlere Lebensdauer der Lebenszyklen beträgt (nach Definition in Kap. 4.2.6) etwa 13 Stunden. Bei geringerer anfänglicher Eiskristallanzahl tritt das Maximum um 2 Stunden früher ein und ist um 56 % geringer als das Maximum bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren ist im Mittel um 4,5 Stunden reduziert, was mit den Ergebnissen der Lebenszyklusstudien in Kap. 4.2 gut übereinstimmt. Die gestrichelten und gepunkteten Linien zeigen jeweils die nach der "boot strap"-Methode (Wilks, 2006) ermittelten 95 % und 99 %-Konfidenzintervalle zur mittleren totalen Extinktion. Während in den ersten 3 Stunden die Verläufe in der mittleren totalen Extinktion ähnlich sind, findet zu einem späteren Alter kein Überlapp bezüglich der Konfidenzintervalle mehr statt. Daher sind ab diesem Zeitpunkt die Unterschiede in der mittleren totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl und insbesondere bezüglich der Maxima statistisch signifikant. Die integrierte totale Extinktion als Maß für die mittlere kurzweilige Strahlungswirkung (Tab. 4.3, obere Werte) wird im Jahresmittel durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl um etwa zwei Drittel ihres ursprünglichen Wertes verringert.

Tab. 4.3 fasst die mittleren, integrierten totalen Extinktionen zusammen und zeigt auch die Unterschiede bezüglich der Jahreszeiten. Bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl ist die integrierte totale Extinktion im Winter geringfügig (jedoch nicht signifikant) größer als im Sommer. Beide Werte unterscheiden sich dabei kaum vom Jahresmittel. Während im Winter die Kondensstreifenzirren im Mittel langlebiger sind, werden im Sommer höhere optische Dicken erreicht (siehe Kap. 4.3). Die Reduktion der integrierten totalen Extinktion durch die Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl beträgt im Winter etwa 80 % und im Sommer lediglich 62 %. Dieses Ergebnis deckt sich qualitativ mit den Sensitivitätsexperimenten aus Kap. 4.3 und impliziert, dass die Reduktion der kurzweiligen Strahlungswirkung im Winter stärker ausgeprägt ist als im Sommer. Aufgrund der begrenzten Anzahl der betrachteten Situationen ist allerdings dieses Ergebnis in Bezug auf generelle Schlussfolgerungen mit Vorsicht zu betrachten (siehe Diskussion in Kap. 4.6). Im Gegensatz zu den nichtnormierten Größen ist das Integral der mit dem anfänglichen Bedeckungsgrad normierten totalen Extinktion (Tab. 4.3, untere Werte) bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl im Sommer deutlich größer (um 63 %, signifikant) als im Winter. Dies bedeutet, dass das Entwicklungspotenzial von Kondensstreifenzirren relativ zu ihrem anfänglichen Bedeckungsgrad im Sommer stärker ausgeprägt ist als im Winter. Die Reduktion des Integrals ist jedoch selbst nach der Normierung der totalen Extinktion im Winter mit 76 % noch größer als im Sommer mit 67 %.

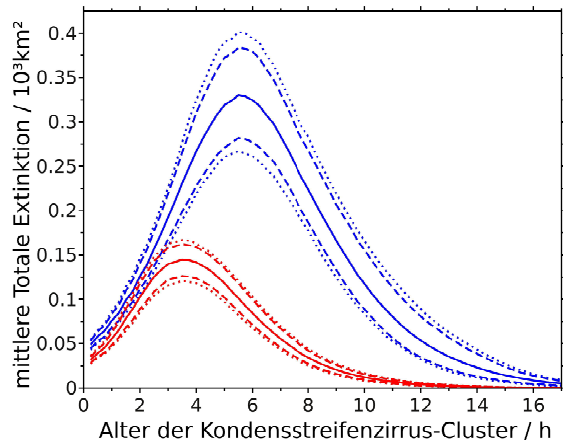


Abbildung 4.8: Totale Extinktion von Kondensstreifen-Cirrus (durchgezogene Linien) jeweils gemittelt über verschiedene Lebenszyklen innerhalb eines simulierten Jahres. Von den 300 synoptischen Situationen konnten sich in dem Modelllauf mit hoher anfänglicher Eiskristallanzahl (blau) in 261 Fällen und bei dem Modelllauf mit geringer anfänglicher Eiskristallanzahl (rot) in 268 Fällen Kondensstreifen bilden. Die gestrichelten und die gepunkteten Linien geben jeweils die 95 % und 99 %-Konfidenzintervalle, die über die “boot strap”-Methode (Wilks, 2006) ermittelt wurden, an.

E_{tot}	Int_{high}	$Conf_{95,low}$	$Conf_{95,up}$	Int_{low}	$Conf_{95,low}$	$Conf_{95,up}$
Jahr	2,33	2,00	2,71	0,79	0,76	0,83
Winter	2,37	1,64	3,38	0,48	0,35	0,63
Sommer	2,22	1,72	2,81	0,84	0,67	1,02

$E_{tot,n}$	$Int_{n,high}$	$Conf_{95,low}$	$Conf_{95,high}$	Int_{low}	$Conf_{95,low}$	$Conf_{95,up}$
Jahr	3,42	3,04	3,78	1,27	1,16	1,39
Winter	2,77	2,15	3,48	0,66	0,53	0,78
Sommer	4,52	3,71	5,41	1,51	1,30	1,75

Tabelle 4.3: Jährlich gemittelte integrierte totale Extinktion (Zeilen 2 bis 4) in $10^3 km^2 h$ und integrierte normierte totale Extinktion (Zeilen 5 bis 7) in h für hohe (Int_{high}) und geringe anfängliche Eiskristallanzahl (Int_{low}) von Kondensstreifen. Der Flugverkehr wurde in 220 hPa aller 28 Stunden jeweils für 1 Stunde eingeschaltet. $Conf_{95,low}$ und $Conf_{95,up}$ geben jeweils die untere und obere 95 %-Konfidenzintervallgrenze an, 3. und 4. Spalte jeweils bei hoher und die 6. und 7. Spalte jeweils bei geringer anfänglicher Eispartikelanzahl.

4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern in Abhängigkeit von der synoptischen Situation sowie deren Modifikation durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl untersucht. Zum einen ging es darum zu verstehen, wie verschiedene Prozesse die Eigenschaften und Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren beeinflussen. Je nach synoptischer Situation werden die Eigenschaften der Kondensstreifenzirren unterschiedlich stark durch mikrophysikalische Prozesse beeinflusst. Daher wurden in dieser Arbeit die verschiedenen Lebenszyklen abhängig von ihrem zeitlich akkumulierten Sedimentationsverlust klassifiziert. Mikrophysikalisch kontrollierte Kondensstreifenzirren-Cluster (Sedimentationsverlust $>20\%$) treten typischerweise in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten auf. Sie zeigen eine Tendenz zur Langlebigkeit (>10 h), erreichen häufig ein hohes Volumen (mit optischer Dicke $> 0,02$) und totale Extinktion und sind damit in der Regel besonders klimarelevant. Dynamisch kontrollierte Kondensstreifenzirren-Cluster entstehen vorwiegend in kurzlebigen und kleinräumig eisübersättigten Gebieten. Der Zuwachs an Volumen und Eiswassermasse bleibt im Laufe des Lebenszyklus relativ gering und der Großteil der Kondensstreifen in diesen Clustern ist vergleichsweise kurzlebig. Somit zeigt sich für die verschiedenen Situationen innerhalb der Eigenschaften der Kondensstreifenzirren eine sehr hohe Variabilität. Der Volumenzuwachs und die totale Extinktion können bei gleich bleibender anfänglicher Eiskristallanzahl sich um ein bis zwei Größenordnungen unterscheiden.

Eine weitere Fragestellung dieser Arbeit war, wie die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl mikrophysikalische und dynamische Prozesse beeinflusst und wie sie sich auf die Eigenschaften und Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren auswirkt. Das Volumen von Kondensstreifenzirren ist zu Beginn der Lebenszyklen bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl stets größer, da die Eispartikel schneller anwachsen und die Sedimentation früher einsetzt. In fast allen synoptischen Situationen wird das Volumen ab einem bestimmten Alter (im Durchschnitt etwa 4 Stunden) bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl größer als bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl, da im Verlauf des späteren Lebenszyklus noch genügend Eiskristalle vorhanden sind, um Eiswasser zu deponieren und einen weiteren Volumenzuwachs zu ermöglichen. Die totale Extinktion ist dagegen in der Regel während des gesamten Lebenszyklus bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl größer als bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl, was aus der deutlich größeren Eispartikelanzahlkonzentration und damit verbunden höheren optischen Dicke seit Beginn der Lebenszyklen resultiert. Die Ergebnisse zeigen, dass in den mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifenzirren-Clustern eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl die Eigenschaften und Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren am stärksten beeinflusst: Der Eiskristallverlust durch Sedimentation erhöht sich am Ende der Lebenszyklen um bis zu 15 %. Die Maxima in der totalen Extinktion werden um einen Faktor von 2 bis 2,5 verringert und das zeitlich integrierte Volumen und die totale Extinktion werden im Vergleich zu anderen Situationen erheblich reduziert. In den dynamisch kontrollierten Situationen führt die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl kaum zu einer Erhöhung von Sedimentationsverlusten ($<5\%$) und hat nur geringfügige Auswirkungen auf die Eigenschaften der Kondensstreifenzirren-Cluster. Außerdem gibt es Situationen, wo bei relativ kleiner räumlicher Ausdehnung des eisübersättigten Gebiets, aber hoher spezifischer Feuchte das Kondensstreifenzirren-Cluster relativ zu seinem geringen anfänglichen Volumen ein großes Entwicklungspotenzial entfalten kann.

Lebenszyklenstudien über einen längeren Zeitraum von 2 Jahren haben ergeben, dass mikrophysikalisch kontrollierte Situationen, die tendenziell die Entwicklung von langlebigen und klimarelevanten Kondensstreifenzirren-Clustern ermöglichen, in etwa 25 % der untersuchten Fälle auftreten, während dynamisch kontrollierte Fälle etwa ein Drittel der

Situationen ausmachen und damit dominierend sind. Trotz Dominanz der dynamisch kontrollierten Situationen bewirkt die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl im Jahresmittel eine Herabsetzung der integrierten totalen Extinktion von Kondensstreifenzirren um etwa zwei Drittel und eine Verringerung der Lebensdauer um 4,5 Stunden. Die mittlere integrierte totale Extinktion wird in diesen Studien durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl im Winter stärker reduziert als im Sommer.

4.6 Diskussion

Die totale Extinktion wurde als Maß für die kurzweilige Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren eingeführt (Kap. 3.3.2), um die in diesem Kapitel beschriebenen Lebenszyklen unabhängig vom Sonnenstand und anderen auf den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren einwirkenden Faktoren direkt miteinander vergleichen zu können. Sie kann als Produkt der charakteristischen optischen Dicke und des mittleren Bedeckungsgrads interpretiert werden. Dennoch ist für eine sinnvolle Diskussion der Ergebnisse zu klären, inwieweit die totale Extinktion mit der gesamten Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren in Verbindung steht: In erster Näherung ist eine höhere totale Extinktion mit einer stärkeren Nettoerwärmung durch die Kondensstreifenzirren verbunden. Allerdings hat die Beziehung zwischen Netto-Strahlungsantrieb und der kurzweiligen Strahlungswirkung eine nichtlineare Abhängigkeit von der Eispartikelgröße bei konstantem Eiswassergehalt (z. B. Meerkötter et al., 1999; Zhang et al., 1999). Die Untersuchung dieser Abhängigkeit innerhalb von ECHAM4 hat einen maximalen Netto-Strahlungsantrieb bei Effektivradien zwischen 9 bis 12 μm unter entsprechend simuliertem Eiswassergehalt ergeben (Marquart et al., 2003). Da der kurzweilige Strahlungsantrieb mit weiter abnehmender Partikelgröße stärker ansteigt als der langwellige Anteil, verringert sich dadurch der Netto-Strahlungsantrieb. Ist der Eiswassergehalt allerdings geringer, verschiebt sich das oben genannte Maximum in Richtung kleinerer Eispartikelgrößen. Zu Beginn der Lebenszyklen sind sowohl der Eiswassergehalt als auch die Eispartikelgrößen sehr klein und erhöhen sich abhängig von der synoptischen Situation im Laufe der Zeit. Aus diesem Grund kann die oben genannte Näherung auch häufig für kleinere Eispartikelgrößen angenommen werden. Basierend auf den Argumentationen ist zu schlussfolgern, dass eine hohe totale Extinktion in den Lebenszyklenstudien ein starker Indikator für eine hohe Klimawirksamkeit durch die Kondensstreifenzirren ist (Bier et al., 2017). Dennoch kann die totale Extinktion eine Abschätzung des Strahlungsantriebs nicht ersetzen, da der Strahlungsantrieb durch Kondensstreifenzirren beispielsweise stark durch den Wolkenüberlapp mit natürlichen Zirren beeinflusst werden kann.

Die Untersuchungen einzelner Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren haben ergeben, dass die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in Situationen, wo mikrophysikalische Prozesse eine wichtige Rolle spielen, die Eigenschaften und Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren am stärksten beeinflusst, während sie in dynamisch kontrollierten Fällen nur geringe Auswirkungen aufzeigt. Innerhalb von 2 Jahren treten mikrophysikalisch kontrollierte Situationen in etwa 25 % der betrachteten Fälle und damit seltener als die dynamisch kontrollierten Situationen auf. Dennoch wird die integrierte totale Extinktion durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl mit etwa 67 % im Jahresmittel erheblich verringert. Diese starke Verringerung impliziert, dass die Reduktion der totalen Extinktion von Kondensstreifenzirren in den mikrophysikalisch kontrollierten Situationen trotz ihres selteneren Auftretens einen sehr hohen Beitrag zur Reduktion der über alle Lebenszyklen gemittelten totalen Extinktion liefert. Daraus ist wiederum zu schlussfolgern, dass auch in der Mitigationsstudie von Bock (2014) die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in den Fällen, wo Kondensstreifenzirren durch mikrophysikalische Prozesse

stärker kontrolliert wurden, am meisten zur Reduktion des globalen Strahlungsantriebs von Kondensstreifenzirren beigetragen hat.

Die Reduktion der mittleren integrierten totalen Extinktion ist um 17 % größer als die Reduktion des Netto-Strahlungsantriebs in dem Mitigationsexperiment von Bock (2014). Der Unterschied resultiert im Wesentlichen aus 2 Ursachen: Wie bereits erwähnt wurde, ist die totale Extinktion zum einen in erster Linie ein Maß für die kurzweilige Strahlungswirkung, die nicht vom Sonnenstand und anderen auf den Strahlungsantrieb einwirkenden Faktoren abhängt. Zum anderen wurde in dieser Studie über Lebenszyklen von regional begrenzten Kondensstreifen-Clustern gemittelt, da der Flugverkehr stets in derselben Region und Höhe zeitweilig eingeschaltet wurde. Bei der Studie von Bock (2014) handelt es sich um eine globale Klimasimulation, wo abhängig vom Flugverkehr und Atmosphärenzustand ständig neue Kondensstreifen entstehen, während bereits vorhandene Kondensstreifen abhängig von den synoptischen Bedingungen über einen unterschiedlichen Zeitraum persistent bleiben können. Die Eigenschaften älterer Kondensstreifen werden dabei von den jungen Kondensstreifen modifiziert. Außerdem wird der Strahlungsantrieb durch den Überlapp von jungen Kondensstreifen mit älteren Kondensstreifen und natürlichen Zirren beeinflusst.

Sowohl die Sensitivitätsexperimente in Kap. 4.3 als auch die statistischen Analysen (Kap. 4.4.2) haben ergeben, dass die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in Bezug auf die Verringerung der kurzweiligen Strahlungswirkung von Kondensstreifen im Winter einen höheren Effekt als im Sommer aufweist. Der Grund besteht darin, dass v. a. in den mikrophysikalisch kontrollierten Situationen die hohe Reduktion des Bedeckungsgrads von Kondensstreifen im Winter einen stärkeren Effekt aufweist als die deutliche Verringerung der optischen Dicke im Sommer. Aufgrund der begrenzten Anzahl der untersuchten Lebenszyklen sind diese Ergebnisse hinsichtlich einer allgemeingültigen Aussagekraft mit Vorsicht zu betrachten. Weitere Untersuchungen zu jahreszeitlichen Unterschieden, auch innerhalb von anderen Regionen, sind für stichhaltigere Schlussfolgerungen notwendig.

In dieser Arbeit wurden der Effekt einer um 80 % reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl analysiert, um deutliche Auswirkungen auf die Eigenschaften und Lebenszyklen von Kondensstreifen zu erzielen und um die Resultate mit der Mitigationsstudie von Bock (2014) gegenüberzustellen. Flugzeugmessungen innerhalb der ECLIF-I-Kampagne (September 2016) haben ergeben, dass durch die Verwendung eines semisynthetischen Treibstoffs die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen um etwa 50 % reduziert wird (persönliche Kommunikation mit C. Voigt).

Zur Gegenüberstellung mit den bereits dargestellten Auswirkungen einer 80 %-igen Reduktion wurde für 3 von den in Kap. 4.2 beschriebenen Wintersituationen zusätzlich der Einfluss einer um die Hälfte reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl untersucht (siehe Anhang B.2.1). Die Ergebnisse deuten für die betrachteten Fälle eine nichtlineare Beziehung zwischen Änderung der mikrophysikalischen Prozessraten und der Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen an. Beispielsweise erhöhen sich bei dem in Kap. 4.1 beschriebenen langlebigen Kondensstreifen-Cluster die zeitlich akkumulierten Sedimentationsverluste der Eiskristalle bei einer 50 %-igen Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl um 7 % und bei einer 80 %-igen Reduktion bereits um 15 %. In Anhang B.2.2 wurden zusätzlich für jeweils eine mikrophysikalisch und dynamisch kontrollierte Situation die Sensitivität der totalen Extinktion gegenüber verschiedenen Reduktionen der anfänglichen Eiskristallanzahl (20 %, 40 %, 50 %, 60 %, 80 % und 93 %) untersucht. Dabei zeigt sich eine klare nichtlineare Beziehung zwischen der integrierten totalen Extinktion und der anfänglichen Eiskristallanzahl (Abb. B.3). Während z. B. bei einer 50 %-igen Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl die integrierte kurz-

wellige Strahlungswirkung um 35 bis 40 % herabgesetzt wird, beträgt die Verringerung dieser Strahlungswirkung bei einer 80 %-igen Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl bereits 65 bis 70 %. Damit wird eine frühere Studie (Bock and Burkhardt, 2015) bestätigt, dass eine deutliche Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen notwendig ist, um den Strahlungsantrieb von Kondensstreifen in einem beträchtlichen Maß zu reduzieren. Aus diesem Grund ist anzustreben, die Rußpartikelemissionen und damit verbunden die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen noch stärker verringern zu können. Die Verwendung von reinen alternativen Treibstoffen im Reiseflug ist wegen der Vorschrift eines Mindestaromatengehalts schwierig zu realisieren. Dennoch gibt es verschiedene Möglichkeiten, die Rußpartikelemissionen weiter zu verringern. Es können Beimischungen mit einem geringeren, aber noch zulässigen Aromatengehalt verwendet werden. Weitere Optionen sind die Nutzung von Biokerosin in Kombination mit Flüssigerdas bzw. flüssigem Wasserstoff (Grewe et al., 2016) oder die Verbesserung von Triebwerkskonzepten wie beispielsweise durch Magerverbrennung.

In der globalen Modellierung existieren bereits frühere Studien zu Lebenszyklen von Kondensstreifen-Clustern. Burkhardt et al. (2009) haben in ECHAM4 die Kondensstreifen-Cluster als neue Wolkenklasse (Kap. 2.3.4) eingeführt. In einem idealisierten Experiment wurde der Flugverkehr über dem Nordatlantik in 250 hPa für 12 Stunden eingeschaltet. Die Analysen dienten einerseits dazu, um die neue Parametrisierung der Kondensstreifen-Cluster zu überprüfen und andererseits, um Aussagen über verschiedene Prozesse zu treffen. Es hat sich gezeigt, dass die Lebensdauern der Kondensstreifen-Cluster sehr stark variieren und von den atmosphärischen Bedingungen abhängen. In Gebieten mit hoher Eisübersättigungsfrequenz konnten Kondensstreifen über einen langen Zeitraum (> 10 h) persistent bleiben und sich deutlich ausbreiten. Bock and Burkhardt (2016a) haben innerhalb von ECHAM5 die Parametrisierung der Kondensstreifen-Cluster hinsichtlich eines mikrophysikalischen 2-Momentenschemas erweitert und den Lebenszyklus eines langlebigen Kondensstreifen-Cluster in einem großräumig eisübersättigten Gebiet untersucht. Mit der erweiterten Parametrisierung konnten mikrophysikalische Prozesse und deren Auswirkungen auf die Eigenschaften von Kondensstreifen-Cluster genauer untersucht werden. In dieser Arbeit wurden die Lebenszyklen von Kondensstreifen-Clustern für verschiedene synoptische Situationen untersucht. Es wurde analysiert, welche Eiskristallverlustprozesse (zu welchen prozentualen Anteilen) in Abhängigkeit von der synoptischen Situation wichtig sind und wie dadurch die entsprechenden Eigenschaften und Strahlungswirkung der Kondensstreifen-Cluster beeinflusst werden. Es wurde außerdem abgeschätzt, wie häufig bestimmte synoptische Situationen über einen längeren Zeitraum vorkommen. Die besondere Wertschöpfung der in diesem Kapitel beschriebenen Ergebnisse besteht darin, dass der Einfluss der reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl auf die Eigenschaften und Lebenszyklen der Kondensstreifen-Cluster untersucht wurde. Damit konnte die Frage beantwortet werden, in welchen synoptischen Situationen die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl sich auf die Strahlungswirkung der Kondensstreifen-Cluster am stärksten auswirkt.

Kapitel 5

Globale Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren

In diesem Kapitel werden die Eiskristallbildung von Kondensstreifen sowie globale Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren untersucht. Dazu wurde die Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen (Kärcher et al., 2015), die hauptsächlich von den Rußpartikelemissionen und dem Atmosphärenzustand abhängt, in ECHAM5-CCMod eingebaut. In Kap. 5.1 wird zunächst mit der Parametrisierung (offline) die Abhängigkeit der Eiskristallbildung vom Luftdruck und Umgebungstemperatur bei verschiedenen Rußpartikelemissionen und einer konstant gehaltenen relativen Feuchte untersucht. In Kap. 5.2 werden globale Simulationsergebnisse mit der in das globale Klimamodell integrierten Parametrisierung aufgezeigt. Zunächst wird bei hohen Rußpartikelemissionen die Eiskristallbildung in Abhängigkeit von der Breitenregion, Jahreszeit und dem Höhenlevel analysiert (Kap. 5.2.1). Anschließend wird beleuchtet, wie eine variable anfängliche Eiskristallanzahl aufgrund des unterschiedlichen Atmosphärenzustands sich auf die Eigenschaften und Klimawirkung der Kondensstreifenzirren auswirkt (Kap. 5.2.2). Zum Schluss wird der Einfluss von um 80 % reduzierten Rußpartikelemissionen auf die globalen Eigenschaften und den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren ermittelt.

5.1 Sensitivitätsstudien zur Eiskristallbildung von Kondensstreifen

In Kap. 2.4 wurde bereits gezeigt, dass bei rußreichen Emissionen und Umgebungstemperaturen weit unterhalb des SA-Kriteriums die anfängliche Eispartikelanzahlkonzentration mit abnehmenden Rußemissionsindex näherungsweise linear abfällt (Kärcher and Yu, 2009). Bei rußarmen Emissionen verringert sich aufgrund des Vorhandenseins von Außen-aerosolpartikeln kaum noch die Eispartikelanzahlkonzentration trotz abnehmender Rußpartikelemissionen und bei Umgebungstemperaturen unterhalb von 218 K steigt die Eiskristallanzahlkonzentration mit weiter abnehmenden Rußpartikelemissionen sogar wieder an, da aufgrund der sehr hohen Wasserübersättigungen im Abgasstrahl zunehmend die ultrafeine, volatile Partikel aktiviert werden können (Kärcher and Yu, 2009).

Die nachfolgenden Studien sollen ein besseres Verständnis aufbringen, wie die Eiskristallbildung durch den Zustand der Atmosphäre bei unterschiedlichen Rußpartikelemissionen beeinflusst wird. Es wird nochmal darauf hingewiesen, dass in dieser vereinfachten Parametrisierung die Aktivierung der ultrafeinen, volatilen Partikeln nicht berücksichtigt wird

(Kap. 3.4.2). Der in Gl. 3.28 und 3.29 eingeführte Emissionsindex von Eis wird nachfolgend in Abhängigkeit von Luftdruck und Umgebungstemperatur für 3 verschiedene Rußemissionsindizes untersucht. Die verwendeten Eingangsparameter wurden in Kap. 3.4.4 aufgeführt.

5.1.1 Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur

Abb. 5.1 a zeigt den Emissionsindex von Eis in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur bei einem Atmosphärendruck von 240 hPa für 3 verschiedene Rußemissionsindizes (EI_s). Die SA-Grenztemperatur (Θ_G) beträgt unter diesen Bedingungen etwa 225,5 K. Unter Grenzbedingungen für die Bildung von Kondensstreifen ($\sim 0,1$ K unterhalb von Θ_G) werden Übersättigungen im Abgasstrahl von weniger als 1 % erreicht. In so einem Fall können aufgrund ihrer schlechten Wasserlöslichkeit sehr wenige und lediglich die größten Rußpartikel zu Tropfen aktiviert werden. Für die rußreichen Emissionen ($EI_s = 10^{15} \text{ kg}^{-1}$) können dann lediglich 3 % der emittierten Rußpartikel Eiskristalle formen. Bei weiterer Abnahme der Umgebungstemperatur steigt der Eisemissionsindex sehr steil an und beginnt ab etwa 223,5 K, wo bereits etwa 90 % der Rußpartikel Eiskristalle bilden können, deutlich abzufachen. Bei dieser Umgebungstemperatur beträgt (unter Vernachlässigung der Kondensationsverluste durch die Tröpfchenbildung) die maximale Wasserübersättigung im Abgasstrahl 15 %. Bei einer Umgebungstemperatur von 5 K unterhalb von Θ_G aktivieren bei einer maximal möglichen Abgasstrahl-Übersättigung von 40 % etwa 97 % der Rußpartikel zu Tropfen. Ab dieser Temperatur nähert sich der Eisemissionsindex nur noch durch geringfügiges Ansteigen dem Rußemissionsindex an. Damit liegt in der Nähe des SA-Kriteriums (bis etwa 3 K unterhalb von Θ_G) eine stark nichtlineare Beziehung zwischen anfänglicher Eiskristallanzahl und der maximal möglichen Wasserübersättigung im Abgasstrahl vor. Bei Umgebungstemperaturen weit unterhalb der SA-Grenztemperatur bewirkt eine 10-fache Verringerung des Rußemissionsindex (von 10^{15} auf 10^{14} kg^{-1}) eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl um etwa den selben Faktor. Je näher man sich den Grenzbedingungen für Kondensstreifenbildung annähert, umso einen geringeren Effekt hat die Reduktion der Rußpartikelemissionen auf die anfängliche Eiskristallanzahl: Bei einem Kelvin unterhalb von Θ_G verringert sich der Emissionsindex von Eis nur noch um etwa das 8,5-fache und bei 0,1 K lediglich um das 4-fache. Das hängt damit zusammen, dass der Anteil der aktivierten Rußpartikel umso geringer ist, je mehr Rußpartikel bei gleicher Wasserübersättigung im Abgasstrahl vorhanden sind.

Für die rußarme Emission ($EI_s = 10^{13} \text{ kg}^{-1}$) steigt der Eisemissionsindex ebenfalls vom SA-Grenzfall steil an, erreicht bei einer Umgebungstemperatur von 224 K ein Maximum, das um etwa 40 % größer als der dazugehörige Rußemissionsindex ist, und fällt mit abnehmender Außentemperatur wieder ab. Um dieses Verhalten näher zu beleuchten, veranschaulicht Abb. 5.1 b den Emissionsindex von Eis nur für die rußarme Emission und die jeweiligen Beiträge aus den aktivierten Rußpartikeln ($AEI_{i,s}$) und den eingemischten Hintergrundaerosolpartikeln ($AEI_{i,a}$). $AEI_{i,s}$ zeigt ein analoges Verhalten zum Eisemissionsindex bei rußreichen Emissionen (Abb. 5.1 a). Die Eispartikelanzahl aus den aktivierten eingemischten Außenaerosolpartikeln ($AEI_{i,a}$) steigt bis 224 K (ca. 1,5 K unterhalb von Θ_G) steil an, weil mit zunehmender Übersättigung im Abgasstrahl mehr Außenaerosolpartikel aktiviert werden können. Danach fällt $AEI_{i,a}$ mit abnehmender Umgebungstemperatur ab und verringert sich bei 200 K um 20 % relativ zum Maximum. Die Abnahme nach dem Maximum ist wie folgt zu erklären: In Kap. 3.4.3 wurde beschrieben, dass die Aktivierungsrelaxation, die in dieser Parametrisierung eine idealisierte Annahme der Tröpfchenbildung zu einem bestimmten Zeitpunkt darstellt, bei geringeren Umgebungstemperaturen früher stattfindet. Daher werden bis zu diesem Zeitpunkt weniger Hintergrundaerosolpartikel in

den Abgasstrahl eingemischt, sodass weniger von den Partikeln zur Eiskristallbildung zur Verfügung stehen und sich damit $AEI_{i,a}$ verringert. Dies wird in Gl. (3.29) durch den Term $\frac{1-D_0}{D_0}$ verdeutlicht, der ein Maß für die Einmischung der Umgebungsluft ist und zu einem früheren Zeitpunkt einen geringeren Betrag hat als zu einem späterem. Da bei einer drastischen Reduktion der Rußpartikelemissionen die eingemischten Außenaerosolpartikel signifikant zum Gesamtpartikelspektrum beitragen (siehe Anhang C.1), überträgt sich die Temperaturabhängigkeit von $AEI_{i,a}$ auf die Gesamteiskristallanzahl.

Die Temperaturabhängigkeit des Eisemissionsindex für $EI_s = 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ (Abb. 5.1 a) ähnelt sich stark mit derjenigen für 10^{15} kg^{-1} . Die eingemischten Hintergrundaerosolpartikel bewirken jedoch für diese Rußemission bereits einen relativ geringfügigen Effekt auf die Gesamteiskristallanzahl, wo der maximale Eisemissionsindex bei einer Umgebungstemperatur von etwa 218 K um 1,5 % größer als der Rußemissionsindex ist.

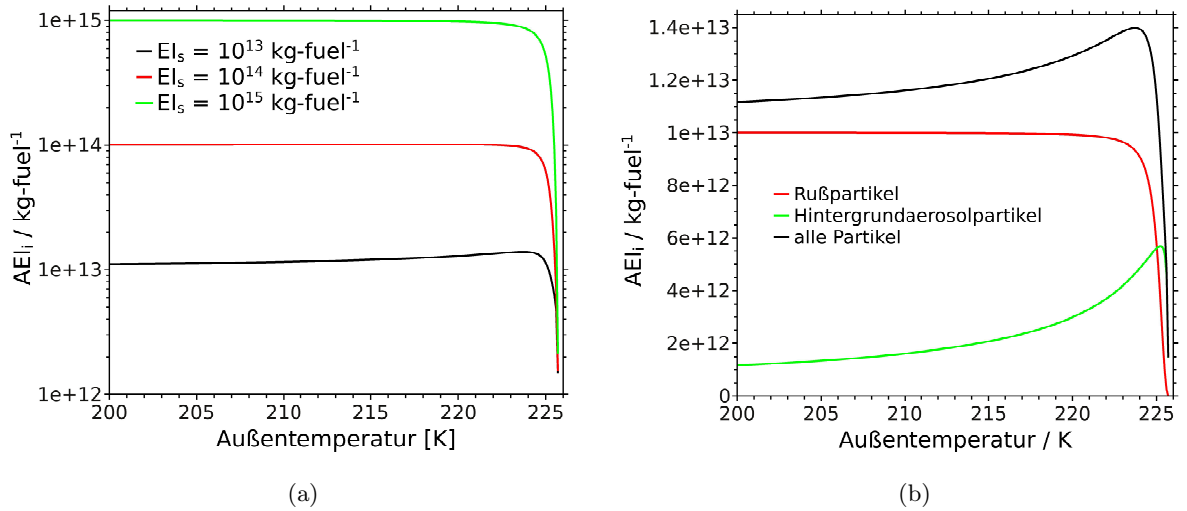


Abbildung 5.1: Emissionsindex von Eis (AEI_i) in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur bei einem Atmosphärendruck von 240 hPa und einer relativen Feuchte über Eis von 120 % (a) für die 3 verschiedenen Rußpartikelemissionen und (b) für $EI_s = 10^{13} \text{ kg}^{-1}$ (schwarze Kurve) mit den jeweiligen Beiträgen durch die aktivierten Rußpartikel (rote Kurve) und durch die aktivierten eingemischten Außenaerosolpartikel (grüne Kurve).

5.1.2 Abhängigkeit vom Atmosphärendruck

Abb. 5.2 a zeigt die prozentuale Änderung des Emissionsindex von Eis in Abhängigkeit vom Atmosphärendruck relativ zu 240 hPa für die 3 verschiedenen Rußpartikelemissionen bei einer konstant gehaltenen Umgebungstemperatur von 220 K. Für $EI_s = 10^{15} \text{ kg}^{-1}$ steigt mit zunehmendem Luftdruck die Eiskristallanzahl bis 320 hPa um etwa 1 % an, da aufgrund der höheren Steigung der Mischungsgerade (Gl. 3.21) sich Θ_G erhöht, höhere Wasserübersättigungen im Abgasstrahl generiert werden und somit mehr Rußpartikel Eiskristalle bilden können. Die Zunahme der Eiskristallanzahl ist deswegen so gering, weil bei 220 K und 240 hPa bereits fast alle Rußpartikel (mehr als 95 %) zu Tröpfchen aktiviert werden können. Der Eisemissionsindex verringert sich zwischen 240 hPa und 180 hPa um etwa 3 % wegen einer geringeren SA-Grenztemperatur und kleineren Wasserübersättigungen im Abgasstrahl. Die Abnahme des Eisemissionsindex wird unterhalb von 220 hPa größer, da die Bildung der Kondensstreifen näher am SA-Kriterium erfolgt und die bereits oben beschriebene nichtlineare Beziehung zwischen anfänglicher Eiskristallanzahl und maximaler Wasserübersättigung im Abgasstrahl vorliegt.

Bei der rußarmen Emission ($EI_s = 10^{13} \text{ kg}^{-1}$) verhält sich die Abhängigkeit vom Atmosphärendruck umgekehrt und ist deutlich stärker ausgeprägt als bei den rußreichen Emissionen. Die Verringerung des Luftdrucks von 240 auf 200 hPa führt zu einer Erhöhung der Eiskristallanzahl um 12 % und die Erhöhung des Luftdrucks auf 300 hPa zu einer Verringerung der Eiskristallanzahl um etwa 8 %. Um auch dieses Verhalten besser zu verstehen, zeigt Abb. 5.2 b den Emissionsindex von Eis nur für die rußarme Emission sowie die jeweiligen Beiträge durch die aktivierten Rußpartikel ($AEI_{i,s}$) und die eingemischten Außenaerosolpartikel ($AEI_{i,a}$). $AEI_{i,s}$ steigt analog zur Eiskristallanzahl für die rußreichen Emissionen (Abb. 5.2 a) mit zunehmendem Luftdruck geringfügig an. $AEI_{i,a}$ fällt dagegen mit zunehmendem Druck ab. Wie bei einer geringeren Umgebungstemperatur, findet der Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation bei höherem Luftdruck früher statt (siehe Kap. 3.4.3). Damit werden bis zu diesem Zeitpunkt weniger Außenaerosolpartikel eingemischt, sodass weniger Partikel für die Eiskristallbildung der Kondensstreifen zur Verfügung stehen. Zusätzlich hängt $AEI_{i,a}$ explizit von der Dichte im Abgasstrahl und damit dem Luftdruck ab und nimmt wegen $AEI_{i,a} \sim p_a^{-1}$ (Gl. 3.29) mit abnehmendem Luftdruck zu. Die gesamte Druckabhängigkeit von $AEI_{i,a}$ überträgt sich ebenfalls aufgrund des hohen Beitrags der eingemischten Außenaerosolpartikel zum Gesamtpartikelspektrum auf die gesamte Eiskristallanzahl.

Die Abhängigkeit der anfänglichen Eiskristallanzahl vom Atmosphärendruck für $EI_s = 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ illustriert einen Übergangszustand zwischen dem Verhalten bei $EI_s = 10^{15} \text{ kg}^{-1}$ und der rußarmen Emission, da bei dieser Rußpartikelemission sich der Einfluss der eingemischten Hintergrundaerosolpartikel auf die Eiskristallbildung geringfügig bemerkbar macht. Dabei ist bei einem im Vergleich zu 240 hPa höherem und geringerem Luftdruck der Eisemissionsindex jeweils um maximal 1 % verringert bzw. erhöht.

5.1.3 Höhenabhängigkeit unter Annahme einer Standardatmosphäre

In den vorherigen Abschnitten wurde jeweils nur eine Größe variiert, während die andere Größe unter idealisierter Annahme konstant gelassen wurde. In der Realität ändern sich jedoch meistens Luftdruck und Umgebungstemperatur gleichzeitig, wenn sich z. B. die Reise Flughöhe oder die Wetterbedingungen ändern. Nachfolgend wird daher die Eiskristallbildung in Abhängigkeit von der Höhe unter Annahme von Druck- und Temperaturwerten der internationalen Standardatmosphäre (ISO 2533:1975), die in Tab. 5.1 zusammengefasst sind, untersucht.

Ab einer Höhe von etwa 9.3 km wird das SA-Kriterium erfüllt und damit die Bildung von Kondensstreifen ermöglicht. Der Emissionsindex von Eis (Abb. 5.3) steigt ab dieser Höhe

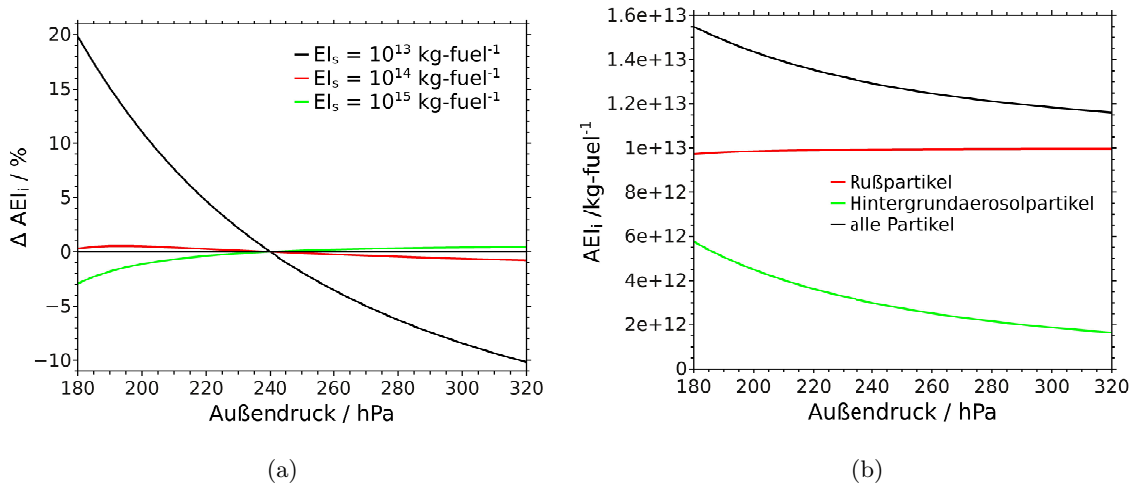


Abbildung 5.2: Emissionsindex von Eis (AEI_i) in Abhängigkeit vom Atmosphärendruck bei einer Umgebungstemperatur von 220 K und einer relativen Feuchte über Eis von 120 %: (a) Prozentuale Änderung zum Referenzwert von 240 hPa für 3 verschiedene Rußpartikelemissionen und (b) AEI_i für $EI_s = 10^{13} \text{ kg}^{-1}$ (schwarze Kurve) sowie jeweils dem Beitrag durch die aktivierten Rußpartikel (rote Kurve) und durch die aktivierten eingemischten Außenaerosolpartikel (grüne Kurve).

am Anfang für alle Rußpartikelemissionen steil an, weil mit abnehmender Umgebungstemperatur mehr Aerosolpartikel im Abgasstrahl zu Tröpfchen aktiviert werden können. Ab etwa 10 km bleibt die Eiskristallanzahl für die rußreichen Emissionen ($EI_s = 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ und 10^{15} kg^{-1}) ungefähr konstant und nähert sich dem zugehörigen Rußemissionsindex an. Für die rußarme Emission ($EI_s = 10^{13} \text{ kg}^{-1}$) erreicht die Eiskristallanzahl ein Maximum in 9.8 km und verringert sich anschließend bis zur Tropopause (11 km) um 5 % relativ zum Maximum. Wie man aus diesen Ergebnissen entnehmen kann, wird das Verhalten der Eiskristallbildung für alle Rußpartikelemissionen durch den Temperatureinfluss in der Atmosphäre dominiert. Der mit zunehmender Höhe abnehmende Atmosphärendruck würde ohne Temperaturänderung zu einem jeweils umgekehrten Verhalten der Eiskristallanzahl führen. In den Ergebnissen des nachfolgenden Unterkapitels ist daher zu erwarten, dass bei einem festen Rußemissionsindex die Unterschiede in der Eiskristallbildung maßgeblich durch die Differenzen in der Umgebungstemperatur bestimmt werden.

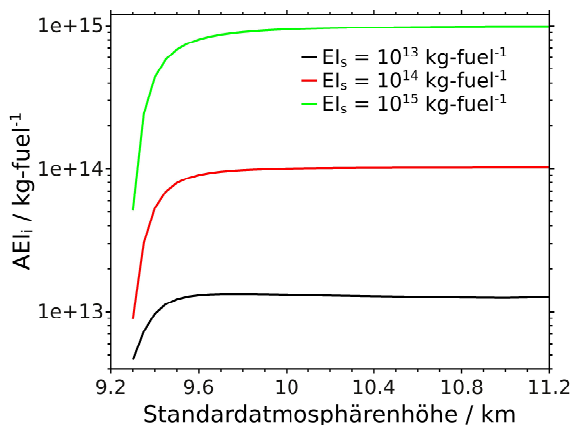


Abbildung 5.3: Emissionsindex von Eis (AEI_i) in Abhängigkeit von der Höhe unter Annahme von Druck- und Temperaturwerten der internationalen Standardatmosphäre (ISO 2533:1975) sowie einer relativen Feuchte über Eis von 120 % für die 3 verschiedenen Rußpartikelemissionen.

Höhe / km	Luftdruck / hPa	Umgebungstemperatur / K
9,3	293,9	227,7
9,4	289,6	227,1
9,5	285,2	226,4
9,6	280,9	225,8
9,7	276,7	225,1
9,8	272,5	224,5
9,9	268,4	223,8
10,0	264,3	223,2
10,1	260,3	222,5
10,2	256,4	221,9
10,3	252,4	221,2
10,4	248,6	220,6
10,5	244,7	219,9
10,6	241,0	219,3
10,7	237,2	218,6
10,8	233,5	218,0
10,9	229,9	217,3
11,0	226,3	216,7
11,1	222,8	216,7
11,2	219,3	216,7

Tabelle 5.1: Druck- und Temperaturwerte für die internationale Standardatmosphäre in Abhängigkeit von der Höhe. Die Werte sind ab einer Höhe von 9,3 km, wo die Bildung von Kondensstreifen unter Annahme einer relativen Feuchte über Eis von 120% einsetzen kann, dargestellt. Die Tropopause beginnt ab 11 km, sodass oberhalb von dieser Höhe die Umgebungstemperatur konstant bleibt.

5.2 Globale Simulationsergebnisse

Dieses Unterkapitel beschreibt Ergebnisse zu den globalen Simulationen von Kondensstreifenzirren mit der in ECHAM5-CCMod integrierten Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kärcher et al. (2015). Im ersten Teil dieses Unterkapitels wird die globale Verteilung der anfänglichen Eiskristallanzahl bei festgesetztem Rußemissionsindex in Abhängigkeit von der Breitenregion, dem Höhenlevel und der Jahreszeit dargestellt. Basierend auf diesen Ergebnissen wird untersucht, wie sich eine aufgrund der Synoptik variable anfängliche Eiskristallanzahl auf die Eigenschaften und Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen auswirkt (Kap. 5.2.2). Zum Schluss wird mit der eingebundenen Parametrisierung der Effekt reduzierter Rußpartikelemissionen auf Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren untersucht (Kap. 5.2.3). Die verwendeten Eingangsparameter und eine Übersicht zu den verschiedenen Modellläufen ist in Kap. 3.5 beschrieben.

5.2.1 Eiskristallbildung bei aktuellen Rußpartikelemissionen

Nachfolgend wird die globale Verteilung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen für hohe Rußpartikelemissionen ($EI_s=5\cdot 10^{14} \text{ kg}^{-1}$) untersucht.

Regionale Abhängigkeit

Abb. 5.4 a zeigt den über ein Jahr gemittelten Eisemissionsindex in 240 hPa und damit in der Nähe des Hauptreisefluglevels in 230 hPa. Der Flugverkehr findet hauptsächlich (mehr als 90 %) in den nördlichen Breiten statt. Im Großteil der Extratropen (also nördlich von 30-40°N bzw. südlich von 30°S) entspricht der Eisemissionsindex ungefähr dem Rußemissionsindex, sodass fast alle vom Flugzeug emittierten Rußpartikel zu Tropfen aktivieren und anschließend Eiskristalle bilden können. Dies hängt damit zusammen, dass dort die mittlere Temperaturdifferenz zur SA-Grenztemperatur Θ_G (Abb. 5.4 b) in 240 hPa meistens mehr als 5 K beträgt. Über Ostasien und dem Pazifik im Breitenbereich zwischen 25 und 40° N können sich aufgrund von höheren Umgebungstemperaturen etwa 10-15 % weniger Eiskristalle bilden. In den Tropen liegen die Umgebungstemperaturen im Jahresmittel nur wenige (Zehntel) Kelvin unterhalb von Θ_G . Dementsprechend können sich dort deutlich weniger Eispartikel bilden als in den Extratropen. Insbesondere über dem äquatorialen Pazifik und dem indischen Ozean betragen die mittleren Temperaturdifferenzen zum Bildungskriterium nur einige Zehntel Kelvin. Deswegen formen in diesen Regionen teilweise nur weniger als der Hälfte der emittierten Rußpartikel Eiskristalle. Über den tropischen Kontinenten, insbesondere Afrika, ist es dagegen etwas kälter, sodass der Eisemissionsindex deutlich höher als über den Ozeanen ist. Die Unterschiede bezüglich der Eiskristallbildung im Norden von Südamerika resultieren aus dem Einfluss der Topographie. Über den Anden sind die Modelllevel aufgrund der vertikalen Diskretisierung noch leicht ausgelenkt, was zu geringeren Umgebungstemperaturen führt und dadurch fast alle Rußpartikel Eiskristalle bilden können. Im restlichen Gebiet (hauptsächlich Amazonas) ist dagegen die Temperaturdifferenz zu Θ_G deutlich geringer und damit der Eisemissionsindex gegenüber dem Rußemissionsindex um 30-50 % reduziert.

Abhängigkeit vom Höhenlevel

Abb. 5.5 a veranschaulicht den über ein Jahr gemittelten Eisemissionsindex in einem tieferen Höhenlevel in 300 hPa. Über Europa und den USA bilden sich nun auch in den weiter nördlicheren Regionen (40-60° N) um 10-20 % weniger Eiskristalle als emittierte Rußpartikel vorhanden sind. In den Tropen können aufgrund zu hoher Außentemperaturen oder zu

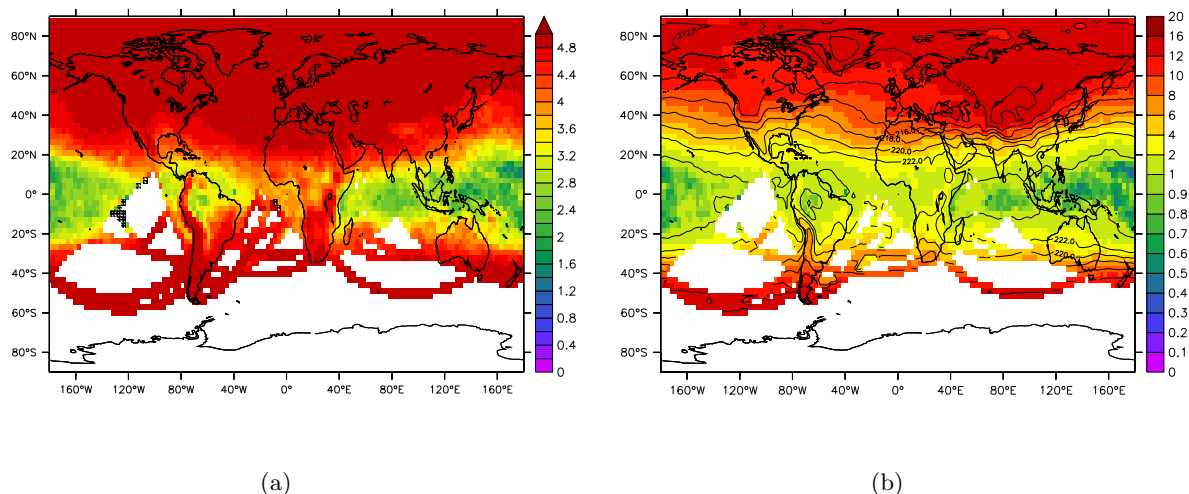


Abbildung 5.4: Jährlich gemittelte globale Verteilung von dem (a) Emissionsindex von Eis (Farbskala in 10^{14} kg^{-1}) und (b) der Temperaturdifferenz zur SA-Grenztemperatur in K (Farbskala) sowie der Umgebungstemperatur in K (schwarze Konturlinien) in 240 hPa. Die weißen Flächen kennzeichnen die Regionen, wo kein oder nur ein sehr geringfügiges Flugverkehrsaufkommen ist. Der schraffierte Bereich stellt die Regionen dar, wo trotz vorhandenen Flugverkehrs wegen zu hoher Umgebungstemperaturen oder eisuntersättigten Bedingungen keine persistenten Kondensstreifen entstehen können.

trockenen Umgebungsbedingungen keine persistenten Kondensstreifen entstehen (schraffierter Bereich). In den Subtropen (etwa südlich von 30° N) findet zu dem schraffierten Bereich ein scharfer Übergang statt, wo der Eisemissionsindex gegenüber dem Rußemissionsindex nur um maximal 20-40 % verringert ist. Basierend auf den Ergebnissen in 240 hPa (Abb. 5.4 a) würde man einen fließenden Übergangsbereich erwarten, wo sich weiter im Süden Kondensstreifen noch sehr nahe am SA-Kriterium bilden würden und der Eisemissionsindex deutlich verringert wäre. Genau in diesem Übergangsbereich zu den Tropen treten in 300 hPa eisübersättigte Gebiete nur noch selten auf (Lamquin et al., 2012). Daher wird in diesem Gebiet die Bildung von persistenten Kondensstreifen weniger durch das Temperaturkriterium, sondern mehr durch eine zu geringe Feuchte limitiert.

Einfluss der Jahreszeit

Abb. 5.5 b zeigt nun den nur über die Nordhemisphären-Sommermonate gemittelten Emissionsindex von Eis in 240 hPa. In vielen Regionen der nördlichen Extratropen, v. a. über Europa, können noch immer fast alle Rußpartikel Eiskristalle bilden. Über dem Südosten der USA, Ostasien und dem Ostpazifik ist aufgrund der höheren Umgebungstemperaturen der Eisemissionsindex um 30-50 % gegenüber dem Rußemissionsindex verringert. In den Tropen existieren im Gegensatz zum Jahresmittel in 240 hPa nun großflächig Gebiete, wo trotz vorhandenen Luftverkehrs keine persistenten Kondensstreifen entstehen können. Dies liegt hauptsächlich an den höheren Umgebungstemperaturen (oberhalb von Θ_G) und betrifft v. a. Südasiens, Indonesien und den äquatorialen Pazifik. Über Nordostafrika und Südosteuropa ist es im Sommer außerdem sehr trocken, sodass eisuntersättigte Bedingungen herrschen und damit analog zu obiger Erklärung Kondensstreifen nicht persistent bleiben können, selbst wenn das SA-Kriterium erfüllt ist. Über dem Amazonas und insbesondere Zentralafrika entstehen Kondensstreifen häufiger sehr nahe am SA-Kriterium und bilden damit deutlich weniger Eiskristalle als im Jahresmittel betrachtet.

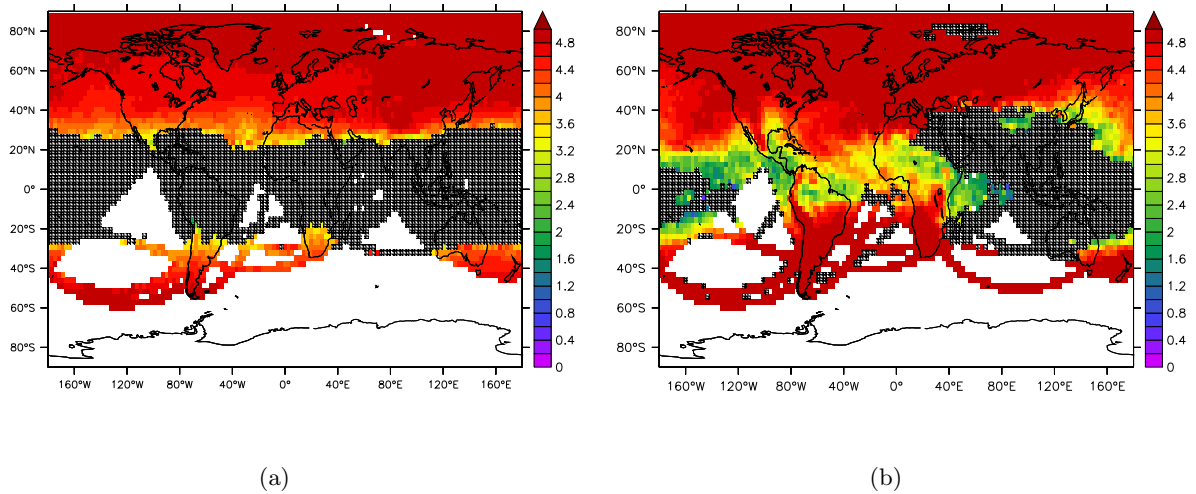


Abbildung 5.5: Globale Verteilung vom Emissionsindex von Eis (Farbskala in 10^{14} kg^{-1}) (a) jährlich gemittelt in 300 hPa und (b) nur über die Sommermonate gemittelt in 240 hPa. Die weißen Flächen kennzeichnen die Regionen, wo kein oder nur ein sehr geringfügiges Flugverkehrsaufkommen ist. Der schraffierte Bereich stellt die Regionen dar, wo trotz vorhandenen Flugverkehrs wegen zu hoher Umgebungstemperaturen oder eisuntersättigten Bedingungen keine persistenten Kondensstreifen entstehen können.

Effekt des Treibstoffverbrauchs

Die anfängliche Eiskristallanzahl neu gebildeter Kondensstreifen hängt bei einem bestimmten Rußemissionsindex nicht nur vom Atmosphärenzustand ab, sondern variiert auch mit dem Treibstoffverbrauch (Gl. 3.31), der die Masse verbrannten Kerosins pro Flugstrecke angibt. Abb. 5.6 a zeigt den jährlich gemittelten Treibstoffverbrauch in 240 hPa. Dieser ist in den Langstreckenflugregionen (insbesondere Nord- und Südpazifikrouten) am größten ($> 0,01 \text{ kgm}^{-1}$). Der entscheidende Grund dafür ist die höhere Abflugmasse der größeren Passagierflugzeuge und der höheren Menge an Treibstoff, die mitgenommen werden muss. Auch über den Atlantikrouten zwischen Europa und Südamerika, dem indischen Ozean sowie in Teilen von Asien und Afrika ist dieser relativ hoch. Über Europa und den USA, wo die Flugverkehrsdichte vergleichsweise sehr hoch ist, ist der Treibstoffverbrauch dagegen um etwa 80 bis 85 % geringer als über den Pazifikrouten, da in diesen Regionen hauptsächlich Kurzstreckenflüge mit einer deutlich kleineren Abflugmasse stattfinden.

Wie bereits beschrieben wurde, liegt der Eisemissionsindex im Hauptreisefluglevel und in den Breiten nördlich von 40° N generell nahe dem Rußemissionsindex (Abb. 5.5 a), da aufgrund der Umgebungstemperaturen weit unterhalb von Θ_G fast alle Rußpartikel Eiskristalle bilden können. Die Unterschiede in der anfänglichen Eiskristallanzahl pro Flugstrecke (Abb. 5.6 b) resultieren daher in den Extratropen in 240 hPa maßgeblich durch den unterschiedlichen Treibstoffverbrauch. Damit ist die Eiskristallanzahl innerhalb der Kurzstreckenflugrouten (über den USA und Europa) um 80 bis 85 % geringer als über den Langstreckenflugrouten über dem Pazifik. Auch in den Tropen werden Unterschiede in der Eiskristallbildung aufgrund des unterschiedlichen Treibstoffverbrauchs sichtbar. Dort kommen nun aber auch die Unterschiede in der anfänglichen Eiskristallanzahl aufgrund des Atmosphärenzustands hinzu. Dies wird beispielsweise in dem Flugverkehrsstreifen im

Südwestpazifik (zwischen 30°S - 25°N und 100 - 180°W) sichtbar, wo bei ähnlich hohem Treibstoffverbrauch (Abb. 5.6 a) die anfängliche Eiskristallanzahl in Äquatornähe aufgrund höherer Umgebungstemperaturen um bis zu 50 % geringer ist als diejenige in der Nähe der Wendekreise.

In früheren Studien (Bock, 2014; Bock and Burkhardt, 2016a,b) wurde innerhalb von globalen Simulationen stets eine feste, anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen vorgeschrieben. Damit wurde zum einen die Eiskristallanzahl von neu gebildeten Kondensstreifen nahe dem Bildungskriterium überschätzt und zum anderen die Variabilität aufgrund des unterschiedlichen Treibstoffverbrauchs nicht berücksichtigt. In dieser Arbeit geht es darum zu untersuchen, welche Auswirkungen eine durch den Atmosphärenzustand hervorgerufene variable anfängliche Eiskristallanzahl auf die Eigenschaften und Strahlungswirkung von Kondensstreifen aller Altersklassen hat. Aus den oben beschriebenen Ergebnissen ist zu erwarten, dass der Effekt in den Tropen, in den Sommermonaten auf der Nordhemisphäre und in tieferen Höhen in den Extratropen am größten sein wird.

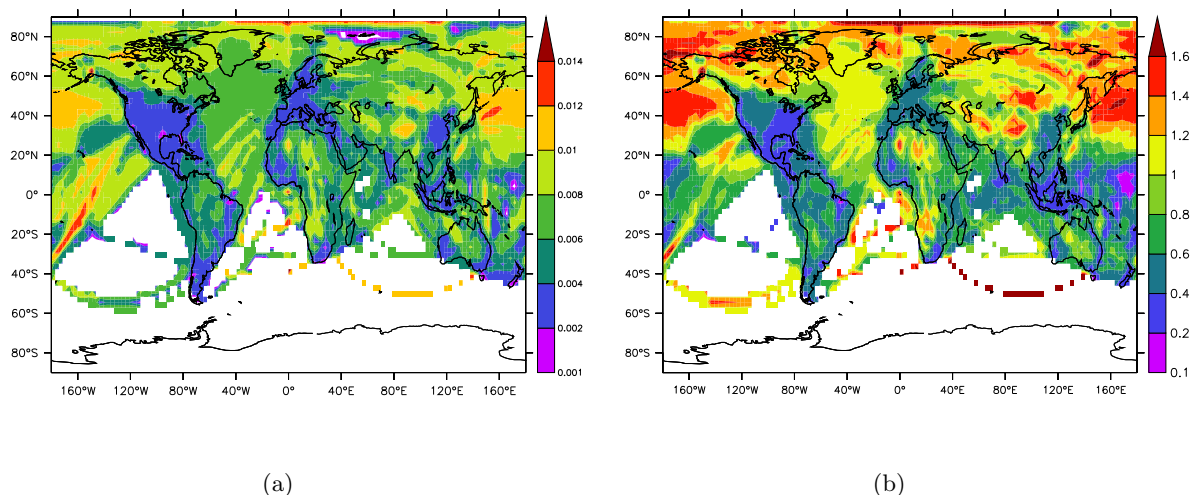


Abbildung 5.6: Jährlich gemittelte globale Verteilung von (a) dem Treibstoffverbrauch in kgm^{-1} und (b) der anfänglichen Eiskristallanzahl pro Flugstrecke relativ zu einem Referenzwert von $3,42 \cdot 10^{12} m^{-1}$ in 240 hPa. Der Referenzwert wurde hier als Mittel über die nördlichen Extratropen zwischen 30 und 60°N in 240 hPa, wo der Großteil des Flugverkehrs stattfindet, gewählt.

5.2.2 Einfluss der Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl

Dieser Abschnitt beschreibt den Effekt der in ECHAM5-CCMod eingebauten Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl auf die globalen Eigenschaften von Kondensstreifen aller Altersklassen. Dazu wurde die bereits in Kap. 5.2.1 beschriebene Simulation verwendet und wird nachfolgend als Modelllauf mit „hohen Rußemissionen“ bezeichnet. In der dazugehörigen Referenzsimulation wurde unter der idealisierten Annahme, dass unabhängig von den atmosphärischen Bedingungen alle emittierten Rußpartikel Eiskristalle bilden, der Eisemissionsindex gleich dem obigen Rußemissionsindex ($5 \cdot 10^{14} kg^{-1}$) festgesetzt. Der unterschiedliche Treibstoffverbrauch wurde in der Referenzsimulation ebenfalls berücksichtigt. Zunächst werden Unterschiede in der globalen Verteilung nahe dem Hauptreisefluglevels in 240 hPa betrachtet und anschließend Differenzen in Höhenprofilen für unterschiedliche Breitenregionen sowie nur für die Nordhemisphären-

Sommermonate aufgezeigt.

Unterschiede im Hauptflugverkehrslevel

Abb. 5.7 a zeigt die mittlere Eiskristallanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren bei dem Modelllauf mit hohen Rußemissionen. Die höchsten Anzahlkonzentrationen (40 bis 60 cm^{-3}) sind v. a. in den Hauptflugverkehrsgebieten über den USA, Südwesteuropa und den Nordatlantikrouten zu verzeichnen, treten aber auch in den Flugverkehrskorridoren bei den Golfstaaten auf. Vergleichsweise hohe Werte (30 bis 40 cm^{-3}) sind auch über dem Nordpazifik und einigen Regionen von Asien festzustellen. Über Kanada und Nordasien ist die mittlere Eiskristallanzahlkonzentration meistens um etwa 40-60 % geringer und in den restlichen Regionen, wo deutlich weniger Flugverkehr stattfindet, meistens um mehr als 90 % geringer als in den Hauptflugverkehrsgebieten. Das globale Verteilungsmuster der Eispartikelanzahlkonzentration deckt sich qualitativ mit der Studie von Bock and Burkhardt (2016b). Die mittlere Eispartikelanzahlkonzentration ist in dieser Studie über dem Nordatlantik größer und dagegen über den Tropen und über der Südhemisphäre tendenziell geringer als in Bock and Burkhardt (2016b).

Abb. 5.7 d stellt die relative Änderung der Eispartikelanzahlkonzentration im Vergleich zur Referenzsimulation dar. In den nördlichen Extratropen und insbesondere in den Hauptflugverkehrsgebieten betragen die Unterschiede vorwiegend weniger als 10 % und sind dort in den meisten Gebieten statistisch nicht signifikant. Dies liegt daran, dass Kondensstreifen in den nördlichen Extratropen in 240 hPa meistens weit unterhalb der SA-Grenztemperatur entstehen, sodass häufig mehr als 90 % der emittierten Rußpartikel Eiskristalle bilden können (Abb. 5.4 a). Damit sind die Unterschiede bezüglich der anfänglichen Eiskristallanzahl zwischen beiden Simulationen meistens sehr gering. In einigen Regionen davon treten allerdings aufgrund der natürlichen Variabilität zwischen den beiden Simulationen sowohl positive als auch negative Abweichungen (teilweise signifikant) um bis zu 20 % auf. Dies ist beispielsweise über den Golfstaaten und nördlich von Indien der Fall. Großräumige und signifikante Verringerungen der mittleren Eiskristallanzahlkonzentration ereignen sich in den tropischen Gebieten, da Kondensstreifen dort sich häufiger nahe dem SA-Kriterium bilden und der Eisemissionsindex von neugebildeten Kondensstreifen meistens um mindestens 20 % gegenüber dem Rußemissionsindex reduziert ist. Die Verringerungen der Eispartikelanzahlkonzentration sind über Indonesien, dem indischen Ozean, Nordostaustralien und über Kuba mit mehr als 50 % am größten. Generell treten analog zur anfänglichen Eiskristallbildung geringere Unterschiede über den Kontinenten als über den Ozeanen auf. So ist über Zentralafrika die Eispartikelanzahlkonzentration lediglich um 10 bis 30 % reduziert. In einigen wenigen Regionen sind auch außerhalb der Tropen, z. B. südlich von Australien, um bis zu etwa 50 % erhöhte bzw. verringerte Eispartikelanzahlkonzentrationen zu verzeichnen, obwohl sich die anfängliche Eiskristallanzahl gegenüber dem Referenzlauf kaum unterscheidet. Dabei handelt es sich jedoch um Regionen, wo die Eiskristallanzahlkonzentration der Kondensstreifenzirren so gering ($< 0,1 \text{ cm}^{-3}$) ist, dass größere relative Unterschiede zwischen beiden Simulationen eher zufällig auftreten und in Bezug auf die Änderung der Klimawirkung durch Kondensstreifenzirren kaum Relevanz haben.

Die optische Dicke weist bei den hohen Rußemissionen (Abb. 5.7 b) ähnlich zur Eispartikelanzahlkonzentration Maxima (zwischen 0,1 und 0,2) über Europa, dem Nordatlantikkorridor und den USA auf, nimmt aber auch vergleichsweise hohe Werte innerhalb der Flugrouten des Nordpazifiks an. Im Südosten der USA ist die optische Dicke der Kondensstreifenzirren um 40 bis 80 % größer als in den restlichen Hauptflugverkehrsgebieten und damit auch Europa. Dieser deutliche Unterschied deckt sich auch qualitativ mit der Studie von Bock and Burkhardt (2016b, Fig. A3 c). Dagegen ist die optische Dicke in diesem Modelllauf über Südostasien um 40 bis 60 % und nördlich von Indonesien mit Werten

unterhalb von 0,05 sogar um 80 bis 90 % geringer als in der oben genannten Studie. Dies hängt zum einen damit zusammen, dass Kondensstreifen sich in diesen Regionen häufiger nahe dem SA-Kriterium bilden. Hinzu kommt der relativ geringe Treibstoffverbrauch aufgrund der Kurzstreckenflugrouten (Abb. 5.6 a), der die anfängliche Eiskristallanzahl im Vergleich zu den früheren Studien ebenfalls herabsetzt.

Die Reduktion der optischen Dicke im Vergleich zum Referenzlauf (Abb. 5.7 e) macht sich aufgrund der geringeren anfänglichen Eiskristallanzahl von neu gebildeten Kondensstreifen hauptsächlich in den Tropen bemerkbar. Die stärksten Reduktionen (30 bis 40 %, signifikant) treten über den äquatorialen Ozeanen, Indonesien und Westbrasilien auf, wogegen die Verringerungen über Afrika mit 10 bis 20 % schwächer ausgeprägt sind. Signifikante Unterschiede in den Extratropen sind aufgrund der natürlichen Variabilität nur in vereinzelten Regionen (z. B. nördlich von Indien und über Japan) zu verzeichnen.

Der mittlere Eiswassergehalt (Abb. 5.7 c) zeigt eine ähnliche globale Verteilung wie die optische Dicke mit ebenfalls stark ausgeprägtem Unterschied zwischen dem Südosten der USA und Europa. Im Gegensatz zur optischen Dicke treten gegenüber Europa nicht nur deutlich erhöhte Werte (40 bis 80 %) über den USA, sondern auch über Japan, dem Nordpazifik, Südafrika, Südostaustralien und Ostbrasilien auf, da in diesen Gebieten im Jahresmittel mehr Wasser zur Deposition zur Verfügung steht. Die Reduktion des Eiswassergehalts relativ zum Referenzlauf (Abb. 5.7 f) ist in den meisten tropischen Regionen statistisch signifikant und verhält sich qualitativ ähnlich zur Änderung der optischen Dicke. Kondensstreifen haben durch die Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl über dem Pazifik einen um 50 bis 60 % und über Zentralafrika um einen 30 bis 40 % kleineren Eiswassergehalt. Die geringere anfängliche Eiskristallanzahl kann zwar für junge Kondensstreifen durch früher einsetzende Sedimentation einen geringfügigen Zuwachs der Eiswassermasse bewirken, doch für den gesamten Lebenszyklus betrachtet kann die Eiswassermasse insbesondere von mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifen-Clustern deutlich abnehmen (Kap. 4.1).

Tab. 5.2 fasst die global gemittelten Größen nahe dem Hauptreisefluglevel (240 hPa) zusammen. Die Berücksichtigung der Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl bewirkt, dass sich die Eiskristallanzahlkonzentration, der Eiswassergehalt und die optische Dicke von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen sich jeweils um 4,5 %, 7,4 % und 9,1 % verringern. Der überlappte Bedeckungsgrad von mit Satelliten detektierbaren Kondensstreifenzirren und der Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren (Unterschiede beider Größen in der globalen Verteilung nicht gezeigt) sinken geringfügig um jeweils 2 % und 3 % gegenüber dem Referenzlauf. Die Unsicherheitsintervalle der globalen Mittel überlappen sich zwischen Modelllauf mit hohen Rußemissionen und der Referenzsimulation bei der Eispartikelanzahlkonzentration, des überlappten Bedeckungsgrads ($\tau > 0,05$) und des Netto-Strahlungsantriebs (Tab. 5.2).

Variable	Referenzlauf	hohe Rußpartikelemissionen	geringe Rußpartikelemissionen
N_{tot}	1,16 +- 0,05	1,13 +-0,05	0,23 +-0,01
n_{cc}	7,39 +- 0,19	7,06 +- 0,18	1,44+- 0,04
iwc_{cc}	0,68 +-0,02	0,63 +- 0,02	0,33 +- 0,02
τ_{cc}	0,044 +- 0,001	0,040 +-0,001	0,016 +- 0,005
$b_{cc,tot,0,05}$	0,53 +- 0,03	0,52 +- 0,02	0,13 +- 0,01
$RF_{cc,net}$	41,7+-2,6	40,4+-2,5	17,4 +- 1,1

Tabelle 5.2: Global aufsummierte anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen (N_{tot}) in 10^{18} (dimensionslos) und global gemittelte Eispartikelanzahlkonzentration (n_{cc}) in cm^{-3} , Eiswassergehalt (iwc_{cc}) in mgm^{-3} und optische Dicke (τ_{cc}) von Kondensstreifenzirren jeweils in 240 hPa sowie überlappter, gescherter Bedeckungsgrad für optische Dicken $> 0,05$ in % und Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren in mWm^{-2} . n_{cc} , iwc_{cc} und τ_{cc} wurden immer nur dann gemittelt, wenn Kondensstreifenzirren vorhanden waren. Eispartikelanzahlkonzentration und Eiswassergehalt beschreiben jeweils “in-cloud”-Werte. Die 3. und 4. Spalte zeigen jeweils die Werte für die Modellläufe mit hohen und geringen Rußemissionen und die 2. Spalte stellt die Werte aus der Referenzsimulation zu dem Modelllauf mit hohen Rußemissionen dar. Zu den Mittelwerten ist stets die mittlere Standardabweichung der Größen als Maß für die Unsicherheit angegeben.

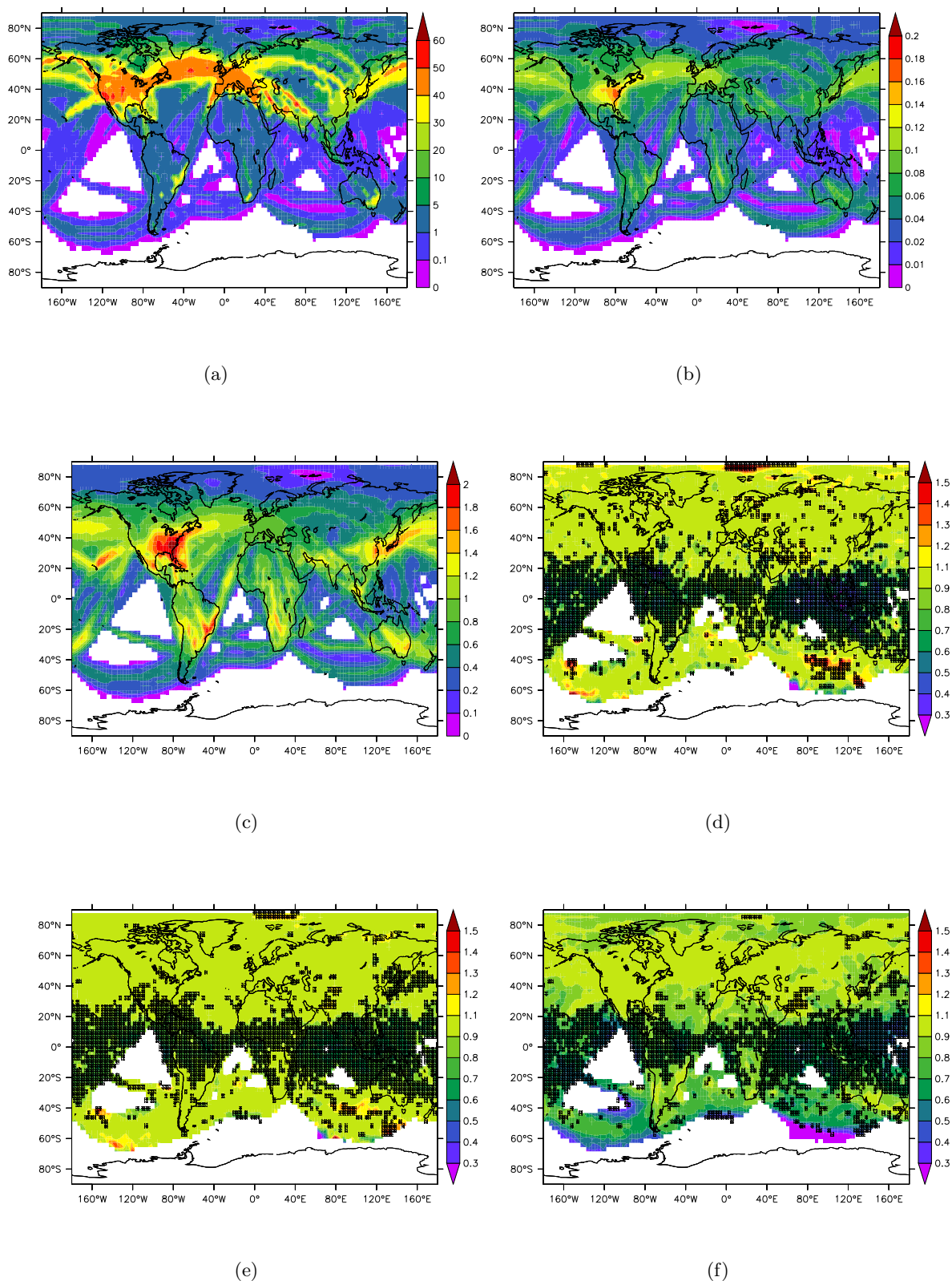


Abbildung 5.7: Globale Verteilung von (a) Eispartikelanzahlkonzentration in cm^{-3} ("in-cloud"), (b) optischer Dicke und (c) Eiswassergehalt in mgm^{-3} ("in-cloud") für hohe Rußpartikelemissionen in 240 hPa sowie Verhältnis von (d) Eispartikelanzahlkonzentration, (e) optischer Dicke, (f) Eiswassergehalt zwischen dem Modelllauf mit hohen Rußemissionen und der Referenzsimulation in der selben Höhe. Die schraffierten Bereiche in d bis f kennzeichnen die Regionen, wo die entsprechenden Differenzen zwischen den beiden Modellläufen im 99%-Niveau statistisch signifikant sind.

Unterschiede in anderen Höhenlevel und im Sommer

Abb. 5.8 zeigt jeweils für den Modelllauf mit hohen Rußemissionen und dem Referenzlauf (a) die anfängliche Eiskristallanzahl neu gebildeter Kondensstreifen, (b) die Eispartikelanzahlkonzentration, (c) die optische Dicke und (d) den Eiswassergehalt von Kondensstreifen aller Altersklassen jeweils gemittelt für die nördlichen Extratropen (alle Jahreszeiten und Sommer) sowie für die Tropen. Zur besseren Veranschaulichung werden in (e) und (f) die prozentualen Unterschiede zwischen Referenzlauf und Modelllauf mit hohen Rußemissionen für die jeweiligen Größen illustriert.

Generell werden die maximalen Eiskristallanzahlkonzentrationen von Kondensstreifen aller Altersklassen in denjenigen Höhen erreicht, wo auch die anfängliche Eiskristallanzahl am größten ist. Die maximale Eispartikelanzahlkonzentration in den Tropen befindet sich 200 hPa und damit etwas oberhalb des Hauptflugverkehrslevels auf, da dort erst in dieser Höhe Kondensstreifen weit unterhalb des SA-Kriteriums entstehen und damit die anfängliche Eiskristallanzahl am größten ist. Dieses Maximum ist um etwa 80 % geringer als die in 240 hPa befindlichen maximale Eispartikelanzahlkonzentration in den nördlichen Extratropen, da in der letzteren Breitenregion die Flugverkehrsdichte deutlich höher ist und damit häufiger neue Kondensstreifen entstehen. Unterhalb des Hauptreisefluglevels nimmt die Eispartikelanzahlkonzentration für alle Breitenregionen kontinuierlich ab. In den Tropen können unterhalb von 300 hPa aufgrund zu hoher Umgebungstemperaturen bzw. geringer Feuchte kaum noch Kondensstreifen entstehen und in den nördlichen Extratropen ist die Eispartikelanzahlkonzentration in 360 hPa um etwa eine Größenordnung relativ zum Maximum herabgesunken. Die Unterschiede zwischen Referenzlauf und Modelllauf mit hohen Rußemissionen liegen für die anfängliche Eiskristallanzahl und die Eiskristallanzahlkonzentration von Kondensstreifen in den nördlichen Extratropen (schwarz) zwischen 200 und 280 hPa unterhalb von 5 %. Dies hängt damit zusammen, dass sich Kondensstreifen in diesem Breitenbereich nahe dem Hauptflugverkehrslevel häufig weit unterhalb des SA-Kriteriums bilden (Abb. 5.4 a). Oberhalb von 240 hPa sind beide Größen im Vergleich zur Referenzsimulation sogar höher. Die positiven Unterschiede könnten mit der natürlichen Variabilität zwischen beiden Simulationen zusammenhängen. Unterhalb von 300 hPa ist die Eiskristallanzahlkonzentration von Kondensstreifen um 10 bis 15 % verringert, da die Entstehung von Kondensstreifen nun häufiger nahe dem Bildungskriterium erfolgt (Abb. 5.5 a). Die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl ist dennoch relativ gering, da die Entstehung persistenter Kondensstreifen in den tieferen Schichten häufiger durch eine zu geringe Feuchte (Eisuntersättigung) als durch das Temperaturkriterium limitiert wird. Im Nordhemisphären-Sommer (rot) ist bereits in 240 hPa die Eispartikelanzahlkonzentration um etwa 10 % verringert, da aufgrund der höheren Umgebungstemperaturen über dem Südosten der USA der Eisemissionsindex um 10-20 % und über dem Ostpazifik sogar um bis zu 50 % gegenüber dem Rußemissionsindex verringert wird (Abb. 5.5 b). In den Tropen verringert sich die anfängliche Eiskristallanzahl bereits deutlich in 240 hPa und 280 hPa um jeweils 15 und 30 %, da dort im Hauptflugverkehrslevel die Temperaturen im Jahresmittel nur wenige Kelvin unterhalb von Θ_G liegen (Abb. 5.4 b), sofern Kondensstreifen entstehen. Die mittlere Eispartikelanzahlkonzentration verringert sich in den entsprechenden Höhen um jeweils 22 und 45 % gegenüber der Referenzsimulation. Damit ist v. a. in den Tropen die Reduktion der Eiskristallanzahlkonzentration von Kondensstreifen aller Altersklassen gegenüber der Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl deutlich höher. Dies hängt mit vielen nichtlinearen Prozessen zusammen. Ein entscheidender davon ist der Sedimentationsverlust von Eiskristallen im Laufe des Lebenszyklus von Kondensstreifen, der bei einer Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in feuchten und großräumig eisübersättigten Gebieten stark zunehmen und zum Gesamteiskristallverlust deutlich beitragen kann (siehe Kap. 4.2.2).

Die maximale optische Dicke und der maximale Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren (Abb. 5.8 c und d) sind in den nördlichen Extratropen für den Referenzlauf im Sommer um jeweils 10 und 13 % größer als für alle Jahreszeiten gemittelt. Dies hängt damit zusammen, dass im Sommer aufgrund der höheren Umgebungstemperaturen mehr Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung steht und die Eispartikel stärker anwachsen und mehr Eiswassermasse aufnehmen können. Aufgrund der geringeren Eiskristallanzahlkonzentration ist die maximale optische Dicke in den Tropen um etwa die Hälfte geringer als die maximale optische Dicke in den nördlichen Extratropen. Das Maximum des Eiswassergehalts befindet sich jeweils für Tropen und nördliche Extratropen in 220 hPa und 280 hPa und damit unterhalb der jeweiligen Maxima der Eispartikelanzahlkonzentration und optischen Dicke. Der Grund besteht darin, dass Eiskristalle in tiefere und feuchtere Schichten sedimentieren und durch Deposition anwachsen können. Damit nimmt im Mittel der Eiswassergehalt der Kondensstreifenzirren trotz Abnahme der Eispartikelanzahlkonzentration zunächst zu, bis nach Erreichen des Maximums die Aufnahme des zur Deposition zur Verfügung stehenden Wassers durch die verringerte Eispartikelanzahlkonzentration limitiert wird (Bock and Burkhardt, 2016a).

Abb. 5.8 f zeigt die prozentualen Unterschiede in der optischen Dicke (durchgezogen) zwischen Modelllauf mit hohen Rußemissionen und Referenzlauf. Ähnlich wie bei der Eispartikelanzahlkonzentration sind die Differenzen in den nördlichen Extratropen nahe dem Hauptreisefluglevel mit weniger als 5 % ziemlich gering und betragen selbst unterhalb von 300 hPa nur etwa 7 %. Im Nordhemisphären-Sommer verringert sich aufgrund der größeren Differenzen in der Eispartikelanzahlkonzentration die optische Dicke in 240 hPa um etwa 8 % und unterhalb von 300 hPa um ca. 13 %. In den Tropen wird dagegen die optische Dicke in 220 hPa bereits um 5 % und in 300 hPa um 25 % gegenüber dem Referenzlauf reduziert. Die optische Dicke wird im Modell abhängig vom Eiswassergehalt und der Eispartikelanzahlkonzentration parametrisiert. Die prozentualen Unterschiede (Abb. 5.8 f) für den Eiswassergehalt verhalten sich daher ähnlich zur optischen Dicke, sind aber um bis zu 5 Prozentpunkte kleiner. Die stärkere Reduktion der optischen Dicke resultiert daraus, dass nicht nur der mittlere Eiswassergehalt verringert wird, sondern aufgrund der geringeren Eiskristallanzahlkonzentration die Effektivradien auch im Mittel größer werden.

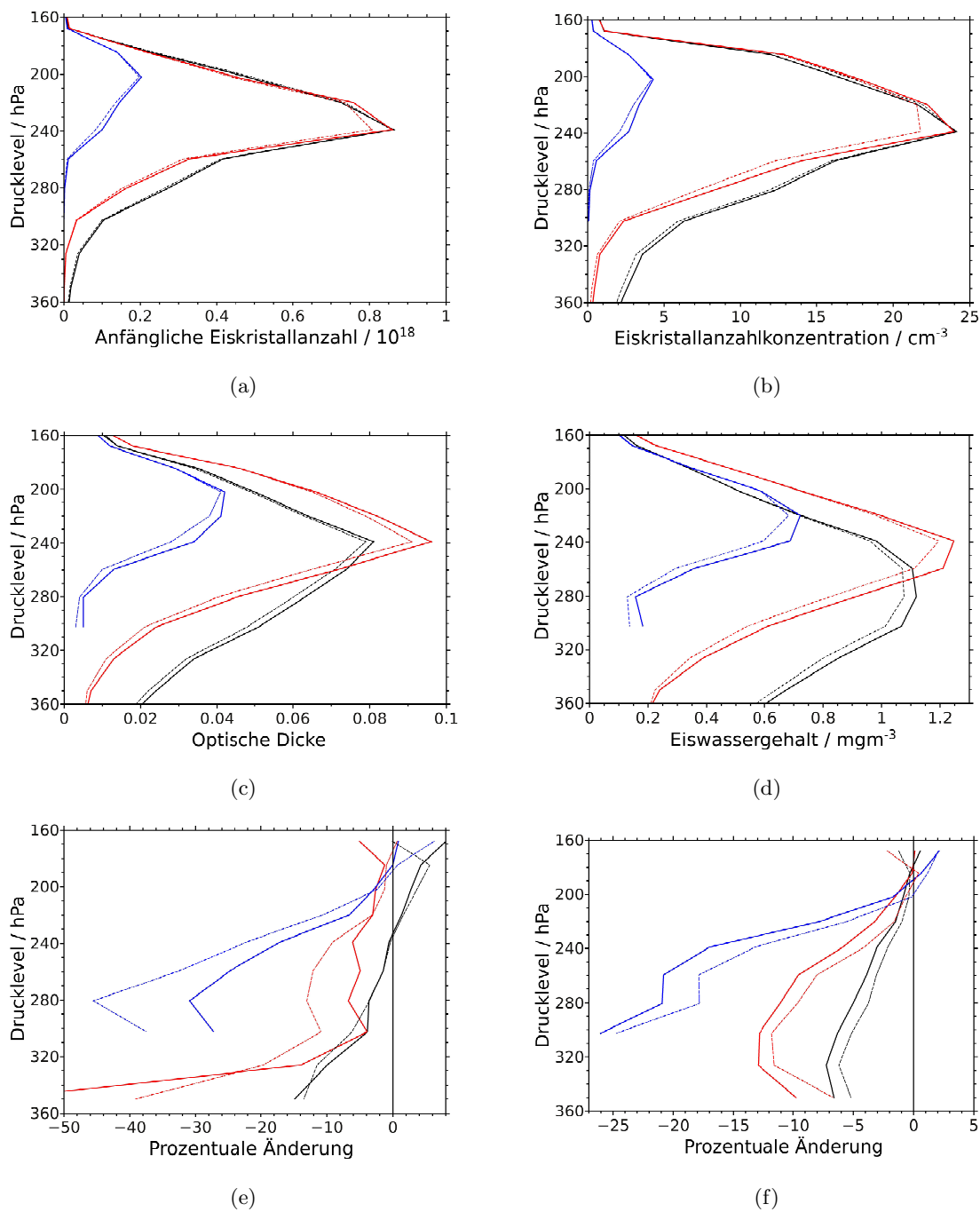


Abbildung 5.8: Höhenprofile von (a) zonal und über verschiedene Breitenbereiche aufsummierter anfänglicher Eiskristallanzahl von Kondensstreifen und zonal und über verschiedene Breitenbereiche gemittelter (b) Eiskristallanzahlkonzentration, (c) optischer Dicke und (d) Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen. Die Mittelung in (b) bis (d) erfolgte stets dann, wenn Kondensstreifenzirren in den entsprechenden Regionen vorhanden waren. Eispartikelanzahlkonzentration und Eiswassergehalt beschreiben jeweils “in-cloud”-Werte. Die durchgezogenen Linien symbolisieren die Referenzsimulation und die gestrichelten Linien den Modelllauf bei hohen Rußemissionen. Die blauen Kurven kennzeichnen die Tropen und die anderen Linien die Extratropen (30 bis 60° N) jeweils im 5-Jahresmittel (schwarz) und nur über die Sommermonate gemittelt (rot). Zusätzlich werden die prozentualen Unterschiede für (e) die anfängliche Eiskristallanzahl von neu gebildeten Kondensstreifen (durchgezogen) und die Eispartikelanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren (gestrichelt) sowie für (f) die optische Dicke (durchgezogen) und den Eiswassergehalt (gestrichelt) aufgrund der Berücksichtigung der Parametrisierung aufgezeigt.

5.2.3 Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen

In diesem Abschnitt geht es darum, mit der ins globale Klimamodell integrierten Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl den Einfluss von um 80 % reduzierten Rußpartikelemissionen auf globale Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren zu untersuchen.

Änderung der globalen Eigenschaften

Die globale Verteilung von Eispartikelanzahlkonzentration, optischer Dicke und Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren wurde bereits für die hohen Rußemissionen in Kap. 5.2.2 (Abb. 5.7 a bis c) beschrieben. Abb. 5.9 a zeigt die relative Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl neu gebildeter Kondensstreifen und b, c und d jeweils die Verringerung der Eiskristallanzahlkonzentration, des Eiswassergehalts und der optischen Dicke von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen in 240 hPa durch die Herabsetzung der Rußpartikelemissionen.

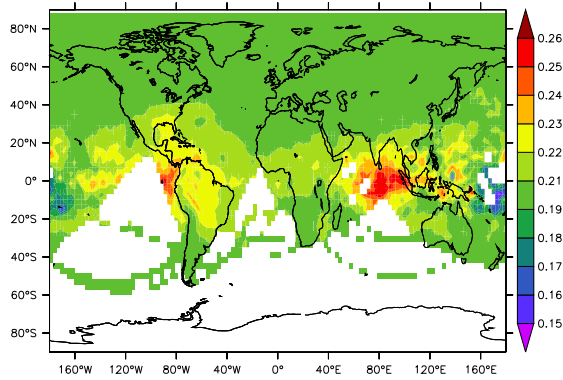
Im Großteil der Extratropen (nördlich von 30 bis 40° N und südlich von 30° S) wird die anfängliche Eiskristallanzahl näherungsweise identisch zum Rußemissionsindex um 80 % reduziert. In den Tropen bilden sich bereits im Hauptflugverkehrslevel die Kondensstreifen nahe an ihrem Bildungskriterium. Daher beträgt dort die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in der Regel weniger als 80 %. In solchen Situationen ist bei gleicher (maximaler) Wasserübersättigung im Abgasstrahl bei geringeren Rußemissionen der Anteil der aktivierten Rußpartikel größer als bei den hohen Rußemissionen (siehe Kap. 5.1.1). In einigen Gebieten von Indonesien und westlich davon beträgt die Temperaturdifferenz zu Θ_G meistens weniger als 1 K. Daher ist in diesen Gebieten die Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl mit etwa 75 % am geringsten. Im Norden von Südamerika, Zentralafrika und einigen subtropischen Regionen, wo die Temperaturdifferenzen zu Θ_G zwischen 1 und 2 K betragen, reduziert sich der Eisemissionsindex um 77 bis 78 %. Bei der Interpretation der Ergebnisse ist dennoch Vorsicht geboten. Aufgrund der natürlichen Variabilität sind die zeitlich gemittelten Temperaturdifferenzen zu Θ_G innerhalb der beiden Simulationen nicht identisch und weichen in einigen Regionen um bis zu maximal 1 K ab. Beispielsweise ist diese im äquatorialen Pazifik (160° E bis 160° W) in dem Modelllauf mit geringen Rußpartikelemissionen um bis zu 0,5 K geringer als in dem Modelllauf mit hohen Rußemissionen. Das führt dazu, dass dort die anfängliche Eiskristallanzahl um bis zu 85 % und damit mehr als der Rußemissionsindex reduziert wird.

In den Hauptflugverkehrsgebieten in den USA, Europa und dem Nordatlantikkorridor, aber auch über Südostasien ist die Reduktion der mittleren Eispartikelanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen um 75 bis 80 % tendenziell geringer als in den restlichen Gebieten. Dies hängt damit zusammen, dass dort aufgrund der hohen Flugverkehrsdichte häufig neue Kondensstreifen gebildet werden, wodurch die Eispartikelanzahlkonzentration selbst bei reduzierten Rußpartikelemissionen relativ hoch ($> 5 \text{ cm}^{-3}$) gehalten wird. In den restlichen Regionen, wo eher weniger Flugverkehr stattfindet, ist der Anteil von gealterten Kondensstreifen größer und die Eiskristallanzahlkonzentration meistens um 90 % geringer als in den Hauptflugverkehrsgebieten. In diesen Gebieten bewirkt die Verringerung von Rußpartikelemissionen häufig eine um 5 bis 10 % größere Reduktion der Eiskristallanzahlkonzentration gegenüber dem Rußemissionsindex. Die wesentliche Ursache besteht darin, dass die Sedimentationsverluste bei um einigen Stunden gealterten Kondensstreifen stärker ausgeprägt sind als bei ganz jungen Kondensstreifen (Kap. 4.4), da die Eiskristalle bereits stärker angewachsen sind. Dieser Effekt wirkt sich in den Tropen, wo aufgrund höherer Umgebungstemperaturen gewöhnlich mehr Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung steht, am stärksten aus. Eine Ausnahme davon ist Indonesien, wo die Reduktion der Eiskristallanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren sogar um

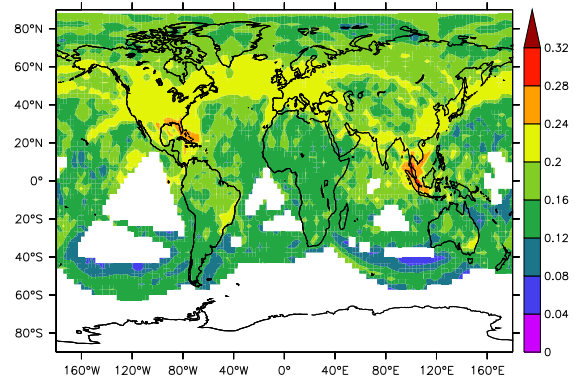
5 bis 10 % geringer als in den Hauptflugverkehrsgebieten ist. Dies hat zwei Gründe: Zum einen ist über Indonesien im Gegensatz zu den restlichen tropischen Regionen die Flugverkehrsdichte noch relativ hoch. Zum anderen ist, wie bereits oben beschrieben wurde, die anfängliche Eiskristallanzahl in dieser Region lediglich um 75 % und damit um 5 % weniger als die Rußpartikelemissionen reduziert. Im globalen Mittel verringert sich die Eispartikelanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren um 80 % (Tab. 5.2).

Der Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren wird durch die Verringerung der Rußpartikelemissionen in den Hauptflugverkehrsgebieten lediglich um 10 bis 30 % reduziert. Die Eispartikelanzahlkonzentration bleibt in diesen Gebieten trotz ihrer Reduktion um 75 bis 80 % vergleichsweise hoch, sodass in den eisübersättigten Gebieten noch ein beträchtlicher Anteil an Wasserdampf auf die Eisphase deponiert werden kann. Das führt dazu, dass der Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren in den Gebieten mit hoher Flugverkehrsdichte trotz beträchtlicher Reduktion der Rußpartikelemissionen noch vergleichsweise hoch gehalten wird. In anderen Regionen ist die Eiskristallanzahlkonzentration aufgrund einer geringeren Flugverkehrsdichte und einem höheren Anteil von älteren Kondensstreifen selbst bei hohen Rußemissionen deutlich kleiner (Abb. 5.7 a). Durch die Verringerung der Rußpartikelemissionen wird die Eiskristallanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren (Abb. 5.9 a) so gering, dass die Aufnahme des zur Deposition zur Verfügung stehenden Wassers durch die wenigen Eiskristalle stark limitiert wird. Daher reduziert sich in großen Gebieten von Asien der Eiswassergehalt um bis zu 40 % und in den restlichen Regionen meistens um 40 bis 60 %. Global gemittelt verringert sich der Eiswassergehalt um 48 % von $0,63 \text{ mgm}^{-3}$ auf $0,33 \text{ mgm}^{-3}$.

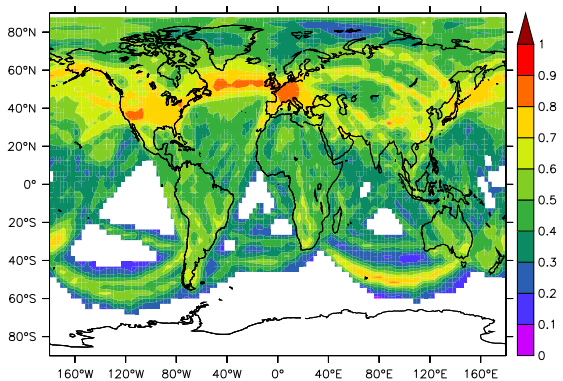
Die optische Dicke verringert sich qualitativ ähnlich zum Eiswassergehalt. Die Reduktion der optischen Dicke beträgt über den Hauptflugverkehrsgebieten und in einigen Regionen des Pazifiks 40 bis 60 % und ist damit größer als die Verringerung des Eiswassergehalts. In den restlichen Regionen werden die Kondensstreifenzirren meistens um etwa 70 % optisch dünner. Im globalen Mittel sinkt die optische Dicke um 60 % von 0,04 auf 0,016.



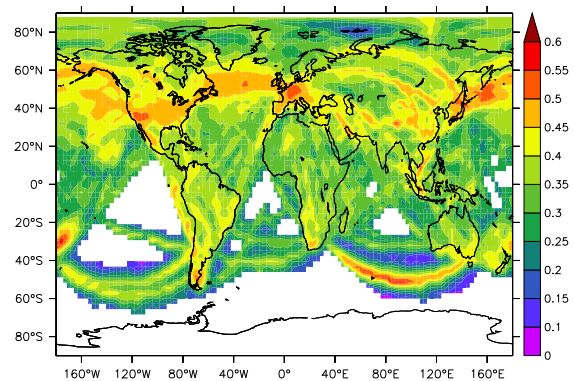
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 5.9: Globale Verteilung von mittlerer (a) anfänglicher Eiskristallanzahl neu gebildeter Kondensstreifen sowie (b) Eispartikelanzahlkonzentration, (c) Eiswassergehalt und (d) optischer Dicke von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen für geringe Rußemissionen im Verhältnis zu den entsprechenden Größen bei hohen Rußemissionen in 240 hPa. Die zeitliche Mittelung über die Größen erfolgte stets dann, wenn Kondensstreifen in den entsprechenden Regionen vorhanden waren. Die Unterschiede für die gezeigten Größen zwischen beiden Modellläufen sind in fast allen Gitterboxen im 99%-Niveau statistisch signifikant.

Abb. 5.10 zeigt die global gemittelte (a) Eiskristallanzahlkonzentration, (b) optischer Dicke und (c) Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen für jeweils hohe und geringe Rußpartikelemissionen im Höhenprofil. Im Gegensatz zu den in Abb. 5.8 gezeigten Höhenprofilen wurden hier die entsprechenden Größen über alle Breitenbereiche gemittelt, um den globalen Einfluss der reduzierten Rußpartikelemissionen auf die Eigenschaften der Kondensstreifenzirren zu quantifizieren. Zunächst werden die Höhenprofile für die hohen Rußemissionen betrachtet: Die global gemittelte Eiskristallanzahlkonzentration verhält sich ähnlich wie die nur über die nördlichen Extratropen gemittelte Eiskristallanzahlkonzentration (siehe Abb. 5.8 b), ist aber um 25 bis 50 % geringer, da in den Tropen die Eiskristallanzahlkonzentrationen deutlich kleiner sind als in den Hauptflugverkehrsgebieten. Die maximale optische Dicke und der Eiswassergehalt treten jeweils in 240 hPa auf und sind gegenüber den jeweiligen Maxima in den nördlichen Extratropen (siehe Abb. 5.8 c und d) um etwa 50 % geringer. Die optische Dicke verringert sich in 400 hPa um etwa 80 % und der Eiswassergehalt um 50 % relativ zu ihrem Maximum.

Um den Einfluss der reduzierten Rußpartikelemissionen besser zu veranschaulichen, sind in Abb. 5.10 d Eispartikelanzahlkonzentration (schwarz), optische Dicke (rot) und Eiswassergehalt (grün) bei geringen Rußemissionen im relativen Verhältnis zu den hohen Rußemissionen dargestellt. Die Eiskristallanzahlkonzentration wird zwischen 200 und 400 hPa um 80 % verringert, was der Reduktion des Rußemissionsindex entspricht. Die optische Dicke von Kondensstreifenzirren wird nahe dem Hauptflugverkehrslevel um etwa 60 % verringert (rot). Unterhalb von 300 hPa ist die optische Dicke sogar um 70 bis 80 % geringer als bei den hohen Rußemissionen. Die mittlere Eispartikelanzahlkonzentration bei geringen Rußpartikelemissionen unterhalb von 300 hPa ist so gering ($< 0,5 \text{ cm}^{-3}$), dass das Eispartikelwachstum und die damit verbundenen Sedimentationsverluste sich trotz gleich bleibender prozentualen Reduktion der mittleren Eispartikelanzahlkonzentration (80 %) in diesem Höhenbereich deutlich verstärken und damit die optische Dicke durch die Reduktion der Rußpartikelemissionen stärker abnimmt als oberhalb von 300 hPa. Der Eiswassergehalt (grün) verringert sich zwischen 180 und 240 hPa nur um etwas weniger als die Hälfte. Dieser Höhenbereich befindet sich nahe dem Hauptreiseffluglevel, wo die Eiskristallanzahlkonzentration selbst bei reduzierten Rußpartikelemissionen v. a. in den Hauptflugverkehrsgebieten noch hoch genug ist, um einen beträchtlichen Anteil der zur Verfügung stehenden Feuchte in eisübersättigten Gebieten auf die Eisphase zu deponieren. Mit abnehmender Höhe wird die Aufnahme des zur Deposition zur Verfügung stehenden Wassers aufgrund der sinkenden Eiskristallanzahlkonzentration zunehmend limitiert. Dadurch nimmt im globalen Mittel unterhalb von 260 hPa der Eiswassergehalt durch die Reduktion der Rußpartikelemissionen stärker ab; die Verringerung des Eiswassergehalts beträgt in 300 hPa etwa 55 % und in 400 hPa 65 %.

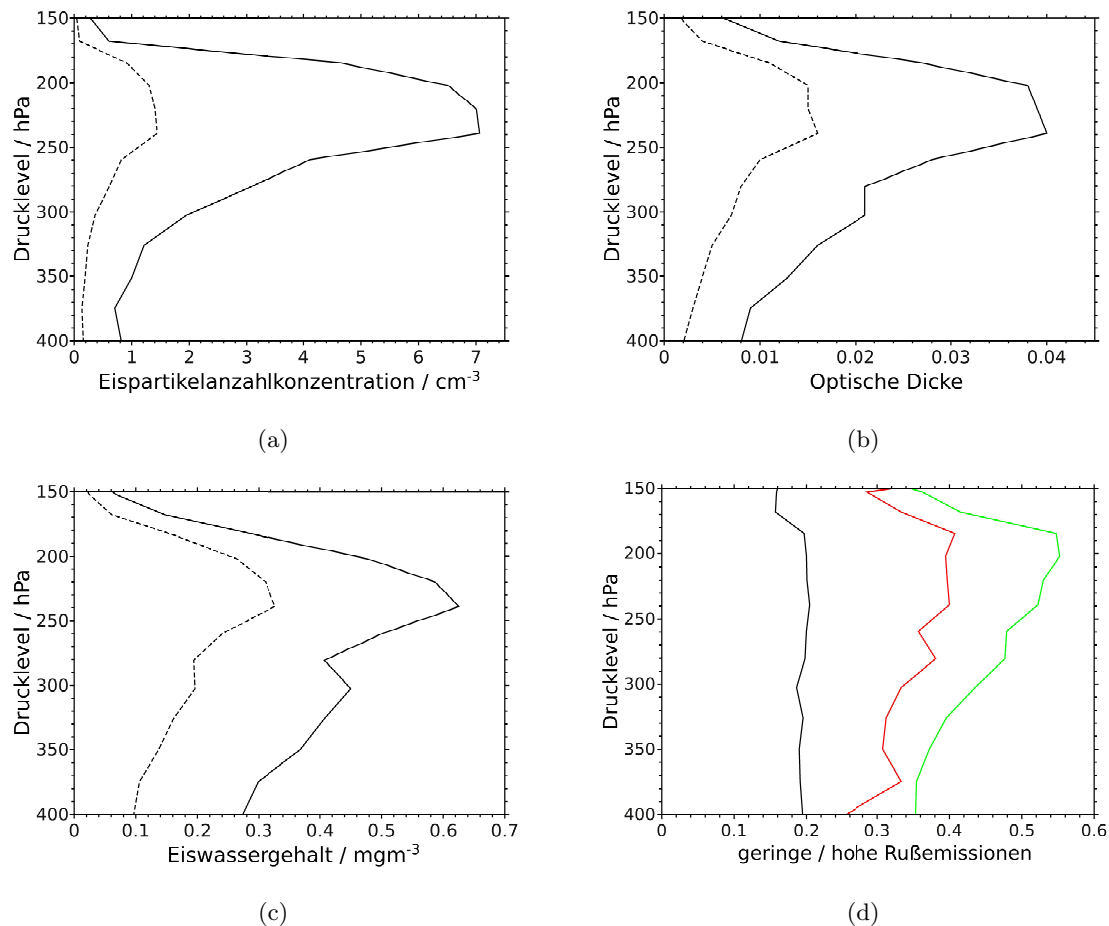


Abbildung 5.10: Höhenprofile von global gemittelter (a) Eiskristallanzahlkonzentration (“in-cloud”), (b) optischer Dicke und (c) Eiswassergehalt (“in-cloud”) für hohe (durchgezogen) und geringe Rußpartikelemissionen (gestrichelt) sowie (d) das Verhältnis der jeweiligen Größen (Eiskristallanzahlkonzentration in Schwarz, optische Dicke in Rot und Eiswassergehalt in Grün) zwischen geringen und hohen Rußemissionen. Die zeitliche Mittelung über die Größen erfolgte stets dann, wenn Kondensstreifenzirren in den entsprechenden Regionen vorhanden waren.

Änderung des Bedeckungsgrads und der Klimawirkung

Abb. 5.11 a zeigen zunächst den überlappten Bedeckungsgrad mit optischer Dicke (τ) größer als 0,05 und den (b) kurzwelligen, (c) langwelligen sowie (d) den Netto-Strahlungsantrieb von allen Kondensstreifenzirren bei hohen Rußemissionen. Der Bedeckungsgrad ist in den Hauptflugverkehrsgebieten über den USA, Europa und der Nordatlantikroute mit mehr als 5% am größten und nimmt seine maximalen Werte ($> 10\%$) im Südosten der USA und über Mitteleuropa an. Der Bedeckungsgrad ist bei ähnlich hoher Flugverkehrsdichte über Mitteleuropa um 10 bis 30% höher als im Südosten der USA, da viele ältere Kondensstreifen aus dem Nordatlantikkorridor nach Europa transportiert werden. Dieses Resultat ist konsistent mit Bock and Burkhardt (2016b). In einigen Regionen von Südostasien liegt der Bedeckungsgrad zwischen 2 und 3% und in den restlichen Gebieten beträgt dieser weniger als 1%.

Der Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren hängt im Wesentlichen von den mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften, dem Bedeckungsgrad der Kondensstreifenzirren, dem Temperaturkontrast zwischen Kondensstreifen und Erdoberfläche und dem Überlapp mit den natürlichen Wolken ab. Der Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifen-

fenzirren zeigt im Vergleich zum überlappten Bedeckungsgrad ($\tau > 0,05$) ein ähnliches Muster, nimmt über den Hauptflugrouten sowie einigen Regionen von Südostasien Werte von über 300 mWm^{-2} an und weist über Europa und den USA mit 900 bis über 1000 mWm^{-2} seine Maxima auf. In den restlichen Gebieten ist die Strahlungswirkung mit weniger als 100 mWm^{-2} vergleichsweise gering. Die maximalen Werte des Strahlungsantriebs sind im Südosten der USA um 10 bis 20 % größer als diejenigen über Europa. Während der langwellige Strahlungsantrieb über Mitteleuropa und dem Südosten der USA vergleichbare Werte annimmt, ist der kurzwellige Strahlungsantrieb ähnlich wie der überlappte Bedeckungsgrad ($\tau > 0,05$) über Mitteleuropa um 10 bis 20 % größer als über dem Südosten der USA und ruft damit dort einen geringeren Netto-Strahlungsantrieb hervor. Abgesehen von den unterschiedlichen Eigenschaften der Kondensstreifenzirren könnte die weiter im Norden befindliche Lage von Mitteleuropa eine mögliche Ursache für diesen Unterschied im kurzwelligen Strahlungsantrieb sein. Dort steht im tageszeitlichen Durchschnitt die Sonne tiefer, sodass ein größerer Anteil der einfallenden Sonnenstrahlung zurückreflektiert wird. Generell ist jedoch die Erklärung solch regionaler Unterschiede im Strahlungsantrieb aufgrund der Komplexität der oben erwähnten Abhängigkeiten schwierig und die genaue Quantifizierung der einzelnen Beiträge erfordert zusätzliche Sensitivitätsstudien.

Abb. 5.11 e und f veranschaulichen jeweils die Differenz im überlapptem Bedeckungsgrad ($\tau > 0,05$) und Netto-Strahlungsantrieb zwischen geringen und hohen Rußemissionen. Die Verringerung des Bedeckungsgrads ist östlich von den Gebieten, wo dieser bei hohen Rußemissionen seine maximalen Werte annimmt, am größten, da in diese Regionen Kondensstreifenzirren hauptsächlich transportiert werden und damit die Eiskristallanzahlkonzentration und optische Dicke entsprechend geringer sind (Abb. 5.7 b und c). Bei reduzierten Rußpartikelemissionen wird daher häufig der Mindestschwellewert der optischen Dicke für den hier gezeigten Bedeckungsgrad unterschritten und erklärt dessen starke Abnahme. Ähnlich zum Bedeckungsgrad wird der Netto-Strahlungsantrieb auch in denjenigen Regionen, wo Kondensstreifenzirren transportiert werden, am stärksten herabgesetzt, und zwar um bis zu 500 mWm^{-2} über Florida und an der Ostküste der USA. Moderatere Reduktionen um 150 bis 300 mWm^{-2} sind über Südwesteuropa, Teilen Ostasiens und den Nordatlantikrouten zu verzeichnen. In den restlichen Gebieten, wo die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren ohnehin vergleichsweise gering ist, ist die Reduktion des Netto-Strahlungsantriebs entsprechend klein. Die Änderungen des kurzwelligen und langwelligen Strahlungsantriebs verhalten sich qualitativ ähnlich zur Reduktion des gesamten Strahlungseffekts und werden daher hier nicht aufgezeigt.

Der überlappte Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren ($\tau > 0,05$) verringert sich im globalen Mittel auf 0,13 % um Dreiviertel seines ursprünglichen Wertes (Tab. 5.2). Der kurzwellige Strahlungsantrieb sinkt betragsmäßig von $-39,0$ auf $-15,8 \text{ mWm}^{-2}$ und der langwellige Strahlungsantrieb von $79,4$ auf $33,2 \text{ mWm}^{-2}$. Insgesamt verringert sich damit der Netto-Strahlungsantrieb durch Kondensstreifenzirren von $40,4 \text{ mWm}^{-2}$ auf $17,4 \text{ mWm}^{-2}$. Damit wird die Klimawirkung der Kondensstreifenzirren durch eine 80 %-ige Reduktion der Rußpartikelemissionen um insgesamt 57 % und damit mehr als die Hälfte verringert. In dem Mitigationsexperiment von Bock (2014) wurde der Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren durch eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl um 50 % herabgesetzt. Die Unterschiede zwischen den beiden Studien werden in Kap. 5.4 diskutiert.

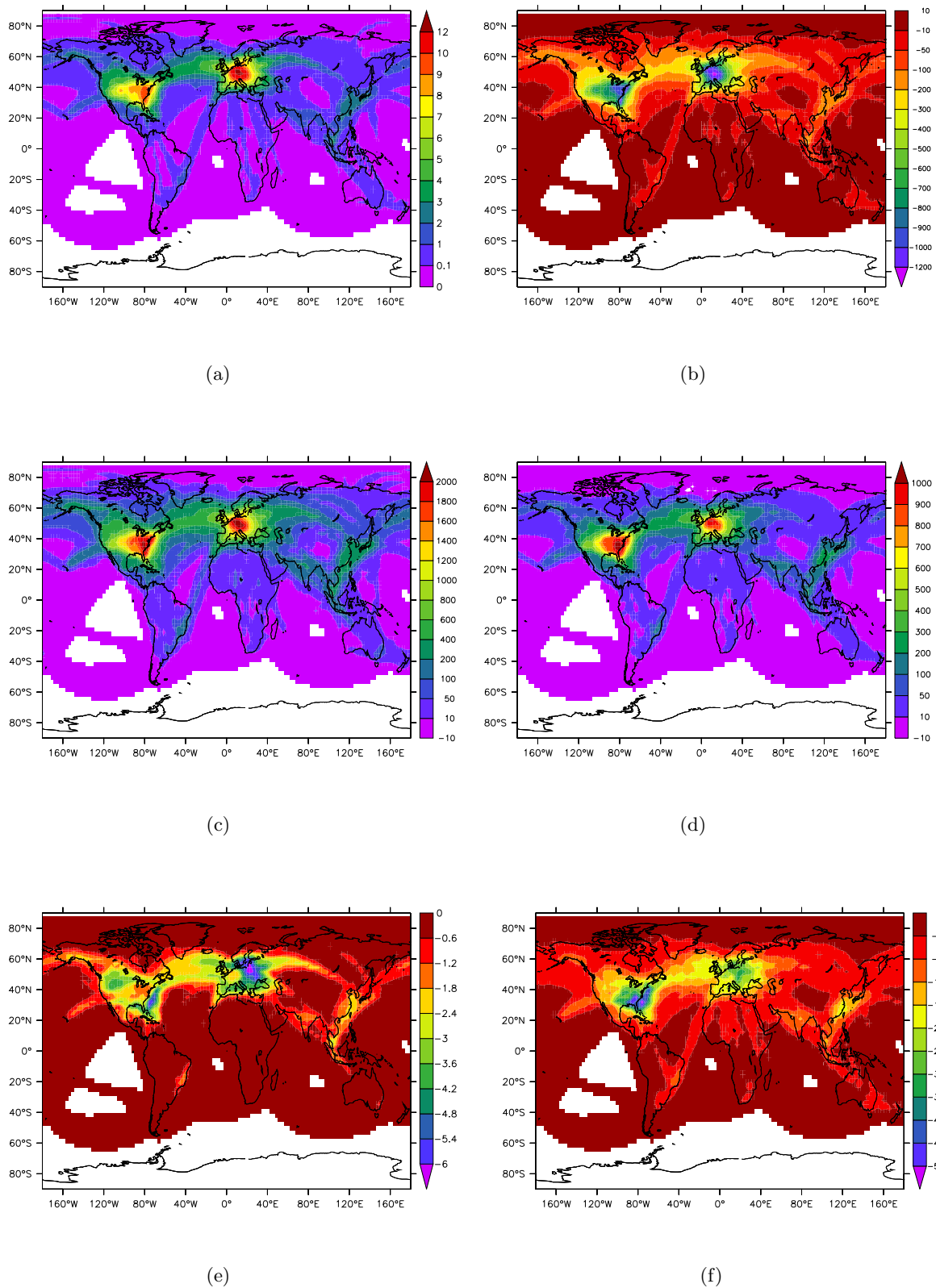


Abbildung 5.11: (a) Überlappter, gescherter Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren ($\tau > 0,05$) in % und (b) kurzwelliger, (c) langwelliger und (d) Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen in mWm^{-2} für hohe Rußemissionen sowie Differenz von (e) überlapptem, gescherstem Bedeckungsgrad ($\tau > 0,05$) in % und (f) Netto-Strahlungsantrieb zwischen geringen und hohen Rußemissionen in mWm^{-2} .

5.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde basierend auf der Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kärcher et al. (2015) die Eiskristallbildung von Kondensstreifen sowie globale Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren untersucht.

Im ersten Teil dieses Kapitels wurde innerhalb von offline-Sensitivitätsstudien die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen in Abhängigkeit vom Atmosphärenzustand bei verschiedenen Rußpartikelemissionen untersucht. Konsistent zu den Ergebnissen von Kärcher et al. (2015) steigt in der Nähe des SA-Kriteriums die anfängliche Eiskristallanzahl mit abnehmender Umgebungstemperatur steil an, bis ein Sättigungseffekt auftritt, sobald fast alle emittierten Rußpartikel Eiskristalle bilden können. Die Verringerung der Rußpartikelemissionen hat den stärksten Effekt (lineare Abnahme der anfänglichen Eiskristallanzahl mit dem Rußemissionsindex), wenn Kondensstreifen weit unterhalb ihres Bildungskriteriums entstehen. Bei rußarmen Emissionen wird die anfängliche Eiskristallanzahl auch durch die eingemischten und aktivierten Hintergrundaerosolpartikel maßgeblich beeinflusst, da diese signifikant zum Gesamtpartikelspektrum im Flugzeug-Abgasstrahl beitragen. Betrachtet man die Höhenabhängigkeit der Eiskristallbildung bei verschiedenen Rußpartikelemissionen unter Annahme einer Standardatmosphäre, dann dominiert der Einfluss der Temperaturänderung deutlich gegenüber dem Einfluss der Änderung des Luftdrucks.

Die Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl wurde in das globale Klimamodell integriert. Im zweiten Teil dieses Kapitels wurde zunächst der Fragestellung nachgegangen, wie sich eine variable anfängliche Eiskristallanzahl aufgrund unterschiedlicher Atmosphärenzustände auf die mittleren Eigenschaften der Kondensstreifenzirren auswirkt. Dazu wurde eine Klimasimulation mit hohen Rußpartikelemissionen durchgeführt und mit einer Kontrollsimulation, wo idealisiert angenommen wurde, dass unabhängig von den Umgebungsbedingungen stets alle Rußpartikel Eiskristalle bilden, verglichen. Die Ergebnisse zeigen, dass der Effekt in den nördlichen Extratropen nahe dem Hauptreisefluglevel (240 hPa) sehr gering ist, da Kondensstreifen häufig weit unterhalb des SA-Kriteriums entstehen und damit der Großteil der Rußpartikel (meistens mehr als 90 %) Eiskristalle bilden kann. Da sich die Hauptflugverkehrsregionen vorwiegend in den nördlichen Extratropen befinden, hat die Berücksichtigung der Parametrisierung nur geringfügige Auswirkungen auf den überlappten Bedeckungsgrad (mit optischer Dicke $> 0,05$) und den Strahlungsantrieb von allen Kondensstreifenzirren, die sich jeweils um weniger als 5 % verringern. Andererseits wurde aufgezeigt, dass sich in tieferen Höhen der Extratropen (unterhalb von 300 hPa) und in den Sommermonaten Unterschiede in den Eigenschaften der Kondensstreifenzirren (Eispartikelanzahlkonzentration, Eiswassergehalt und optischen Dicke) stärker bemerkbar machen. Den größten Effekt bewirkt die Berücksichtigung der Parametrisierung in den Tropen, wo deutliche Unterschiede in den Eigenschaften bereits um bis zu 15 % im Hauptreisefluglevel sichtbar werden und in 300 hPa auf 25 bis 45 % ansteigen.

In Kap. 5.2.3 wurde der Einfluss von um 80 % reduzierten Rußpartikelemissionen auf die globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren untersucht. Während sich die global gemittelte Eispartikelanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren in 240 hPa genauso stark wie der Rußemissionsindex (um 80 %) verringert, beträgt dort die mittlere Reduktion des Eiswassergehalts von Kondensstreifenzirren lediglich 50 %. Dies hängt damit zusammen, dass der Eiswassergehalt sich in den Hauptflugverkehrsgebieten relativ geringfügig ändert, da trotz Reduktion der Rußpartikelemissionen die Eispartikelanzahlkonzentration noch relativ hoch ist. Das resultiert daraus, dass aufgrund der hohen Flugverkehrsdichte sehr häufig neue Eiskristalle von Kondensstreifen gebildet werden. Somit kann ein beträchtlicher Anteil des zur Deposition zur Verfügung stehenden Wassers durch die Eispartikel aufgenommen werden. Der überlappte Bedeckungsgrad von mit Satelliten detektierbaren Kondensstreifenzirren verringert sich im globalen Mittel um

75 %; die Verringerung des Bedeckungsgrads ist östlich von den Gebieten, wo dieser seine maximalen Werte annimmt, am größten, da in diese Regionen Kondensstreifenzirren hauptsächlich transportiert werden. Der Netto-Strahlungsantrieb von allen Kondensstreifenzirren nimmt im globalen Mittel um 57 % ab. Diese Reduktion der Klimawirkung ist somit um 7 % größer als in der Mitigationsstudie von Bock (2014) und wird nachfolgend näher diskutiert.

5.4 Diskussion

Die Integration der Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen (Kärcher et al., 2015) in das globale Klimamodell ermöglicht einerseits eine realistischere Abschätzung der Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren und andererseits die Durchführung von Mitigationsstudien bezüglich des Einflusses von reduzierten Rußpartikelemissionen. Wie bereits oben beschrieben wurde, hat aktuell die Berücksichtigung der Parametrisierung relativ zur Annahme einer von der synoptischen Situation unabhängigen anfänglichen Eiskristallanzahl einen geringfügigen Einfluss auf den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren. Dies hängt damit zusammen, dass sich die Hauptflugverkehrsgebiete vorwiegend in den nördlichen Extratropen befinden, wo der Großteil der Rußpartikel Eiskristalle bilden kann. In naher Zukunft ist durch die Globalisierung eine starke relative Zunahme des Flugverkehrs in den tropischen Regionen (z. B. Südostasien) zu erwarten. Mitigationsstrategien (Kap. 1.2) könnten auch eine Verlagerung des Flugverkehrs in geringere Höhen bewirken. Würde eine höhere Flugverkehrsdichte in den Tropen vorliegen oder das Hauptreisefluglevel in tiefere Höhen verschoben werden, dann würde basierend auf den oben beschriebenen Ergebnissen die Vernachlässigung der Parametrisierung eine deutlich stärkere Überschätzung des Strahlungsantriebs von Kondensstreifenzirren hervorrufen.

In dieser Studie bewirkt eine 80 %-ige Reduktion der Flugzeug-Rußpartikelemissionen eine Reduktion der Klimawirkung von Kondensstreifenzirren um 57 %. Relativ zu der in Kap. 5.2.2 beschriebenen Referenzsimulation wurde in einer zweiten Kontrollsimulation die anfängliche Eiskristallanzahl unabhängig vom Atmosphärenzustand um 80 % verringert, was eine Reduktion des globalen Netto-Strahlungsantriebs um 59 % hervorruft. Die Änderung des Strahlungsantriebs ist damit um 2 % größer als bei der 80 %-igen Reduktion der Rußemissionen. Dies ist damit zu begründen, dass in den tropischen Regionen (v. a. Indonesien) die Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl geringer als die Reduktion des Rußemissionsindex ist, da die Kondensstreifen nahe an ihrem Bildungskriterium entstehen. Das Mitigationsexperiment von Bock (2014), wo ebenfalls die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen um 80 % verringert wurde, weist dagegen eine um 7 % geringere Reduktion des Netto-Strahlungsantriebs (d. h. um 50 %) auf. Dieser scheinbar unerwartete Unterschied zwischen beiden Studien hängt v. a. damit zusammen, dass in dem Mitigationsexperiment von Bock (2014) noch das *aero2k*-Flugverkehrskataster für das Jahr 2002 verwendet, während in den globalen Simulationen dieser Arbeit das *aedt*-Flugverkehrskataster für das Jahr 2006 benutzt wurde. Unterschiede zu *aero2k* bestehen hauptsächlich in einer höheren Flugverkehrsdichte und einer realistischeren Darstellung der Flugdistanz und Flughöhe (Bock and Burkhardt, 2016b). Außerdem wurde in dieser Studie der Effekt des unterschiedlichen Treibstoffverbrauchs zwischen Kurz- und Langstreckenflügen auf die Eiskristallbildung von Kondensstreifen berücksichtigt.

Innerhalb der globalen Simulationen wurde der Eiskristallverlust während der Wirbelphase nicht berücksichtigt. Die Fehlerquelle für Mitigationsstudien besteht darin, dass die anfängliche Eiskristallanzahl nach der Bildung von Kondensstreifen in nichtlinearer Beziehung mit der Eiskristallanzahl nach dem Wirbelphasenverlust steht (Unterstrasser,

2016). Je höher die anfängliche Eiskristallanzahl ist, umso geringer ist ihr mittlerer Radius und umso mehr Eiskristalle sublimieren während des Absinkens der Wirbel. Die Vernachlässigung der Wirbelphase führt damit zu einer Überschätzung des Mitigationseffekts von alternativen Treibstoffen (Kap. 2.3.4). Daher ist die Erweiterung der Parametrisierung von Kärcher et al. (2015) hinsichtlich des Eiskristallverlusts während der Wirbelphase für zukünftige Mitigationsszenarien anzustreben.

Diese Erweiterung ist jedoch mit gewissen Problemstellungen verbunden. Der Eiskristallverlust während der Wirbelphase ist am stärksten von der relativen Feuchte über Eis abhängig. In dieser Modellversion werden allerdings keine Eisübersättigungen im Gittermittel zugelassen (siehe Kap. 3.1.2); die Eisübersättigung wird stattdessen über eine subgridskalige Variabilität parametrisiert und kann mithilfe der Annahmen in der Wolkenparametrisierung nur grob abgeschätzt werden. Aus diesem Grund ist es schwierig, den Eiskristallverlust während der Wirbelphase für jede Gitterbox vernünftig zu ermitteln. Außerdem wird im globalen Klimamodell die Stabilität in der oberen Troposphäre tendenziell überschätzt und stellt eine zusätzliche Fehlerquelle für die Berechnung des Wirbelphasenverlustes dar. Die Vernachlässigung der Wirbelphase birgt die höchste Fehlerquelle, wenn Kondensstreifen unter schwach eisübersättigten Bedingungen ($RH_i < 110\%$) entstehen, weil im Primärnachlauf fast alle Eispartikel sublimieren und der gesamte Eiskristallverlust typischerweise mehr als 80 % beträgt. Bei hohen Eisübersättigungen ($RH_i > 130\%$) kann dagegen der Kondensstreifen in der Wirbelphase seine volle vertikale Ausdehnung entfalten und der Eiskristallverlust bemisst sich häufig auf weniger als 20 bis 30 % (Unterstrasser, 2014). Eine Sensitivitätsstudie basierend auf der Parametrisierung von Unterstrasser (2016) hat bei einer 80 %-igen Reduktion des Eisemissionsindex (von $5 \cdot 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ auf 10^{14} kg^{-1}) unter Annahme einer typischen Stabilität von $0,01 \text{ s}^{-1}$ und gemittelt über einen Außentemperaturbereich von 212 bis 228 K ergeben, dass bei einer Eisübersättigung von 10 % die Eiskristallanzahl nach dem Wirbelphasenverlust lediglich um ungefähr 50 % und bei einer Eisübersättigung von 30 % um etwa 75 % und damit nur um 5 Prozentpunkte weniger als die anfängliche Eiskristallanzahl reduziert wird.

In langlebigen und großräumigen eisübersättigten Gebieten ist zu erwarten, dass sie auch einen hohen Grad an Eisübersättigung erreichen. Sind dagegen eisübersättigte Systeme kleinräumig und kurzlebig, ist häufig auch von einer geringeren Eisübersättigung auszugehen. Im vorherigen Kapitel wurde aufgezeigt, dass die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen die Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren am stärksten in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten verringert, während ihr Effekt in kurzlebigen und kleinräumig eisübersättigten Gebieten nur sehr gering ist. Anhand dieser Argumentationen ist daher zu erwarten, dass die Vernachlässigung der Wirbelphase hinsichtlich des in dieser Arbeit durchgeführten Mitigationsexperiments auf die Änderung des gesamten Klimaeffekts von Kondensstreifenzirren nur geringfügige Auswirkungen aufweist.

In den offline-Sensitivitätsexperimenten (Kap. 5.1) wurde aufgezeigt, dass der Einfluss der eingemischten Hintergrundaerosolpartikel sich erst bei rußarmen Emissionen ($EI_s \leq 10^{13} \text{ kg}^{-1}$) auf die Eiskristallbildung von Kondensstreifen deutlich bemerkbar macht. In den globalen Simulationen wurden dagegen nur Kondensstreifen bei rußreichen Emissionen ($EI_s \geq 10^{14} \text{ kg}^{-1}$) betrachtet. In dem hier beschriebenen Mitigationsszenario ist somit der Einfluss der Hintergrundaerosolpartikel sehr marginal und wurde daher bei der Interpretation der Ergebnisse nicht berücksichtigt. Für die Zukunft ist die Weiterentwicklung von alternativen Treibstoffen und Triebwerkskonzepten anzustreben, um eine stärkere Reduktion der Flugzeug-Rußpartikelemissionen zu ermöglichen. In dieser Hinsicht wären weitere Mitigationsszenarien bei rußarmen Emissionen erforderlich, wo der Einfluss der eingemischten Hintergrundaerosolpartikel auf Eiskristallbildung und Eigenschaften von Kondensstreifenzirren betrachtet werden muss. Handelt es sich um alternative Treibstoffe

mit Schwefel oder anderen organischen Substanzen, müsste bei rußarmen Emissionen die Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl hinsichtlich des Einflusses der volatilen Partikel (siehe Kap. 2.4, Boxmodellstudie von Kärcher and Yu, 2009) weiterentwickelt werden. In dem Fall wäre die idealisierte Annahme der Tröpfchenbildung zu einem bestimmten Zeitpunkt nicht mehr gerechtfertigt, da die größeren Rußpartikel aufgrund des Kelvineffekts früher zu Tröpfchen aktivieren und die Übersättigung im Abgasstrahl vorzeitig abbauen können. Die Berücksichtigung dieses subsequenter Aktivierungsverhaltens würde damit eine deutlich komplexere Parametrisierung erfordern, die aus numerischen Effizienzgründen möglicherweise zum Einbau in ein globales Klimamodell nicht geeignet wäre.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Nach dem heutigen Wissenstand tragen Kondensstreifenzirren am stärksten zur Klimawirkung durch den Luftverkehr bei. Es gibt verschiedene Strategien, um den Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren zu mitigieren. In dieser Arbeit wurde der Einfluss der Reduktion von Rußpartikelemissionen bzw. der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen, die durch den Einsatz von alternativen Treibstoffen erzielt werden kann, auf die Lebenszyklen sowie auf die globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifenzirren untersucht. Eine bisherige Mitigationsstudie hat ergeben, dass eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren um etwa die Hälfte reduziert. Die entsprechenden Prozesse dahinter waren bisher nicht in hinreichendem Maß verstanden, woraus folgende Fragestellungen hervorgegangen sind:

- Wie beeinflussen mikrophysikalische und dynamische Prozesse die Eigenschaften und Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren ?
- Wie werden diese Prozesse und die Lebenszyklen durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl modifiziert und in welchen synoptischen Situationen ist der Einfluss einer reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl am größten ?

Um diesen Fragen nachzugehen, wurden innerhalb dieser Arbeit einzelne Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern für verschiedene synoptische Situationen untersucht, indem der Flugverkehr über dem Osten der USA jeweils für eine Stunde eingeschaltet wurde. Der wesentliche Vorteil dieser Herangehensweise besteht darin, dass im Gegensatz zu globalen Klimasimulationen alle Kondensstreifenzirren innerhalb des Clusters das gleiche Alter haben.

Der unterschiedliche Einfluss von mikrophysikalischen und dynamischen Prozessen ruft innerhalb der verschiedenen Situationen eine hohe Variabilität in den Eigenschaften der Kondensstreifenzirren bei gleich bleibender anfänglicher Eiskristallanzahl hervor. In Situationen, wo das Depositionswachstum und die Sedimentation von Eiskristallen eine wichtige Rolle spielen, können Kondensstreifenzirren sehr langlebig (mehr als 10 Stunden) werden, ein hohes Volumen und eine hohe Eiswassermasse einnehmen und dadurch eine bedeutende Klimarelevanz entfalten. Solche Lebenszyklen entwickeln sich vorwiegend in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten. Wenn dynamische Verlustprozesse wie die Advektion von Eiskristallen in trockene Gebiete stark dominierend sind, bleibt der Zuwachs an Volumen und Eiswassermasse von Kondensstreifenzirren im Laufe des Lebenszyklus sehr gering und der Großteil der Kondensstreifenzirren in diesen Clustern ist relativ kurzlebig. Solche Situationen treten vorwiegend in kurzlebigen und kleinräumig eisübersättigten Gebieten auf.

Die Ergebnisse zeigen, dass eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten die Änderung der Eigenschaften und die Herabsetzung der Klimawirkung von Kondensstreifenzirren am stärksten beeinflusst: Der Anteil von mikrophysikalischen Verlustprozessen, v. a. Sedimentation der Eiskristalle, nimmt deutlich zu. Das zeitlich integrierte Volumen und die totale Extinktion als Maß für die kurzweilige Strahlungswirkung der Kondensstreifenzirren werden im Vergleich zu anderen synoptischen Situationen erheblich reduziert. In Situationen, wo fast ausschließlich dynamische Verlustprozesse dominierend sind, hat dagegen die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl nur sehr geringe Auswirkungen auf die Eigenschaften der Kondensstreifenzirren.

Der Einsatz von alternativen Treibstoffen entfaltet damit sein größtes Potenzial, wenn Kondensstreifen innerhalb von langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten entstehen. Damit stellt diese Mitigationsstrategie eine gute Alternative dar, eisübersättigte Gebiete zu umfliegen. Lebenszyklenstudien über einen längeren Zeitraum von 2 Jahren haben ergeben, dass solche Situationen, wo Kondensstreifen eine hohe Langlebigkeit und Klimawirkung entfalten können, in etwa 25 % der untersuchten Fälle aufgetreten sind.

In bisherigen globalen Modellstudien (Bock, 2014; Bock and Burkhardt, 2016b) wurde für die Kondensstreifen eine feste, anfängliche Eiskristallanzahl initialisiert. Damit wurde die anfängliche Eiskristallanzahl von neu gebildeten Kondensstreifen unter bestimmten Bedingungen überschätzt. Außerdem musste indirekt die idealisierte Annahme getroffen werden, dass die anfängliche Eiskristallanzahl sich stets linear mit den Rußpartikelemissionen ändert. Unter diesen Gesichtspunkten sind folgende wesentliche Fragestellungen hervorgegangen:

- Wie wirkt sich eine variable anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen auf die globalen Eigenschaften von Kondensstreifen aus ?
- Was ist der Einfluss von reduzierten Rußpartikelemissionen auf die globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifen ?

Dazu wurden in dieser Arbeit zunächst mit der auf Kärcher et al. (2015) basierende Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl Sensitivitätsstudien zur Eiskristallbildung in Abhängigkeit vom Atmosphärenzustand bei verschiedenen Rußpartikelemissionen durchgeführt. Anschließend wurde diese Parametrisierung in das globale Klimamodell integriert, um die oben genannten Fragestellungen zu untersuchen.

Die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen wird deutlich reduziert, wenn Kondensstreifen nahe an ihrem Bildungskriterium (Umgebungstemperatur wenige Kelvin unterhalb der Schmidt-Appleman-Grenztemperatur) entstehen. Dies resultiert daraus, dass im Abgasstrahl des Flugzeugs nicht hinreichend hohe Wasserübersättigungen erzeugt werden, um alle vom Flugzeug emittierten Rußpartikel zu Tröpfchen zu aktivieren, die anschließend zu Eiskristallen gefrieren. In diesen Situationen hat die geringere Anzahl an nukleierten Eiskristallen einen großen Effekt auf die Eigenschaften von Kondensstreifen. Dies betrifft zum einen tiefere Regionen unterhalb des Hauptreisefluglevels (230 hPa) und den Sommer in den nördlichen Extratropen. Die stärksten Auswirkungen sind aufgrund der höheren Umgebungstemperaturen in den Tropen zu verzeichnen, wo beispielsweise die mittlere optische Dicke um bis zu 25 % reduziert wird.

Zum Schluss dieser Arbeit wurde der Einfluss von um 80 % reduzierten Rußpartikelemissionen auf die globalen Eigenschaften und Klimawirkung von Kondensstreifen untersucht. Die anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen nimmt nur dann linear mit sinkenden Rußpartikelemissionen ab, wenn atmosphärische Bedingungen weit unterhalb des Bildungskriteriums für Kondensstreifen vorliegen. Andernfalls ist ihre Reduktion

geringer als diejenige durch die Rußpartikelemissionen. Der überlappte Bedeckungsgrad von mit Satelliten detektierbaren Kondensstreifenzirren sinkt im globalen Mittel um 75 % und der Strahlungsantrieb von allen Kondensstreifenzirren verringert sich um 57 %. Somit wird im Rahmen einer geringfügigen Abweichung zur vorherigen Mitigationsstudie von Bock (2014) bestätigt, dass der Einsatz von alternativen Treibstoffen, die die Rußpartikelemissionen deutlich reduzieren, einen signifikanten Mitigationseffekt auf die Klimawirkung von Kondensstreifenzirren haben kann. Aus den Ergebnissen der Lebenszyklenstudien ist zu schlussfolgern, dass die Reduktion dieser Klimawirkung hauptsächlich durch die Änderung der Eigenschaften von Kondensstreifenzirren in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten, wo mikrophysikalische Prozesse eine wichtige Rolle spielen, zu Stande kommt.

Ausblick

- Die Lebenszyklenstudien in dieser Arbeit implizieren, dass die Strahlungswirkung von Kondensstreifenzirren bei Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in den Wintermonaten stärker als in den Sommermonaten verringert wird. Aufgrund der begrenzten Anzahl der untersuchten synoptischen Fälle sind diese Resultate nicht hinreichend repräsentativ. Weitere Untersuchungen von Lebenszyklen hinsichtlich jahreszeitlicher Unterschieden, auch innerhalb von anderen Regionen, wären für aussagekräftigere Schlussfolgerungen erforderlich.
- In der oben beschriebenen Parametrisierung von Kärcher et al. (2015) wird aktuell der Eiskristallverlust während der Wirbelphase nicht berücksichtigt. Während unter stark eisübersättigten Bedingungen die meisten Eiskristalle überleben, gehen unter schwach eisübersättigten Bedingungen der Großteil der Eispartikel durch Sublimation während des Absinkens der Wirbel verloren. Die Fehlerquelle für Mitigationsstudien besteht darin, dass die anfänglichen Eiskristallanzahl nach der Bildung von Kondensstreifen in nichtlinearer Beziehung mit der Eiskristallanzahl nach dem Wirbelphasenverlust steht. Die Vernachlässigung der Wirbelphase führt damit zu einer Überschätzung des Mitigationseffekts von alternativen Treibstoffen (Unterstrasser, 2016). Im Hinblick auf zukünftige Mitigationsstudien ist es daher notwendig, die auf Kärcher et al. (2015) basierende Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl bezüglich des Eiskristallverlustes während der Wirbelphase zu erweitern und in ECHAM5-CCMod zu integrieren.
- In den globalen Klimasimulationen wurden bisher nur rußreiche Emissionen betrachtet. Dies bedeutet, dass die meisten Eiskristalle der Kondensstreifen durch die Rußpartikel gebildet werden. In fernerer Zukunft könnten alternative Treibstoffe wie Flüssigerdgas oder flüssiger Wasserstoff es ermöglichen, die Rußpartikelbildung noch weiter zu reduzieren oder komplett zu verhindern. In dieser Hinsicht wären weitere globale Simulationen von Kondensstreifenzirren bei rußarmen bzw. rußfreien Emissionen erforderlich, wo zusätzlich der Einfluss der eingemischten Hintergrundaerosolpartikel auf die Eiskristallbildung und späteren Eigenschaften der Kondensstreifenzirren berücksichtigt werden müsste. Handelt es sich um alternative Treibstoffe mit Schwefel oder organischen Substanzen, muss das Aktivierungsverhalten der volatilen Partikel einbezogen werden, wofür eine Weiterentwicklung der Parametrisierung von Kärcher et al. (2015) notwendig wäre.

- Die Produktion von alternativen Treibstoffen, insbesondere Biokraftstoffen, birgt teilweise auch negative Auswirkungen auf Umwelt und Gesellschaft. Gerade in den Entwicklungsländern kann der Anbau von Kulturpflanzen als Energierohstoff zu Nahrungsmittelverdrängung und Hunger führen. Regenwälder müssen teilweise gerodet und Weideflächen verdrängt werden, um den Anbau dieser Monokulturen zu ermöglichen. Aus diesem Grund ist anzustreben, dass zukünftige Mitigationsstudien auch den gesamten Lebenszyklus von alternativen Treibstoffen von der Produktion bis zur Verbrennung berücksichtigen.

Anhang A

Natürliche Zirren

A.1 Klassische Nukleationsparametrisierung

Die Eiskristallbildung von reinen Zirruswolken wird in ECHAM5 über die homogene Eisknukleation parametrisiert (Kächer and Lohmann, 2002; Lohmann and Kärcher, 2002). Dabei wurde die Temperaturgrenze, ab der Eispartikel bei entsprechenden hohen Eisübersättigungen nukleieren können, auf 238 K festgesetzt. Die Anzahl der gebildeten Eiskristalle hängt hauptsächlich von der Vertikalgeschwindigkeit der Luftmasse w und der Zeitskala für das homogene Gefrieren τ

$$n_i \simeq \frac{a_1(T_a)S_{cr}}{a_2 + a_3(T_a, p)S_{cr}} \frac{w}{\sqrt{\tau_i}} \quad (\text{A.1})$$

ab. S_{cr} ist die kritische Feuchte über Eis für homogene Eisknukleation (Koop et al., 2000) und ergibt numerisch gefittet

$$S_{cr} = 2,583 - \frac{T_a [K]}{207,83}. \quad (\text{A.2})$$

Je nach Außentemperatur (T_a) schwankt S_{cr} zwischen etwa 150 % und 170 %. a_1 ist ein temperaturabhängiger, a_3 ein temperatur- und druckabhängiger Ausdruck und $a_2 = \frac{1}{n_{sat}}$ die inverse Anzahlichte von Wassermolekülen bei Eissättigung. Die Gefrierzeitskala lässt sich über die adiabatische Kühlrate $\frac{dT_a}{dt}$

$$\tau^{-1} = c \left(\frac{\partial \ln(J)}{\partial T_a} \right)_{S_i=S_{cr}} \frac{dT_a}{dt} \quad (\text{A.3})$$

mit c als Fitparameter und J der Nukleationsrate berechnen. Die adiabatische Kühlrate steht mit der Vertikalgeschwindigkeit über

$$\frac{dT_a}{dt} = \frac{-gw}{c_p} \quad (\text{A.4})$$

in Beziehung, wobei $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ die Fallbeschleunigung und $c_p = 1005 \text{ J/(kgK)}^{-1}$ die spezifische Wärmekapazität von Luft sind. Einsetzen von Gl. A.3 und A.4 in die Relation A.1 ergibt

$$n_i \simeq w^{3/2}, \quad (\text{A.5})$$

sodass die nukleierte Eispartikelanzahlichte maßgeblich durch die Vertikalgeschwindigkeit bestimmt wird. Höhere Vertikalgeschwindigkeiten bewirken eine größere Kühlrate der Luftmassen und damit einen stärkeren Anstieg der Eisübersättigung. Dadurch können mehr Partikel gefrieren, bevor die Eisübersättigung abgebaut werden kann. Zusätzlich gilt, dass

bei geringerer Temperatur mehr Eiskristalle gefrieren können, da die Wachstumsrate der Eispartikel sich mit abnehmender Temperatur exponentiell verringert. Damit benötigen die Eispartikel mehr Zeit, um das deponierbare Wasser aufzunehmen, was die vorherige Bildung von mehr Eiskristallen ermöglicht.

A.2 Nukleation bei präexistierendem Eis

Die Berücksichtigung präexistierender Eiskristalle, die aus konvektivem Detrainment, Sedimentation und advektivem Transport hervorgehen können, wurde zusätzlich in das 2-Momenten-Mikrophysikschema (Bock and Burkhardt, 2016a) implementiert. Diese verringern das zur Deposition zur Verfügung stehende Wasser und verlangsamen damit den Anstieg der Eisübersättigung. Der Feuchteverlust durch präexistierende Eispartikel wird durch eine fiktive Abwärtsgeschwindigkeit ($w_p > 0$) ausgedrückt (Kärcher et al., 2006), die die Neunukleation von Eiskristallen verringert. Die modifizierte Vertikalgeschwindigkeit für Sekundärnukleation (w_{mod}) ergibt sich dementsprechend aus

$$w_{mod} = w + w_p. \tag{A.6}$$

Wenn $|w_p| > w$ gilt, wird die Bildung neuer Eiskristalle gänzlich unterdrückt.

Anhang B

Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren-Clustern

B.1 Änderung der Flughöhe und der Jahreszeit

Um die Sensitivität der Eigenschaften und Lebenszyklen der Kondensstreifenzirren gegenüber der Höhe und der Jahreszeit zu untersuchen, wurden zusätzlich jeweils 10 Fallstudien bei hoher und reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl im Winter bei 220 hPa Flugverkehr und im Sommer bei 260 hPa Flugverkehr durchgeführt. Bei dem höheren Flugverkehrslevel im Winter konnten sich in 8 und im Sommer in 9 von den jeweils betrachteten 10 Situationen Kondensstreifen bilden. Während in Kap. 4.3 qualitative Ergebnisse vorgestellt wurden, werden diese nachfolgend mehr im Detail ausgeführt:

B.1.1 Höherer Flugverkehrslevel

In größerer Höhe ist häufig aufgrund geringerer Temperatur die spezifische Feuchte geringer. Bei gleicher relativer Feuchte steht daher weniger Wasserdampf zu Deposition zur Verfügung. Wie bereits in Kap. 4.1 beschrieben wurde, wachsen die Eiskristalle dadurch langsamer an, wodurch die Sedimentation der Eiskristalle später einsetzt und insbesondere in langlebigen und großräumig eisübersättigten Gebieten länger andauert. Die Kondensstreifenzirren nehmen daher im Laufe des Lebenszyklus ein höheres Volumen bzw. einen größeren Bedeckungsgrad an. Andererseits ist die mittlere optische Dicke zu Beginn des Lebenszyklus deutlich geringer, da aufgrund der geringeren spezifischen Feuchte die Depositionsraten geringer und der Zuwachs an Eiswassermasse langsamer stattfindet.

Das Verhalten von Volumen und optischer Dicke überträgt sich entsprechend auf die totale Extinktion, die in Abb. B.1 a bei hoher und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl dargestellt ist. Für die betrachteten Fälle werden aufgrund der später einsetzenden Sedimentation und dem damit verbundenen Volumenzuwachs die Maxima der totalen Extinktion (Tab. B.1) bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl um durchschnittlich eine Stunde später erreicht als bei tieferem Flugverkehr. Damit verbunden haben die Kondensstreifenzirren-Cluster eine im Mittel um 2 Stunden erhöhte Lebensdauer als bei 260 hPa Flugverkehr. Am langlebigsten sind die Kondensstreifenzirren-Cluster in den synoptischen Fällen 6 und 7 mit jeweils 16,5 und 15 Stunden. Obwohl Fall 6 dynamisch kontrolliert wird, können einige Kondensstreifenzirren in dem Cluster (analog zu dem in Kap. 4.2.1 beschriebenen Fall) in einem kleinräumig eisübersättigten Gebiet über einen relativ großen Zeitraum verweilen. Für alle betrachteten Fälle verkürzt sich die Lebensdauer der Kondensstreifenzirren-Cluster im Mittel um 4 Stunden durch die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl. In den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1, 2 und 3 sind die Maxima der totalen Extinktion bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl ähnlich so groß wie die Maxima in den bei-

den mikrophysikalisch kontrollierten Fälle 1 und 3 bei Flugverkehr in 260 hPa (Abb. 4.5 e). Während die optische Dicke innerhalb der ersten 6 Stunden um einen Faktor 2 bis 3 geringer ist, ist der Volumenzuwachs im Verlauf des Lebenszyklus deutlich stärker ausgeprägt als bei den beiden mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifenzirren-Clustern bei 260 hPa Flugverkehr (hier nicht gezeigt). Die Kompensation der geringeren optischen Dicke durch das deutlich höhere Volumen führt zu vergleichbaren Maxima in der totalen Extinktion bezüglich der beiden unterschiedlichen Flugverkehrslevel. In den dynamisch kontrollierten Fällen 4, 5 und 6 bleibt die totale Extinktion ähnlich wie im tieferen Flugverkehrslevel um mindestens eine Größenordnung geringer als in den jeweiligen mikrophysikalisch kontrollierten Situationen.

Abb. B.1 b zeigt die Differenz in der totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. In den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen und in den Situationen im Übergangsregime erreichen die Differenzen ähnliche Größenordnungen wie im niedrigeren Flugverkehrslevel. Die Differenzen bleiben jedoch über einen längeren Zeitraum stärker ausgeprägt, was auf die längere Lebensdauer der Kondensstreifenzirren-Cluster im höheren Flugverkehrslevel zurückzuführen ist. Daher ist die zeitlich integrierte Differenz in der totalen Extinktion (Tab. 4.1 und B.1) bei 220 hPa Flugverkehr für alle Fälle betrachtet im Mittel um etwa ein Drittel größer als bei dem tieferen Flugverkehr.

Ein Sonderfall ist der dynamisch kontrollierte Fall 4. Zu Beginn des Lebenszyklus ist die Differenz in der totalen Extinktion positiv und nähert sich nach 5 Stunden der Null an. Daher ist das zeitliche Integral der Differenz im Gegensatz zu allen anderen Fällen positiv, sodass die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl in diesem Fall sogar eine geringfügige Zunahme der kurzweiligen Strahlungswirkung von Kondensstreifen bewirkt. In dem ziemlich kleinräumigen, aber dafür durch eine hohe spezifische Feuchte gekennzeichneten eisübersättigten Gebiet ist zu Beginn des Lebenszyklus der Volumenzuwachs bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl so stark, dass der Unterschied in der optischen Dicke zwischen hoher und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl überkompensiert wird. Gleichzeitig gehen aber bereits in den ersten 2 Stunden unabhängig von der Initialisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl mehr als die Hälfte der Eiskristalle durch dynamische Prozesse und etwa 35 % durch Verdrängung durch natürliche Zirren verloren. Nach einem Alter von 5 Stunden sind selbst bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl nur noch so wenige Eiskristalle übrig, dass kaum noch Sedimentation von Eiskristallen stattfindet und der zu Beginn höhere Volumenzuwachs bei geringer anfänglicher Eiskristallanzahl nicht mehr kompensiert werden kann.

B.1.2 Sommer versus Winter

Da im Sommer aufgrund höherer Temperaturen mehr Wasserdampf zur Deposition zur Verfügung steht, können die Eiskristalle schneller anwachsen und somit die Sedimentation früher einsetzen. Dadurch können einerseits Kondensstreifenzirren bereits in der frühen Phase ihres Lebenszyklus ein hohes Eiswassergerhalt annehmen und deutlich höhere optische Dicken erreichen als im Winter bei demselben Flugverkehrslevel; andererseits wird aufgrund einer kürzeren Lebensdauer im Laufe des Lebenszyklus ein geringeres Volumen erreicht.

Abb. B.1 c zeigt die totale Extinktion bei hoher und geringer anfänglicher Eiskristallanzahl

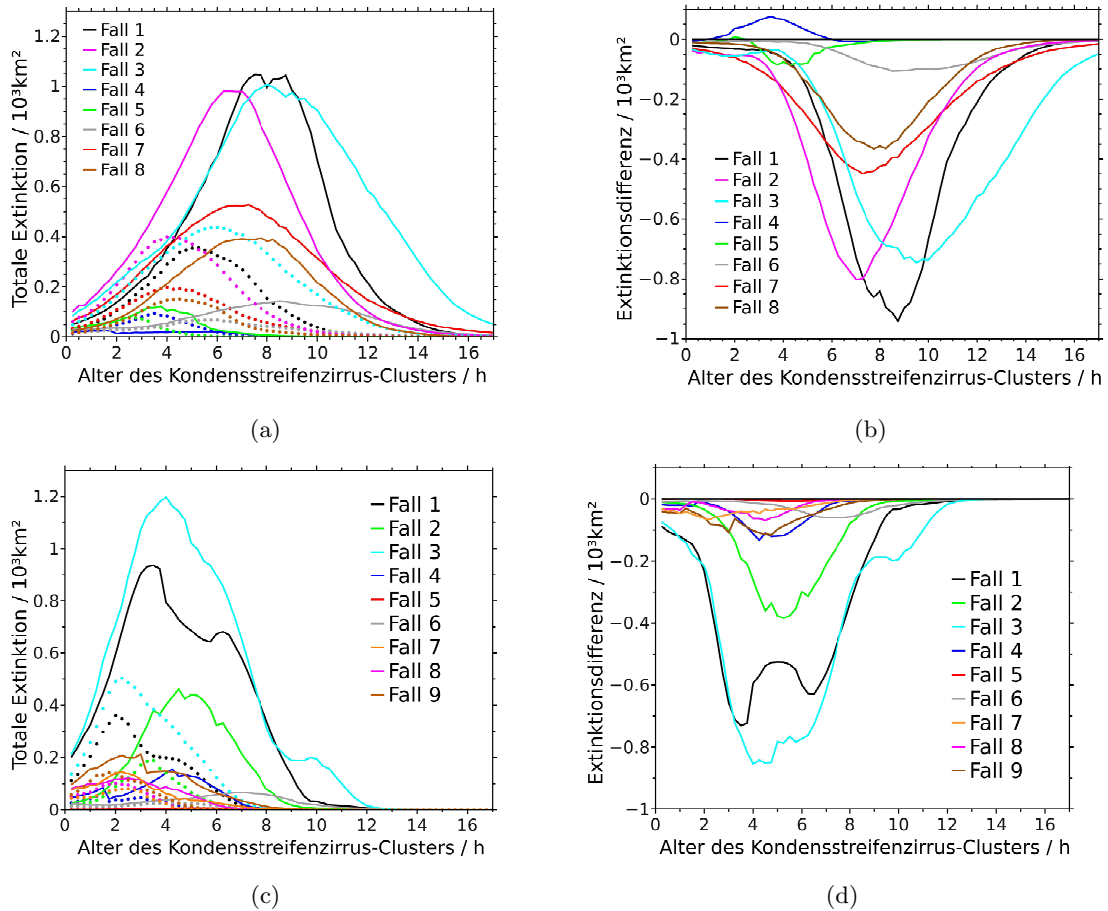


Abbildung B.1: Sensitivitätsstudien zur zeitlichen Entwicklung der Kondensstreifen-zirren-Cluster bei verschiedenen synoptischen Situationen durch Änderung des Flugverkehrslevels und der Jahreszeit: Dargestellt ist die totale Extinktion für (a) im Winter bei Flugverkehr in 220 hPa und (c) im Sommer bei Flugverkehr in 260 hPa für hohe (durchgezogen) und geringe (gepunktet) anfängliche Eiskristallanzahl; (b) und (d) zeigen die Differenz in der totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Die Klassifikation der Lebenszyklen nach der synoptischen Situation ist in Tab. B.1 aufgeführt. Das Alter der Kondensstreifen-zirren bemisst den Zeitpunkt, ab dem der Flugverkehr im Modell ausgeschaltet worden ist.

für die 9 betrachteten synoptischen Situationen im Sommer. Bei den Kondensstreifen-zirren-Clustern mit hoher anfänglicher Eiskristallanzahl werden die Maxima der totalen Extinktion tendenziell früher erreicht als im Winter (Tab. 4.1 und B.1), da der Volumenzuwachs durch Sedimentation eher einsetzt. Damit verbunden ist die Lebensdauer der Kondensstreifen-zirren-Cluster für alle betrachteten Situationen im Mittel um 1 Stunde geringer als im Winter. Die Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl bewirkt eine durchschnittliche Verringerung der Lebensdauer um etwa 3,5 Stunden.

Die Maxima der totalen Extinktion in den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1 und 3 haben bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl eine ähnliche Größenordnung wie diejenigen in den mikrophysikalisch kontrollierten Fällen 1 und 3 im Winter und treten um etwa 2 Stunden früher ein. Dagegen ist das Maximum im synoptischen Fall 2, der ebenfalls eine starke mikrophysikalische Kontrolle aufweist, um mehr als 50 % geringer als die jeweiligen Maxima in den Fällen 1 und 3, da das anfängliche Volumen dieses Kondensstreifen-zirren-Clusters deutlich kleiner ist. In den restlichen synoptischen Situationen sind die Maxima nur schwach ausgeprägt und um 80 bis 99 % geringer als die Maxima in den beiden mi-

220 hPa Flugverkehr in Winter

260 hPa Flugverkehr in Sommer

Fall	$E_{high,max}$	$E_{low,max}$	E_{diff}	LT_{diff}	$E_{high,max}$	$E_{low,max}$	E_{diff}	LT_{diff}
1	1,05 (7,0)	0,36 (4,0)	-4,67	-4,25	0,94 (3,5)	0,36 (2,0)	-3,86	-5,5
2	0,98 (5,75)	0,40(3,5)	-4,16	-4,0	0,46 (4,5)	0,19 (3,5)	-1,45	-3,25
3	1,01 (5,75)	0,44 (2,75)	-5,42	-4,75	1,20 (4,0)	0,50 (2,25)	-4,84	-6,75
4	0,025 (4,75)	0,094 (3,75)	+0,17	-0,5	0,16 (4,25)	0,063 (1,5)	-0,42	-2,5
5	0,12 (6,0)	0,078 (3,25)	-0,24	-2,25	0,007 (5,5)	0,003 (3,25)	-0,02	-2,75
6	0,14 (7,0)	0,068 (4,5)	-0,72	-4,75	0,066 (6,75)	0,026 (3,75)	-0,28	-4,5
7	0,52 (0,5)	0,20 (0,5)	-3,11	-6,25	0,14 (4,25)	0,08 (2,5)	-0,27	-2,5
8	0,40 (5,25)	0,15 (3,0)	-1,98	-5,25	0,12 (2,5)	0,10 (2,0)	-0,22	-1,75
9	————	————	————	————	0,21 (3,0)	0,14 (1,75)	-0,51	-3,0

Tabelle B.1: Maxima der totalen Extinktion in $10^3 km^2$ bei Flugverkehr in 220 hPa im Winter für hohe (2. Spalte) und geringe anfängliche Eiskristallanzahl (3. Spalte) und im Sommer bei Flugverkehr in 260 hPa für hohe (6. Spalte) und geringe anfängliche Eiskristallanzahl (7. Spalte). Die Werte in den Klammern repräsentieren das Alter der Kondensstreifencluster, sobald die Maxima auftreten. In der 4. und die 8. Spalte sind jeweils die zeitlich integrierten Differenzen der totalen Extinktion in $10^3 km^2 h$ und in der 5. und die 9. Spalte jeweils die Differenz in der (gemäß Kap. 4.2.6 definierten) Lebensdauer in h zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl dargestellt. Die Kondensstreifencluster sind bei 220 hPa Flugverkehr im Winter für die synoptischen Situationen 1 bis 3 mikrophysikalisch und für die Fälle 4 bis 6 dynamisch kontrolliert und im Sommer bei 260 hPa Flugverkehr für die Fälle 1 bis 3 mikrophysikalisch und für die Fälle 4 bis 7 dynamisch kontrolliert. Die restlichen Situationen befinden sich jeweils im Übergangsregime. Da sich im Winter (220 hPa Flugverkehr) in 8 und im Sommer (260 hPa Flugverkehr) dagegen in 9 von den 10 simulierten synoptischen Situationen Kondensstreifen bilden konnten, enthält die letzte Zeile für die Spalten 2 bis 5 keine Eintragungen. Die Fälle wurden bezüglich ihrer Klassifikation nach der synoptischen Situation sortiert und repräsentieren nicht die chronologische Reihenfolge ihres Auftretens.

krophysikalisch kontrollierten Situationen 1 und 3.

Abb. B.1 d zeigt die Differenz in der totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl, die in den hier betrachteten Sommerfällen stets negativ ist. Die Differenz resultiert hauptsächlich aus den Unterschieden in der optischen Dicke. Die optische Dicke nimmt bei reduzierter anfänglicher Eiskristallanzahl im Sommer noch schneller ab als im Winter. Dies resultiert aus den früher einsetzenden Sedimentationsprozessen und der damit einhergehenden stärkeren Verdünnung der Kondensstreifencluster. Die zeitlich integrierten Differenzen in der totalen Extinktion (Tab. B.1) sind mit den Winterfällen vergleichbar, wenn die Kondensstreifencluster mikrophysikalisch kontrolliert sind. Die integrierten Differenzen im Übergangsregime sind dagegen im Sommer um mindestens mehr als 50 % geringer als diejenigen im Winter für das Übergangsregime. Aus diesem Grund ist die zeitlich integrierte Differenz für alle Sommerfälle betrachtet durchschnittlich um 45 % geringer als in den entsprechenden Wintersituationen.

B.2 Variation der anfänglichen Eiskristallanzahl

B.2.1 Reduktion der Eiskristallanzahl um 50 %

Im Rahmen von ECLIF-I wurden junge Kondensstreifen unter 50:50 Beimischung von alternativen Treibstoffen zu konventionellem Kerosin gemessen. Die Ergebnisse zeigen, dass die anfängliche Eiskristallanzahl im Vergleich zu purem Kerosin um etwa 50 % reduziert wird (persönliche Kommunikation mit C. Voigt). Da in den Lebenszyklenstudien

in Kap. 4 eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl untersucht wurde, werden nachfolgend auch Ergebnisse zu einer 50 %-igen Verringerung aufgezeigt. Die hohe anfängliche Eiskristallanzahl im Referenzlauf beträgt $6 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$ (Kap. 3.3.1). Abb. B.2 a zeigt die Differenzen im zeitlich akkumulierten Sedimentationsverlust bei einer 50 %-igen (gestrichelt) und 80 %-igen Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl (durchgezogen) jeweils zum Referenzlauf für 3 verschiedene synoptische Situationen aus Kap. 4.2. Die Unterschiede in den Sedimentationsverlusten zwischen reduzierter und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl wurden in Abschnitt 4.4 ausführlich erklärt.

Im mikrophysikalisch kontrollierten Fall 1 beträgt bei einer 50 %-igen Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl die maximale Differenz etwas mehr als 10 % und am Ende des Lebenszyklus gehen 7 % mehr Eiskristalle durch Sedimentation verloren; bei einer 80 %-igen Reduktion ist die maximale Differenz 25 % und der Unterschied im Endverlust bemisst sich auf 15 %. Dieses Ergebnis impliziert damit, dass der Eiskristallverlust durch Sedimentation mit abnehmender anfänglicher Eiskristallanzahl superlinear zunimmt. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich für die beiden anderen Fälle. Das Maximum im Sedimentationsverlust ist im Fall 6 (Übergangsregime) bei einer 50 %-igen Herabsetzung der anfänglichen Eiskristallanzahl deutlich schwächer ausgeprägt als bei einer 80 %-igen Reduktion.

Abb. B.2 b veranschaulicht für dieselben synoptischen Situationen die jeweiligen Differenzen in der totalen Extinktion, die in Abschnitt 4.2.4 bereits für eine 80 %-ige Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl aufgezeigt wurden. In dem mikrophysikalisch kontrollierten Fall 1 tritt die maximale Differenz bei einer um 50 % reduzierten anfänglichen Eiskristallanzahl etwa eine Stunde später auf und ist um 45 % geringer als bei einer 80 %-igen Verringerung. In der Situation im Übergangsregime verringert sich die maximale Differenz in der totalen Extinktion um etwa die Hälfte, wenn die anfängliche Eiskristallanzahl um 50 % anstatt um 80 % reduziert wird. In dem dynamisch kontrollierten Fall sind unabhängig von der Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl kaum Unterschiede in der totalen Extinktion festzustellen. Im nachfolgenden Abschnitt wird die integrierte totale Extinktion für unterschiedliche Werte der anfänglichen Eiskristallanzahl betrachtet, um diese auf Nichtlinearität zu untersuchen.

B.2.2 Totale Extinktion in Abhängigkeit von der anfänglichen Eiskristallanzahl

Abb. B.3 a zeigt für einen mikrophysikalisch (Fall 1) und eine dynamisch kontrollierte Situation (Fall 5) die Differenz in der zeitlich integrierten totalen Extinktion zu den jeweiligen Referenzwerten bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl in Abhängigkeit von der anfänglichen Eiskristallanzahl. Für die mikrophysikalisch kontrollierte Situation sind konsistent zu den vorherigen Ergebnissen die Differenzen in der integrierten kurzwelligen Strahlungswirkung deutlich stärker ausgeprägt als im dynamisch kontrollierten Fall und unterscheiden sich um bis zu einem Faktor von 30.

Um die kurzwellige Strahlungswirkung von Kondensstreifen auf Nichtlinearitätsbeziehung gegenüber der anfänglichen Eiskristallanzahl zu untersuchen, wird in Abb. B.3 b nun die integrierte totale Extinktion im Verhältnis zu den jeweiligen Referenzwerten bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl betrachtet. In der mikrophysikalisch kontrollierten Situation wird die integrierte totale Extinktion bei einer 50 %-igen und 80 %-igen Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl jeweils um etwa 40 % und 73 % reduziert. Man erkennt, dass aufgrund der Normierung mit den Referenzwerten die Unterschiede zwischen den beiden Fallstudien nun relativ klein sind und nicht mehr als 10 % betragen.

In beiden synoptischen Situationen wird eine nichtlineare Beziehung zwischen integrierter

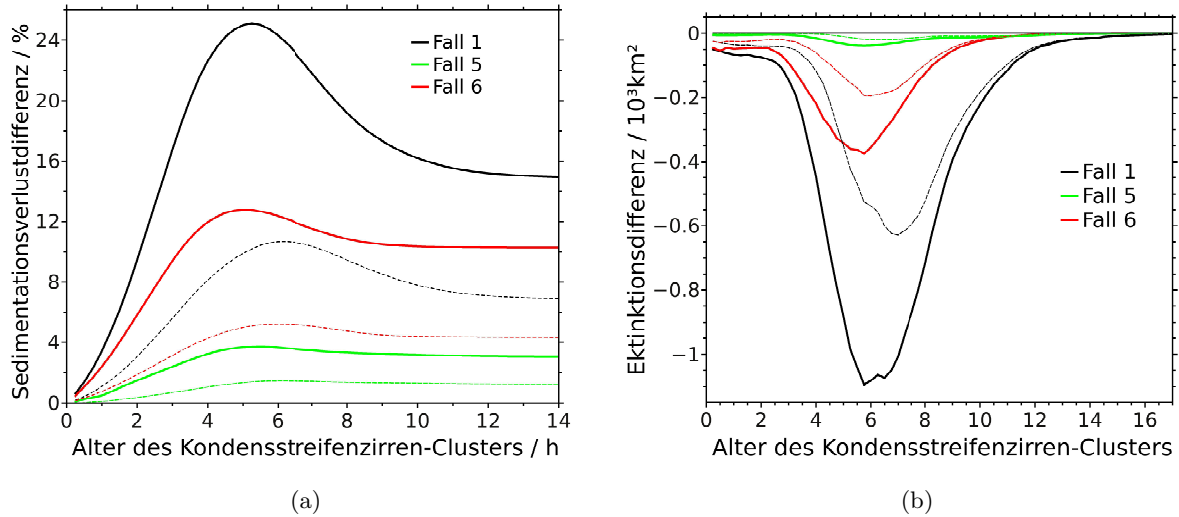


Abbildung B.2: Differenzen im (a) zeitlich akkumulierten Eiskristallverlust durch Sedimentation und (b) der totalen Extinktion von Kondensstreifenwirren für jeweils eine mikrophysikalisch (Fall 1) und dynamisch kontrollierte Situation (Fall 5) sowie eine Situation im Übergangsbereich (Fall 6) im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa (siehe Kap. 4.2). Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Differenzen zwischen der um 80 % reduzierten und hohen anfänglichen Eiskristallanzahl ($6 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1}$) und die dünnen, gestrichelten Linien die entsprechenden Differenzen zwischen einer um 50 % reduzierten und der hohen anfänglichen Eiskristallanzahl. Die Klassifikation der synoptischen Situationen ist in Tab. 4.1 aufgeführt.

totaler Extinktion und der anfänglichen Eiskristallanzahl ersichtlich. Während die Reduktion der kurzweiligen Strahlungswirkung bis zu einer Verringerung der anfänglichen Eiskristallanzahl um 60 % sublinear stattfindet, erfolgt eine weitere Abnahme mit sinkender anfänglicher Eiskristallanzahl superlinear. Wenn auch hier lediglich 2 synoptische Situationen untersucht wurden, decken sich die Ergebnisse qualitativ mit der Studie von Bock and Burkhardt (2015), wo innerhalb von globalen Klimasimulationen ebenfalls eine nichtlineare Beziehung zwischen Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifenwirren und der anfänglichen Eiskristallanzahl festgestellt wurde. Das bedeutet, dass eine deutliche Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen stattfinden muss, um einen signifikanten Effekt bezüglich der Reduktion der Klimawirkung durch Kondensstreifenwirren zu erzielen.

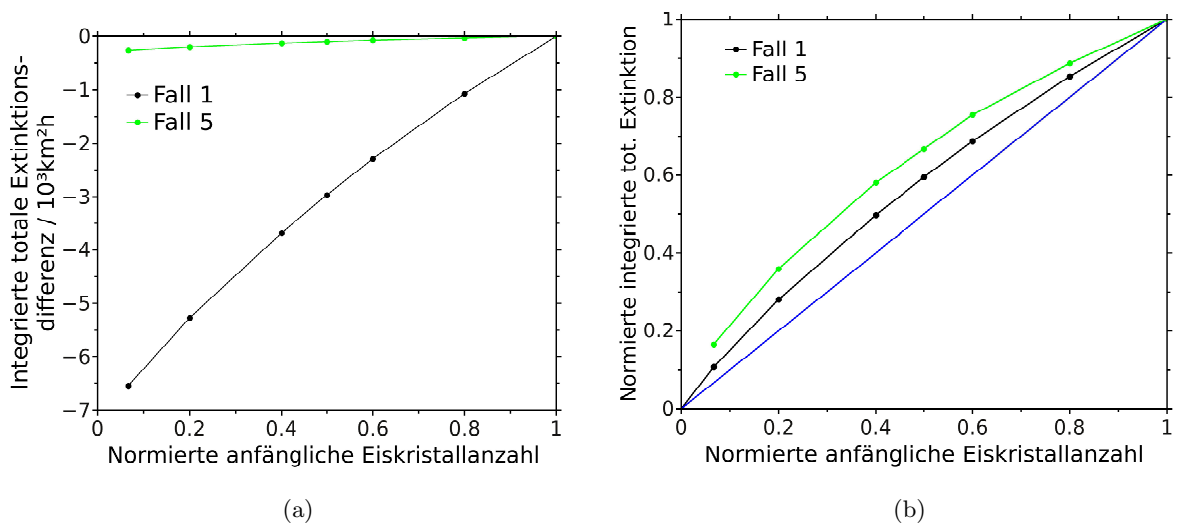


Abbildung B.3: Zeitlich integrierte totale Extinktion von Kondensstreifenwirren in Abhängigkeit von der mit $6 \cdot 10^{12} m^{-1}$ normierten, anfänglichen Eiskristallanzahl für jeweils eine mikrophysikalisch (Fall 1) und dynamisch kontrollierte Situation (Fall 5) (a) als Differenz und (b) als Verhältnis zu den jeweiligen Referenzwerten ($7,32 \cdot 10^3 km^2 h$ für die Fallstudie 1 und $0,31 \cdot 10^3 km^2 h$ für die Fallstudie 5) bei hoher anfänglicher Eiskristallanzahl. Die entsprechenden Referenzwerte für die integrierte totale Extinktion betragen jeweils Die Sensitivitätsstudie wurde für Reduktionen der anfänglichen Eiskristallanzahl um 20 %, 40 %, 50 %, 60 % und 80 % und 93 % durchgeführt. Die blaue Kurve dient dabei zur Veranschaulichung einer linearen Abnahme.

Anhang C

Eiskristallbildung von Kondensstreifen

C.1 Aerosolpartikelspektren im Abgasstrahl

In Kap. 5.1 wurde offline die Abhängigkeit der Eiskristallbildung von Luftdruck und Umgebungstemperatur bei verschiedenen Rußpartikelemissionen untersucht. Um den Beitrag der eingemischten Hintergrundaerosolpartikel zum Gesamtpartikelspektrum zu veranschaulichen, zeigt Abb. C.1 die Lognormalverteilungen (Gl. 3.24) für die Ruß- und Hintergrundaerosolpartikel jeweils für die 3 verschiedenen Rußemissionsindizes. Für die totale Hintergrundaerosolpartikelanzahlkonzentration wurde stets 600 cm^{-3} festgesetzt und für beide Partikeltypen ein Median-Radius von 15 nm angenommen. Der Median-Radius charakterisiert gemäß Definition das Maximum der Lognormalverteilung. Unabhängig von den Rußemissionen zeigen sich signifikante Rußpartikelanzahlkonzentrationen zwischen Partikelradien von 5 und 60 nm. Durch die Rechtsschiefe der Verteilung sind die Rußpartikel im Mittel größer als 15 nm. Die Maxima der Rußpartikelgrößenverteilungen ändern sich in gleicher Größenordnung wie sich der Rußemissionsindex ändert.

Bei den rußangereicherten Emissionen (Abb. C.1 a und b) wird ersichtlich, dass die Anzahlkonzentrationen der eingemischten Hintergrundaerosolpartikel gegenüber den Rußpartikelanzahlkonzentrationen vergleichbar gering sind. Die Maxima der Hintergrundaerosolpartikelgrößenverteilungen sind bei einem Rußemissionsindex von $\text{EI}_s = 10^{14} \text{ kg-fuel}^{-1}$ und $10^{15} \text{ kg-fuel}^{-1}$ jeweils um 97 % und mehr 99,5 % geringer als die jeweiligen Maxima der Rußpartikelgrößenverteilungen. Erst bei der rußarmen Emissionen (Abb. C.1 c, $\text{EI}_s = 10^{13} \text{ kg-fuel}^{-1}$) trägt das Hintergrundaerosolpartikelspektrum deutlich zum Gesamtpartikelspektrum bei. Die maximale Hintergrundaerosolpartikel-Anzahlkonzentration beträgt dann fast 30 % von der maximalen Rußpartikelanzahlkonzentration. Aus diesem Grund haben bei rußarmen Emissionen die eingemischten Hintergrundaerosolpartikel einen deutlichen Einfluss auf die Temperatur- und Druckabhängigkeit der Eiskristallbildung von Kondensstreifen (Kap. 5.1.1 und 5.1.2).

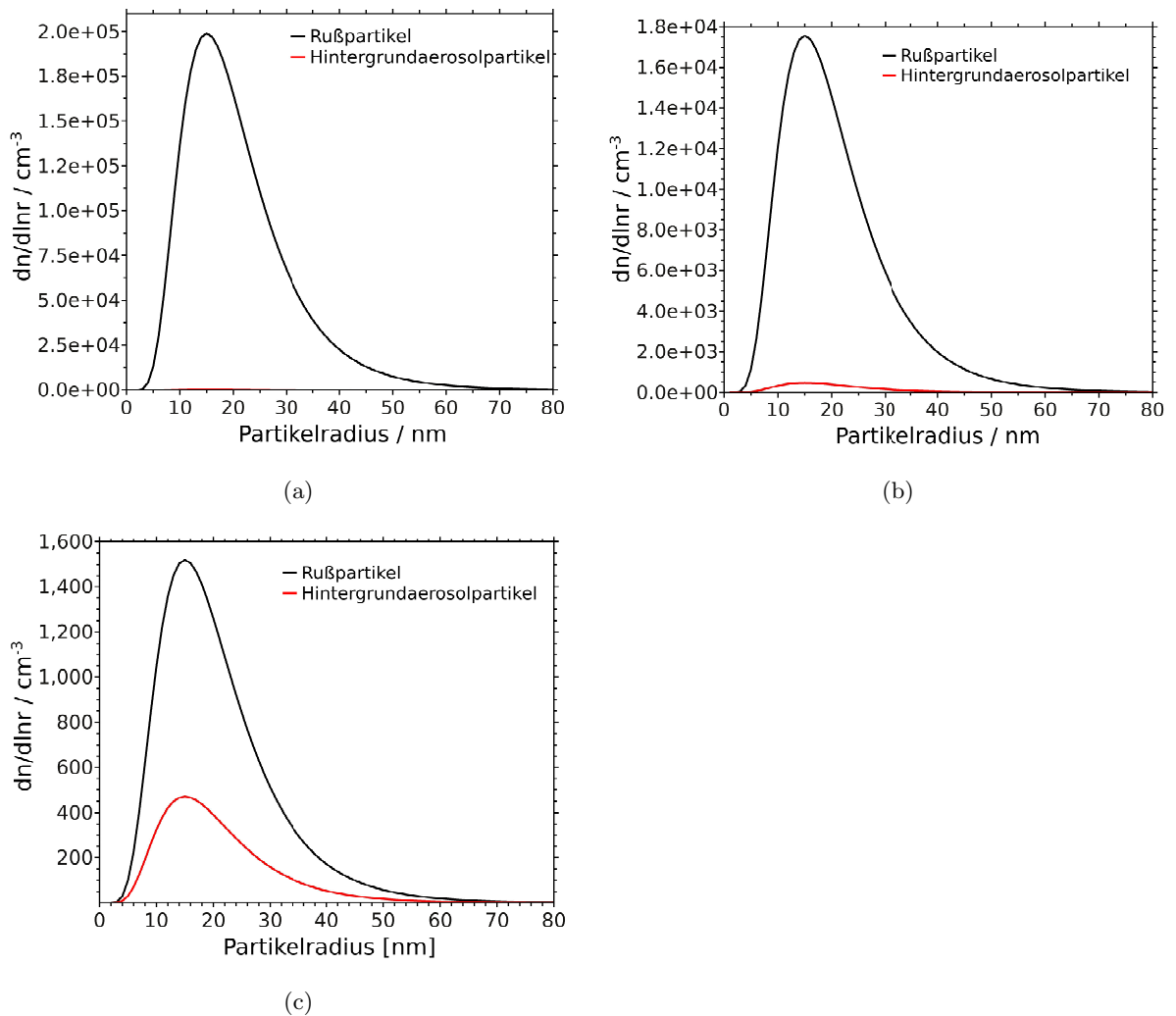


Abbildung C.1: Größenverteilungen von Rußpartikeln (schwarz) und Hintergrundaerosolpartikeln (rot) im Flugzeugabgasstrahl zum Zeitpunkt der Eiskristallbildung von Kondensstreifen unter Annahme von 220 K Umgebungstemperatur, 240 hPa Atmosphärendruck und 120 % relativer Feuchte über Eis. Die Hintergrundaerosolpartikelanzahlkonzentration beträgt 600 cm^{-3} und der Rußemissionsindex ist in (a) $10^{15} \text{ kg-fuel}^{-1}$, (b) $10^{14} \text{ kg-fuel}^{-1}$ und (c) $10^{13} \text{ kg-fuel}^{-1}$. Die Größenverteilungen wurden für beide Partikeltypen unter Annahme einer Lognormalverteilung mit Gauss'scher Standardabweichung von 1,6 und einem Median-Radius von 15 nm dargestellt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Eisübersättigungsfrequenz basierend auf AIRS zwischen 200 und 250 hPa (Lamquin et al., 2012)	8
2.2	Eispartikelanzahlverteilung eines 3 h alten Kondensstreifens und eines benachbarten natürlichen Zirrus (Voigt et al., 2016)	14
2.3	Eiskristallverlust nach der Wirbelphase für verschiedene relative Feuchten über Eis (Unterstrasser, 2014)	17
2.4	Eiskristallanzahlkonzentration neu gebildeter Kondensstreifen für verschiedene Außentemperaturen (Kärcher and Yu, 2009)	22
3.1	Schematische Darstellung des Volumenbedeckungsgrades (Bock, 2014)	28
3.2	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Eiskristallverluste	33
3.3	Sättigungsdampfdruck von unterkühltem Wasser und Eis sowie eine Mischungsgerade von einem abkühlendem Flugzeug-Abgasstrahl (Kärcher et al., 2015)	36
3.4	Aktivierungsrelaxationsbedingung: Tröpfchenanzahlkonzentrationen in cm^{-3} in Abhängigkeit der Wasserübersättigung im Triebwerks-Abgasstrahl (Kärcher et al., 2015)	38
3.5	Änderung der Mischungsgerade im Abgasstrahl durch Verringerung der Umgebungstemperatur und Erhöhung des Atmosphärendrucks	39
4.1	Synoptische Situation und Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad zu Beginn des Lebenszyklus sowie bei einem Alter von 4 und 8 Stunden des Kondensstreifenzirren-Clusters (Fallstudie 1)	46
4.2	Zeitliche Entwicklung eines mikrophysikalisch kontrollierten Kondensstreifenzirren-Clusters im Winter (Fallstudie 1)	48
4.3	Zeitliche Entwicklung eines dynamisch kontrollierten Kondensstreifenzirren-Clusters (Fallstudie 5) im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa	52
4.4	Zeitlich akkumulierter Eiskristallverlust durch Sedimentation für verschiedene Wintersituationen bei 260 hPa Flugverkehr	54
4.5	Zeitliche Entwicklung von Volumen ($\tau > 0,02$), totaler Extinktion und optischer Dicke für verschiedene Situationen im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa	55
4.6	Differenz in dem normierten Kondensstreifenzirren-Volumen ($\tau > 0,02$) und (b) der normierten totalen Extinktion zwischen geringer und hoher anfänglicher Eiskristallanzahl für verschiedene Wintersituationen bei 260 hPa Flugverkehr	57
4.7	Absolute Häufigkeit von mikrophysikalisch und dynamisch kontrollierten Lebenszyklen von Kondensstreifenzirren für jeden Monat als Summe über die beiden simulierten Modelljahre	61
4.8	Totale Extinktion von Kondensstreifenzirren jeweils gemittelt über mehrere Lebenszyklen innerhalb eines Jahres	63

5.1	Emissionsindex von Eis in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur für 3 verschiedene Rußpartikelemissionen	70
5.2	Emissionsindex von Eis (AEI_i) in Abhängigkeit vom Atmosphärendruck bei 3 verschiedenen Rußpartikelemissionen	72
5.3	Emissionsindex von Eis in Abhängigkeit von der Höhe unter Annahme von Druck- und Temperaturwerten der internationalen Standardatmosphäre für 3 verschiedene Rußpartikelemissionen	72
5.4	Globale Verteilung von jährlich gemitteltem Eisemissionsindex, der Temperaturdifferenz zur SA-Grenztemperatur sowie der Umgebungstemperatur in 240 hPa	75
5.5	Globale Verteilung vom Eisemissionsindex jährlich gemittelt in 300 hPa und nur über die Sommermonate gemittelt in 240 hPa	76
5.6	Globale Verteilung vom Treibstoffverbrauch und der anfänglichen Eiskristallanzahl pro Flugstrecke im Jahresmittel	77
5.7	Globale Verteilung von Eispartikelanzahlkonzentration, optischer Dicke und Eiswassergehalt für hohe Rußpartikelemissionen in 240 hPa sowie Verhältnis dieser Größen zwischen dem Modelllauf mit hohen Rußemissionen und der Referenzsimulation	81
5.8	Höhenprofile von zonal und über verschiedene Breitenbereiche aufsummierter anfänglicher Eiskristallanzahl von Kondensstreifen und zonal und über verschiedene Breitenbereiche gemittelter Eiskristallanzahlkonzentration, optischer Dicke und Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen jeweils für hohe Rußemissionen und die Referenzsimulation.	84
5.9	Globale Verteilung von mittlerer anfänglicher Eiskristallanzahl neu gebildeter Kondensstreifen sowie Eispartikelanzahlkonzentration, Eiswassergehalt und optischer Dicke von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen für geringe Rußemissionen im Verhältnis zu den hohen Rußemissionen in 240 hPa.	87
5.10	Höhenprofile von global gemittelter Eiskristallanzahlkonzentration, optischer Dicke und Eiswassergehalt für hohe und geringe Rußemissionen	89
5.11	Überlappter Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren (mit $\tau > 0,05$); kurzwelliger, langwelliger und Netto-Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen für hohe Rußemissionen sowie Differenz vom Bedeckungsgrad und Netto-Strahlungsantrieb zwischen geringen und hohen Rußemissionen	91
B.1	Sensitivitätsstudien zur zeitlichen Entwicklung der Kondensstreifenzirren-Cluster bei verschiedenen synoptischen Situationen durch Erhöhung des Flugverkehrslevels und Änderung der Jahreszeit von Winter auf Sommer	104
B.2	Differenzen im zeitlich akkumulierten Eiskristallverlust durch Sedimentation und der totalen Extinktion von Kondensstreifenzirren durch eine Reduktion der anfänglichen Eiskristallanzahl um 50 % und 80 % für 3 verschiedene Wintersituationen.	107
B.3	Zeitlich integrierte totale Extinktion von Kondensstreifenzirren in Abhängigkeit von der anfänglichen Eiskristallanzahl für jeweils eine mikrophysikalisch und eine dynamisch kontrollierte Situation	108
C.1	Größenverteilungen von Ruß- und Hintergrundaerosolpartikeln im Flugzeugabgasstrahl zum Zeitpunkt der Eiskristallbildung von Kondensstreifen	110

Tabellenverzeichnis

3.1	Modale Struktur des Aerosolmoduls HAM (Stier et al., 2005)	27
4.1	Darstellung wichtiger Größen der Kondensstreifenzirren-Cluster im Winter bei Flugverkehr in 260 hPa	50
4.2	Prozentuale Häufigkeit von synoptischen Situationen innerhalb von 2 simulierten Modelljahren	61
4.3	Jährlich gemittelte integrierte totale Extinktion und integrierte normierte totale Extinktion	63
5.1	Druck- und Temperaturwerte für die internationale Standardatmosphäre in Abhängigkeit von der Höhe	73
5.2	Global aufsummierte anfängliche Eiskristallanzahl von Kondensstreifen und global gemittelte Eigenschaften von Kondensstreifenzirren aller Altersklassen	80
B.1	Darstellung wichtiger Größen der Kondensstreifenzirren-Cluster im Winter bei Flugverkehr in 220 hPa und im Sommer bei Flugverkehr in 260 hPa . . .	105

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	Einheit
A_{co}	Querschnittsfläche neu gebildeter Kondensstreifen zur Initialisierung	m^2
A_{cc}	Querschnittsfläche von Kondensstreifenzirren	m^2
A_{GB}	Fläche der Modell-Gitterbox	m^2
AEI_i	Emissionsindex von Eis (Eiskristallanzahl pro kg verbranntem Treibstoff)	kg^{-1}
b_{ci}	Bedeckungsgrad von natürlichen Zirren	
b_{sprd}	gescherter Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren	
b_{vol}	Volumenbedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren	
$b_{cc,tot}$	überlappter, gescherter Bedeckungsgrad von Kondensstreifenzirren	
B_{co}	potenzieller Bedeckungsgrad neu gebildeter Kondensstreifen	
B_{cc}	potenzieller Kondensstreifenzirren-Bedeckungsgrad	
C	Aufnahmefähigkeit von Eiskristallen	
c_p	spezifische Wärmekapazität von Wasser	$J(kgK)^{-1}$
d	Flugdistanz innerhalb eines Moellzeitschritts	m
D	Verdünnungsfaktor im Triebwerks-Abgasstrahl	
\hat{D}	Diffusionskoeffizient	$m^2 s^{-1}$
D_v	vertikale Diffusivität	$m^2 s^{-1}$
E	Extinktion (Abschwächung der Solarstrahlung innerhalb einer Gittersäule)	
E_{cc}	totale Extinktion durch Kondensstreifenzirren	m^2
EI_s	Rußemissionsindex (Rußpartikelanzahl pro kg verbranntem Treibstoff)	kg^{-1}
g	Fallbeschleunigung	ms^{-2}
G	Steigung der Mischungsgerade	PaK^{-1}
H	vertikale Ausdehnung der Kondensstreifenzirren	m
iwc_{cc}	Eiswassergehalt von Kondensstreifenzirren	m^{-3}
L_{co}	Länge neu gebildeter Kondensstreifen zur Initialisierung	m
L	Länge der Kondensstreifenzirren	m
L_w	Kondensationsverlustterm (Abbau der Wasserübersättigung)	s^{-1}
m_F	Treibstoffverbrauch	kgm^{-1}
M_w	Massenemissionsindex von Wasserdampf	$kgkg^{-1}$
n_a	Außenaerosolpartikelanzahlkonzentration	m^{-3}
$n_{w,s}$	Anzahlkonzentration der Rußpartikel im Abgasstrahl	m^{-3}
$n_{w,a}$	Anzahlkonzentration der Hintergrundaerosolpartikel im Abgasstrahl	m^{-3}
$n_w^{(1)}$	Aktivierungsspektrum der Aerosolpartikel im Abgasstrahl	m^{-3}
$n_w^{(2)}$	notwendige Tröpfchenanzahlkonzentration für die Aktivierungsrelaxation	m^{-3}
n_o	Tröpfchenanzahlkonzentration zum Zeitpunkt der Aktivierungsrelaxation	m^{-3}
n_{co}	Eispartikelanzahlkonzentration von Kondensstreifen zur Initialisierung	m^{-3}
n_{cc}	Eispartikelanzahlkonzentration von Kondensstreifenzirren	m^{-3}
n_i	nukleiierte Eispartikelanzahldichte von natürlichen Zirren	m^{-3}
N_{co}	Anzahl der pro Flugstrecke gebildeten Eiskristalle von Kondensstreifen	m^{-1}
N_{tot}	Totale anfängliche Eiskristallanzahl neu gebildeter Kondensstreifen	
N	Luft-Treibstoff-Massenmischungsverhältnis	$kgkg^{-1}$
p_a	Atmosphärendruck	Pa
P_w	Produktionsterm für den Anstieg des Wasserübersättigung	s^{-1}
q_{co}	Eiswassermassenmischungsverhältnis neu gebildeter Kondensstreifen	$kgkg^{-1}$
q_{dif}	Differenz zwischen Feuchte und der Feuchte bei Sättigung im Gittermittel	$kgkg^{-1}$
Q	Verbrennungswärme im Triebwerk	J

Symbol	Bedeutung	Einheit
r	relative Feuchte im Gittermittel oder trockener Aerosolpartikelradius	keine / m
r_{act}	Aktivierungsradius der Aerosolpartikel (Trockenpartikelgröße)	m
\bar{r}	Median-Radius der Aerosolpartikel (Zentralwert der Verteilung)	m
r_{ci}	kritische relative Feuchte für die Bildung von natürlichen Zirren im Modell	
r_{sat}	relative Feuchte bei Sättigung	
r_{cc}	Volumenradius von Kondensstreifenzirren	m
RF_{cc}	Strahlungsantrieb von Kondensstreifenzirren	Wm^{-2}
s	Betrag des Windscherungsvektors	m^{-2}
S_w	Wassersättigungsverhältnis	
s_w	Wasserübersättigung ($1-S_w$)	
S_{cr}	kritische relative Feuchte über Eis für homogene Eisknucleation	
t	Zeit	s
T	Temperatur im Abgasstrahl	K
T_a	Umgebungstemperatur	K
u	zonale Windkomponente	ms^{-1}
v	meridionale Windkomponente	ms^{-1}
v_i	vertikale Fallgeschwindigkeit der Eiskristalle	ms^{-1}
w	Vertikalgeschwindigkeit der Luftmasse	ms^{-1}
W_{co}	Breite neu gebildeter Kondensstreifen zur Initialisierung	m
W	Breite der Kondensstreifenzirren	m
x_i	Eiswassermassenmischungsverhältnis	$kgkg^{-1}$
z	Höhe	m

Griechische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	Einheit
η	Wirkungsgrad des Triebwerks	
θ	Zenitwinkel der Sonne	Grad
Θ_G	Schmidt-Appleman-Grenztemperatur	K
κ	Hygroskopizitätsparameter	
λ	geographische Länge	
ρ	Dichte im Abgasstrahl	kgm^{-3}
σ	Gauss'sche Standardabweichung der Lognormalverteilung	
τ	optische Dicke bzw. Zeitskala für das homogene Gefrieren	keine / s
τ_{cc}	optische Dicke von Kondensstreifenzirren	
τ_{dep}	Diffusionszeitskala	s
ϕ	Aktivierungsfraktion der Aerosolpartikel oder geographische Breite	
Φ	Ventilationsfaktor	

Literaturverzeichnis

- Anderson, B. (2015), Alternative-Fuel Effects on Contrails & Cruise Emissions (ACCESS-2) Flight Experiment, Paperback, published by NASA.
- Appleman, H. (1953), The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 34(1), 14-20.
- Asselin, R. (1972), Frequency filter for time integrations, *Mon. Wea. Rev.*, 100, 487-490.
- Atlas, D., Z. Wang and D. P. Duda (2006), Contrails to cirrus-Morphology, microphysics and radiative properties, *J. Appl. Meteor. Climatol.*, 45, 5-19, doi:10.1175/JAM2325.1.
- Bedka, S., P. Minnis, D. P. Duda and T. Chee (2013), Microphysical properties of linear contrails in the Northern Hemisphere as derived using MODIS infrared observations from 2006, *Geophys. Res. Lett.*, doi:10.1029/2012GL054363.
- Beyersdorf, A. J., M. T. Timko, L. D. Ziemba, D. Bulzan, E. Corporan, S. C. Herndon, R. Howard, R. Miake-Lye, K. L. Thornhill, E. Winstead, C. Wey, Z. Yu and B. E. Anderson (2014), Reductions in aircraft particulate emissions due to the use of Fischer-Tropsch fuels, *Atmos. Chem. Phys.*, 14, 11-23.
- Bier, A., U. Burkhardt and L. Bock (2017), Synoptic control of contrail cirrus life cycles and their modification due to reduced soot number emissions, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 122, doi:10.1002/2017JD027011.
- Bock (2014), Modellierung von Kondensstreifenzirren: Mikrophysikalische und optische Eigenschaften, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität, München, Deutschland, DLR Forschungsbericht 2014-26.
- Bock, L. and U. Burkhardt (2015), Contrail cirrus radiative forcing for future scenarios, International Conference on Transport, Atmosphere and Climate, 22.-25. Jun. 2015, Bad Kohlgrub, Deutschland.
- Bock, L. and U. Burkhardt (2016a), The temporal evolution of a long-lived contrail cirrus cluster: Simulations with a global climate model, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 121, 3548-3565, doi:10.1002/2015JD024475.
- Bock, L. and U. Burkhardt (2016b), Reassessing properties and radiative forcing of contrail cirrus using a globale climate model, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 121, doi:10.1002/2016JD025112.
- Bockhorn, H. (1994), Soot formation in Combustion - Mechanisms and Models, Berlin, Springer-Verlag, ISBN 3-540-58398-X.
- Bond, T. C., J. Doherty, D. W. Fahey, P. M. Forster, T. Berntsen, B. J. DeAngelo, M. G. Flanner, S. Ghan, B. Kärcher, D. Koch, S. Kinne, Y. Kondo, P. K. Quinn, M. C. Sarofim, M. G. Schultz, M. Schulz, C. Venkataraman, H. Zhang, S. Zhang, N. Bellouin, S. K. Guttikunda, P. K. Hopke, M. Z. Jacobson, J. W. Kaiser, Z. Klimont, U. Lohmann, J. P. Schwarz, D. Shindell, T. Storelvmo, S. G. Warren and C. S. Zender (2013), Bounding the role of black carbon in the climate system- A scientific assessment, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 118, 5380-5552, doi:10.1002/jgrd.50171.
- Boucher, O., D. Randall, P. Artaxo, C. Bretherton, G. Feingold, P. Forster, V.-M. Kerminen, Y. Kondo, H. Liao, U. Lohmann, P. Rasch, S. Satheesh, S. Sherwood, B. Stevens and X. Zhang (2013), Clouds and Aerosols, in *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, edited by Stocker et al., book section 7, 571-658, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Brewer, A. W. (1946), Condensation trails, *Weather*, 1(2), 34-40.

- Burkhardt, U., B. Kärcher, M. Ponater, K. Gierens and A. Gettelman (2008), Contrail cirrus supporting areas in model and observations, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L16, 808.
- Burkhardt, U. and B. Kärcher (2009), Process-based simulation of contrail cirrus in a global climate model, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 114, D16, 201.
- Burkhardt, U. and B. Kärcher (2011), Global radiative forcing from contrail cirrus, *Nature Climate Change*, 1, 54-58.
- Carleton, A. M., D. J. Travis, K. Master and S. Vezhapparambu (2008), Composite Atmospheric Environments of Jet Contrail Outbreaks for the United States, *American Meteorological Society*, 47, 641-667.
- Carlson, T. N. (1991), *Mid-Latitude Weather Systems*, HarperCollins Academic, 507 pp.
- Chen, C.-C. and A. Gettelman (2013), Simulated radiative forcing from contrails and contrail cirrus, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 13, 10939-10959.
- Dickson, N. C., K. Gierens, H.L. Rogers and R.L. Jones (2009), Vertical spatial scales of ice supersaturation and probability of ice supersaturated layers in low resolution profiles of relative humidity, *TAC-2 Proceedings*, Aachen and Maastricht.
- Duda, D. P., P. Minnis, K. Khlopenkov, T. L. Chee and R. Boeke (2013), Estimation of 2006 Northern Hemisphere contrail coverage using MODIS data, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 612-617, doi:10.1002/grl.50097.
- Dürbeck, T. and T. Gerz (1996), Dispersion of aircraft exhausts in the free atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 101(D20), 26007-26016.
- Eyers, C., P. Norman, J. Middel, M. Plohr, S. Michot, K. Atkinson and R. Christou (2004), AERO2K global aviation emissions inventories for 2002 and 2025, *Tech. Rep.*, QINETIC/04/01113, QinetiQ, Farnborough, U. K.
- Febvre, G., J. Gayet, A. Minikin, H. Schlager, V. Shcherbakov, O. Jourdan, R. Busen, M. Fiebig, B. Kärcher and U. Schumann (2009), On optical and microphysical characteristics of contrails and cirrus, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 114, D02204, doi:10.1029/2008JD010184.
- Fichter, C., S. Marquart, R. Sausen and D. S. Lee (2005), The impact of cruise altitude on contrails and related radiative forcing, *Met. Z.*, 14, 563-72.
- Fouquart, Y. and B. Bonnel (1980), Computations of solar heating of the earth's atmosphere: A new parameterization, *Beitr. Phys. Atmos.*, 53, 35-62.
- Freudenthaler, V., F. Homburg and H. Jäger (1995), Contrail observations by ground-based scanning lidar: Cross-sectional growth, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 3501-3504, doi:10.1029/95GL03549.
- Frömming, C., M. Ponater, U. Burkhardt, A. Stenke, S. Pechtl and R. Sausen (2011), Sensitivity of contrail coverage and contrail radiative forcing to selected key parameters, *Atmos. Environ.*, 45(7), 1483-1490.
- Gayet, J.-F., G. Febvre, G. Brogniez, H. Chepfer, W. Renger and P. Wendling (1995), Microphysical and optical properties of cirrus and contrails, *J. Atmos. Sci.*, 53, 126-138, doi:10.1175/1520-0469(1996)053<0126:MAOPOC.2.0.CO;2.
- Gerz, T. and T. Ehret (1997), Wingtip vortices and exhaust jets during the jet regime of aircraft wakes, *Aerospace Science and Technology*, 1(7), 463-474.
- Gettelman, A., E. J. Fetzer, A. Eldering and F. W. Irion (2006), Global distribution of supersaturation in the upper troposphere from the Atmospheric Infrared Sounder, *J. Climate*, 19, 6089-6103.
- Gierens K., R. Sausen and U. Schumann (1999), A diagnostic study of the global distribution of contrails. Part II. Future traffic scenarios, *Theor. Appl. Climatol.*, 63, 1-9.
- Gierens, K. and S. Brinkop (2012), Dynamical characteristics of ice supersaturated regions, *Atmos. Chem. Phys.*, 12, 11933-11942, doi:10.5194/acp-12-11933-2012.
- Gierens, K. and P. Spichtinger (2000), On the size distribution of ice-supersaturated regions in the upper troposphere and lowermost stratosphere, *Ann. Geophys.*, 18, 499-504, doi:10.1007/s00585-000-0499-7.
- Gierens, K., M. Braun-Unkhoff, P. Le Clercq, M. Plohr, H. Schlager and F. Wolters (2016), Condensation trails from biofuels/kerosene blends scoping study, ENER/C2/2013-627, Final Report of February 2016.

- Gregory, D., D. Wilson and A. Bushell (2002), Insights into cloud parameterization provided by a prognostic approach, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128, 1485-1504.
- Grewe, V., C. Frömming, S. Matthes, S. Brinkop, M. Ponater, S. Dietmüller, P. Jöckel, H. Garny, E. Tsati, K. Dahlmann, O. A. Søvde, J. Fuglestedt, T. K. Berntsen, K. P. Shine, E. A. Irvine, T. Champoungny and P. Hullah (2014a), Aircraft routing with minimal climate impact: the REACT4C climate cost function modelling approach (V1.0), *Geosci. Model Dev.*, 7, 175-201.
- Grewe, V., T. Champoungny, S. Matthes, C. Frömming, S. Brinkop, A. O. Søvde, E. A. Irvine and L. Halscheidt (2014b), Reduction of the air traffic's contribution to climate change: a REACT4C case study, *Atmos. Environ.*, 94, 616-25
- Grewe, V., L. Bock, U. Burkhardt, K. Dahlmann, K. Gierens, L. Hüttenhofer, S. Unterstrasser, A. G. Rao, A. Bhat, F. Yin, T. G. Reichel, O. Paschereit and Y. Levy (2016), Assessing the climate impact of the AHEAD multi-fuel blended wing body, *Met. Z.*, doi: 10.1127/metz/2016/0758.
- Grewe, V., S. Matthes, C. Frömming, S. Brinkop, P. Jöckel, K. Gierens, T. Champoungny, J. Fuglestedt, A. Haslerud, E. A. Irvine and K. P. Shine (2017), Feasibility of climate-optimized trans-Atlantic flights air traffic routing for trans-Atlantic flights, *Environ. Res. Lett.*, 12(034003), doi: 10.1088/1748-9326/aa5ba0.
- Hansen, J. E. and L. D. Travis (1974), Light scattering in planetary atmospheres, *Space Sci. Rev.*, 16(4), 527-610.
- Heymsfield, A. J. and L. J. Donner (1990), A scheme for parameterizing ice-cloud water content in general circulation models, *J. Atmos. Sci.*, 47, 1865-1877.
- International Civil Aviation Organization (ICAO), Environmental Report 2013, Chap. 1: Aviation and Environment.
- International Panel on Climate Change (IPCC), Aviation and the Global Atmosphere (1999), ed. by J. E. Penner, D. H. Lister, D. J. Griggs, D. J. Dokken and M. McFarland.
- International Organization for Standardization (ISO), Standard Atmosphere (1975), ISO 2533:1975.
- Irvine, E. A., B. J. Hoskins and K. P. Shine (2012), The dependence of contrail formation on the weather pattern and altitude in the North Atlantic, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L12802, doi:10.1029/2012GL051909.
- Irvine, E. A., B. J. Hoskins and K. P. Shine (2014), A Lagrangian analysis of ice-supersaturated air over the North Atlantic, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 119, 90-100, doi:10.1002/2013JD020251.
- Jensen, E. J., A. S. Ackermann, D. E. Stevens, O. B. Toon and P. Minnis (1998a), Spreading and growth of contrails in a sheared environment, *J. Geophys. Res.*, 103, 13557-13567, doi:10.1029/98JD02594.
- Jensen, E. J. and Coauthors (1998b), Environmental conditions required for contrail formation and persistence, *J. Geophys. Res.*, 103, 3929-3936.
- Kärcher, B. and U. Lohmann (2002), A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing of supercooled aerosols, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 107, doi:10.1029/2001JD000470.
- Kärcher, B., T. Peter, U. Biermann and U. Schumann (1996), The initial composition of jet condensation trails, *J. Atmos. Sci.*, 53, 3066-3083
- Kärcher, B., J. Hendricks, J., and U. Lohmann (2006), Physically-based parameterization of cirrus cloud formation for use in global atmospheric models, *J. Geophys. Res.*, 111, D01205, doi:10.1029/JD006219.
- Kärcher, B., O. Möhler, P. J. DeMott, S. Pechtl and F. Yu (2007), Insights into the role of soot aerosols in cirrus cloud formation, *Atmos. Chem. Phys.*, 7, 4203-4227.
- Kärcher, B. and F. Yu (2009), Role of aircraft soot emissions in contrail formation, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L01804, doi:10.1029/2008GL036649
- Kärcher, B., U. Burkhardt, S. Unterstrasser and P. Minnis (2009), Factors controlling contrail cirrus optical depth, *Atmos. Chem. Phys.*, 9, 6229-6254.
- Kärcher, B. (2012), Atmospheric Ice Formation Processes, edited by U. Schumann, *Atmospheric Physics, Research Topics in Aerospace*, doi: 10.1007/978-3-642-30183-4_10.
- Kärcher, B., U. Burkhardt, A. Bier, L. Bock and I. J. Ford (2015), The microphysical pathway to contrail formation, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 120(15), 7893-7927.

- Kästner, M., R. Meyer and P. Wendling (1999), Influence of weather conditions on the distribution of persistent contrails, *Meteor. Appl.*, 6, 261-271.
- Kaufmann, S., C. Voigt, P. Jessberger, T. Jurkat, H. Schlager, A. Schwarzenboeck, M. Klingebiel and T. Thornberry (2014), In situ measurements of ice saturation in young contrails, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 702-709, doi:10.1002/2013GL058276.
- Kempton, S. (2016), Analyse von dicken eisübersättigten Schichten unter Verwendung von HIRS-Daten, Bachelorarbeit, Uni Augsburg, Institut für Geographie.
- Köhler, H. (1936), The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets, *Trans. Farad. Soc.*, 32, 1152-1161.
- Koop, T., B. P. Luo, A. Tsias and T. Peter (2000), Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions, *Nature*, 406, 611-614.
- Lamquin, N., C. Stubenrauch, K. Gierens, U. Burkhardt and H. Smit (2012), A global climatology of upper-tropospheric ice supersaturation occurrence inferred from the atmospheric infrared sounder calibrated by MOZAIC, *Atmos. Chem. Phys.*, 12, 381-405.
- Lee, D., D. Fahey, P. Forster, P. Newton, R. Wit, L. Lim, B. Owen and R. Sausen (2009), Aviation and global climate change in the 21st century, *Atmos. Environ.*, 43 (22-23), 3520-3537.
- Levkov, L., B. Rockel, H. Kapitzka and E. Raschke (1992), 3d mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution, *Beitr. Phys. Atmos.*, 65, 35-58.
- Lewellen, D. and W. Lewellen (2001), The effects of aircraft wake dynamics on contrail development, *J. Atmos. Sci.*, 58, 390-406.
- Lin, Y. L., R. D. Farley and H. D. Orville (1983), Bulk parameterization of the snow field in a cloud model, *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 22, 1065-1092.
- Lohmann, U. and B. Kärcher (2002), First interactive simulations of cirrus clouds formed by homogeneous freezing in the ECHAM general circulation model, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 107.
- Lohmann, U., P. Spichtinger, S. Heidt, T. Peter and H. Smit (2008), Cirrus clouds and ice supersaturation regions in a global climate model, *Environ. Res. Lett.*, 3, 045022.
- Mannstein, H., R. Meyer and P. Wendling (1999), Operational detection of contrails from NOAA-AVHRR data, *Int. J. Remote Sens.*, 20, 1641-1666
- Mannstein, H., P. Spichtinger and K. Gierens (2005), A note on how to avoid contrail cirrus, *Transportation Research Part D* 10, 421-426.
- Marquart, S., M. Ponater, F. Mager and R. Sausen (2003), Future development of contrail cover, optical depth and radiative forcing: Impacts of increasing air traffic and climate change, *J. Clim.*, 16, 2890-2904.
- Meerkötter, R., U. Schumann, D. R. Doelling, P. Minnis, T. Nakajima and Y. Tsushima (1999), Radiative forcing by contrails, *Ann. Geophys.*, 17, 1080-1094.
- Meyer, R., H. Mannstein, R. Meerkötter, U. Schumann and P. Wendling (2002), Regional radiative forcing by line-shaped contrails derived from satellite data, *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JD000426.
- Minikin, A., A. Petzold, J. Strom, J., R. Krejci, M. Seifert, van v. P. Velthoven, H. Schlager and U. Schumann (2003), Aircraft observations of the upper tropospheric fine particle aerosol in the Northern and Southern Hemispheres at midlatitudes, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1503, doi:10.1029/2002GL016458.
- Minnis, P., S. Bedka, D. Duda, K. Bedka, T. Chee, J. Ayers, R. Palikonda, D. Spangenberg, K. Khlopenkov and R. Boeke (2013), Linear contrail and contrail cirrus properties determined from satellite data, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 3220-3226, doi:10.1002/grl.50569.
- Mlawer, E. J. (1997), Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave, *J. Geophys. Res.*, 102, 16663-16682.
- Moore, R. H., K. L. Thornhill, B. Weinzierl, D. Sauer, E. D'Ascoli, J. Kim, M. Lichtenstern, M. Scheibe, B. Beaton, A. J. Beyersdorf, J. Barrick, D. Bulzan, C. A. Corr, E. Crosbie, T. Jurkat, R. Martin, D. Riddick, M. Shook, G. Slover, C. Voigt, R. White, E. Winstead, R. Yasky, L. D. Ziemba, A. Brown, H. Schlager and B. E. Anderson (2017), Biofuel blending reduces particle emissions from aircraft engines at cruise conditions, *Nature*, 543, 411-415, doi: 10.1038/nature21420.

- Morcrette, J.-J., S. A. Clough, E. J. Mlawer and M. J. Iacono (1998), Impact of a validated radiative transfer scheme, RRTM, on the ECMWF model climate and 10-day forecasts, Technical Memorandum 252, ECMWF, Reading, UK.
- Murakami, M. (1990), Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud - the 19 July 1981 CCOPE cloud, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 68, 107-128.
- Murphy, D. M., D. S. Thomson and M. J. Mahoney (1998), In situ measurements of organics, meteoritic material, mercury and other elements at 5 to 19 kilometers, *Science*, 282, 1664-1669.
- Myrhe, G. and F. Stordal (2001), On the tradeoff of the solar and thermal infrared impact of contrails, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 3119-3122.
- Myhre, G., M. Kvalevag, G. Rädel, J. Cook, K. P. Shine, H. Clark, F. Karcher, K. Markowicz, A. Kardas, A. Wolkenberg, Y. Balanski, M. Ponater, P. Forster, A. Rap and R. Rodriguez de Leon (2009), Intercomparison of radiative forcing calculations of stratospheric water vapour and contrails, *Met. Z.*, 18, 585-596.
- Newinger, C. and U. Burkhardt (2012), Sensitivity of contrail cirrus radiative forcing to air traffic scheduling, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 117, D10205, doi:10.1029/2011JD016736.
- Noland, R. B., V. Williams and R. Toumi (2004), Policies for mitigating contrail formation from aircraft, In: Sausen, R., Fichter, C., Amanatidis, G. (Eds.), *Aviation, Atmosphere and Climate. Proceedings of a European Conference*, European Commission, Air Pollution Research Report 83., Brüssel, 328-333.
- Palikonda, R., P. Minnis, D. Duda and H. Mannstein (2005), Contrail coverage derived from 2001 AVHRR data over continental United States of America and surrounding areas, *Met. Z.*, 14, 525-536.
- Paoli, R., O. Thouron, J. Escobar, J. Picot, D. Cariolle (2014), High-resolution large-eddy simulationssub-kilometer-scale turbulence in the upper troposphere lower stratosphere, *Atmos. Chem. Phys.*, 14, 5037-55
- Paoli, R. and K. Shariff (2016), Contrail Modeling and Simulation, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 48, 393-427, doi: 210.1146/annurev-fluid-010814-013619.
- Petters, M. D. and S. M. Kreidenweis (2007), A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity, *Atmos. Chem. Phys.*, 7, 196-1971.
- Ponater, M., S. Marquart and R. Sausen (2002), Contrails in a comprehensive global climate model: Parameterization and radiative forcing results, *J. Geophys. Res.*, 107(D13), 4164, doi:10.1029/2001JD000429.
- Pruppacher, H. and J. Klett (1996), *Microphysics of Clouds and Precipitation*, Kluwer Academic Publisher.
- Rap, A., P. Forster, A. Jones, O. Boucher, J. Haywood, N. Bellouin and R. De Leon (2010), Parameterization of contrails in the UK Met Office climate model, *J. Geophys. Res.*, 115, D10205, doi:10.1029/2009JD012443.
- Roeckner, E., G. Baeuml, L. Bonaventura, R. Brokopf, M. Esch, M. Giorgetta, S. Hagemann, I. Kirchner, L. Kornblueh, E. Manzini, A. Rhodin, U. Schlese, U. Schulzweida and A. Tompkins (2003), The atmospheric general circulation model ECHAM5. Part 1: Model description, Max-Planck-Inst. Report 349, 127 pp., Hamburg, Germany.
- Rojo, C., X. Vancassel, P. Mirabel, J. L. Ponche and F. Garnier (2015), Impact of alternative jet fuels on aircraft-induced aerosols, Elsevier Ltd., 144, 335-341.
- Sausen, R., K. Gierens, M. Ponater and 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*, 44, 1-15, 1941.
- Schröder, F., B. Kärcher, C. Duroure, J. Ström, A. Petzold, J. Gayet, B. Strauss, P. Wendling and S. Borrmann (1999), On the transition of contrails into cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 57, 464-480.
- Schumann, U. (1996), On conditions for contrail formation from aircraft exhausts, *Met. Z.*, 5, 4-23.

- Schumann, U., H. Schlager, F. Arnold, R. Baumann, P. Haschberger and O. Klemm (1998), Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes, *Atmos. Environ.*, 32 (18), 3097-3103
- Schumann, U. (2002), Contrail cirrus, in *Cirrus*, edited by D. K. Lynch et al., 231-255, Oxford Univ. Press, New York.
- Schumann, U. (2005), Formation, properties and climatic effects of contrails, *C. R. Physique*, 6, 549-565.
- Schumann, U. and K. Graf (2013), Aviation-induced cirrus and radiation changes at diurnal timescales, *J. Geophys. Res.*, 118, 2404-2421, doi:10.1002/jgrd.50184.
- Schumann, U. and A. Heymsfield (2017), On the lifecycle of individual contrails and contrail cirrus, *Meteor. Mon.*, 58, 3.1-3.24, doi:10.1175/AMSMONOGRAPHIS-D-16-0005.1.
- Spichtinger, P., K. Gierens, U. Leiterer and H. Dier (2003), Ice supersaturation in the tropopause region over Lindenberg, Germany, *Met. Z.*, 12, 143-156.
- Spichtinger, P. and K. M. Gierens, (2009), Modelling of cirrus clouds-Part 1a: Model description and validation, *Atmos. Chem. Phys.*, 9, 685-706, doi:10.5194/acp-9-685-2009.
- Stier, P., J. Feichter, S. Kinne, S. Kloster, E. Vignati, J. Wilson, L. Ganzeveld, I. Tegen, M. Werner, Y. Balkanski, M. Schulz, O. Boucher, A. Minikin and A. Petzold (2005), The aerosol-climate model ECHAM5-HAM, *Atmos. Chem. Phys.*, 5, 1125-1156, doi:10.5194/acp-5-1125-2005.
- Stuber, N, P. Forster, G. Rädcl and K. Shine (2006), The importance of the diurnal and annual cycle of air traffic for contrail radiative forcing, *Nature*, 441, 864-67.
- Sundqvist, H. (1978), A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 104, 677-690.
- Sundqvist, H., E. Berge, E. and J. E. Kristjansson (1989), Condensation and cloud parameterization studies with a mesoscale numerical weather prediction model, *Monthly Weather Review*, 117, 1641-1657.
- Sussmann, R. and K. Gierens (1999), Lidar and numerical studies on the different evolution of vortex pair and secondary wake in young contrails, *J. Geophys. Res.*, 104, 2131-2142.
- Unterstrasser, S. (2008), Numerische Simulation von Kondensstreifen und deren Übergang in Zirkularen, Doktorarbeit, Ludwigs-Maximilians-Universität, München, Deutschland, DLR Forschungsbericht 2009-2015.
- Unterstrasser, S. and K. Gierens (2010a), Numerical simulations of contrail-to-cirrus transition-part 1: An extensive parametric study, *Atmos. Chem. Phys.*, 10(4), 2017-2036.
- Unterstrasser, S. and K. Gierens (2010b), Numerical simulations of contrail-to-cirrus transition-Part 2: Impact of initial ice crystal number, radiation, stratification, secondary secondary nucleation and layer depth, *Atmos. Chem. Phys.*, 10, 2037-2051, doi:10.5194/acp-10-2037-2010.
- Unterstrasser, S., I. Sölch and K. Gierens (2012), Cloud resolving modeling of contrail evolution, *Atmospheric Physics: Background-Methods-Trends*, ed. by U. Schumann, *Research Topics in Aerospace Series*, 1, Springer, 543-559, doi:10.1007/978-3-642-30183-4_33.
- Unterstrasser, S. (2014), Large eddy simulation study of contrail microphysics and geometry during the vortex phase and consequences on contrail-to-cirrus transition, *J. Geophys. Res.*, 119, 7537-7555, doi:10.1002/2013JD021418.
- Unterstrasser, S. (2016), Properties of young contrails - a parametrisation based on large-eddy simulations, *Atmos. Chem. Phys.*, 16, 2059-2082, doi:10.5194/acp-16-2059-2016.
- van de Hulst, H. C. (1957), *Light Scattering by Small Particles*, Wiley, New York.
- Vázquez-Navarro, M., H. Mannstein and B. Mayer (2010), An automatic contrail tracking algorithm, *Atmos. Meas. Tech.*, 3, 1089-1101, doi:10.5194/amt-3-1089-2010.
- Vázquez-Navarro, M., H. Mannstein and S. Kox (2015), Contrail life cycle and properties from 1 year of MSG/SEVIRI rapid-scan images, *Atmos. Chem. Phys.*, 15(15), 8739-8749.

- Voigt, C., U. Schumann, T. Jurkat, D. Schäuble, H. Schlager, A. Petzold, J. F. Gayet, M. Krämer, J. Schneider, S. Borrmann, J. Schmale, P. Jessberger, T. Hamburger, M. Lichtenstern, M. Scheibe, C. Gourbeyre, J. Meyer, M. Kubbelier, W. Frey, H. Kalesse, T. Butler, M. G. Lawrence, F. Holzäpfel, F. Arnold, M. Wendisch, A. Döpelheuer, K. Gottschaldt, R. Baumann, M. Zöger, I. Sölch, M. Rautenhaus and A. Dörnbrack (2010), In-situ observations of young contrails - overview and selected results from the CONCERT campaign, *Atmos. Chem. Phys.*, 10, 9039-9056.
- Voigt, C., U. Schumann, A. Minikin, A. Abdelmonem, A. Afchine, S. Borrmann, M. Boettcher, B. Buchholz, L. Bugliaro, A. Costa, J. Curtius, M. Dollner, A. Dörnbrack, Dreiling, V. Ebert, A. Ehrlich, A. Fix, L. Forster, F. Frank, D. Fütterer, A. Giez, K. Graf, J. U. Grooß, S. Groß, K. Heimerl, B. Heinold, T. Hüneke, E. Järvinen, T. Jurkat, S. Kaufmann, M. Kenntner, M. Klingebiel, T. Klimach, R. Kohl, M. Krämer, T. C. Krisna, A. Luebke, B. Mayer, S. Mertes, S. Mollerker, A. Petzold, K. Pfeilsticker, M. Port, M. Rapp, P. Reutter, C. Rolf, D. Rose, D. Sauer, A. Schäfler, R. Schlage, M. Schnaiter, J. Schneider, N. Spelten, P. Spichtinger, P. Stock, A. Walser, R. Weigel, B. Weinzierl, M. Wendisch, F. Werner, H. Wernli, M. Wirth, A. Zahn, H. Ziereis and M. Zöger (2016), ML-CIRRUS - The airborne experiment on natural cirrus and contrail cirrus with the high-altitude long-range research aircraft HALO, *BAMS*, 98(2), 271-288, doi:10.1175/BAMS-D-15-00213.1.
- Wilkerson, J. T., M. Z. Jacobson, A. Malwitz, S. Balasubramanian, R. Wayson, G. Fleming, A. D. Naiman and S. K. Lele (2010), Analysis of emission data from global commercial aviation: 2004 and 2006, *Atmos. Chem. Phys.*, 10(13), 6391-6408.
- Wilks, D. S. (2006), *Statistical Methods in the Atmospheric Sciences - Second Edition*, Elsevier Academic Press, 79, ISBN 13: 978-0-12-751966-1.
- Williams, V., Noland, R. B. and R. Toumi (2002), Reducing the climate change impacts of aviation by restricting cruise altitudes, *Transportation Research Part D*, 7, 451-464.
- Williams, K. D. and M. J. Webb (2009), A quantitative performance assessment of cloud regimes in climate models, *Clim. Dyn.*, 33, 141-157, doi:10.1007/s00382-008-0443-1.
- Yu, F. and R. P. Turco (1998), Contrail formation and impacts on aerosol properties in aircraft plumes: Effects of fuel sulfur content, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 313-316.
- Zhang, Y., A. Macke and F. Albers (1999), Effect of crystal size spectrum and crystal shape on stratiform cirrus radiative forcing, *Atmos. Res.*, 52, 59-75.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Physik der Atmosphäre am DLR Oberpfaffenhofen innerhalb des Themenbereichs „Klima und Luftverkehr“ erstellt. Hiermit möchte mich für jede Unterstützung während meiner Promotion bedanken.

Besonders möchte ich mich bei Dr. Ulrike Burkhardt für die intensive fachliche Betreuung meiner Arbeit bedanken. Dazu zählen insbesondere die thematischen Diskussionen, die sehr hilfreichen Anregungen für Problemlösungen, die Unterstützung für die Vorbereitung von Vorträgen und Postern und die wertvollen Hinweise für die Umsetzung einer guten wissenschaftlichen Praxis. Auch für das umfangreiche Korrekturlesen der Arbeit möchte ich mich bei ihr bedanken.

Bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Markus Rapp für die Erstbegutachtung meiner Arbeit und bei Prof. Dr. George Craig für die Übernahme des Zweitgutachters. Des Weiteren gilt beiden Personen der Dank für ihr großes Interesse an meiner Arbeit und ihren wertvollen Ratschlägen im Rahmen der Promotionskomitee-Treffen. Auch bei meinem Mentor Dr. Christoph Kiemle möchte ich mich für die regelmäßige Teilnahme an den Promotionskomitee-Treffen und einigen hilfreichen Anmerkungen bedanken.

Bei Prof. Dr. Markus Rapp und Prof. Dr. Robert Sausen möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, die Promotion am Institut für Physik der Atmosphäre in der Abteilung Erdsystemmodellierung zu erstellen.

Bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Bernd Kärcher für das Überlassen des Codes für die Parametrisierung der anfänglichen Eiskristallanzahl von Kondensstreifen und den entsprechenden Hilfestellungen dazu.

Bei der Abteilung möchte ich mich für eine angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Ein großer Dank geht an Lisa Bock, die mich v. a. zu Beginn meiner Promotion tatkräftig unterstützt hat und stets für Fragen zur Verfügung stand. Bedanken möchte ich mich für die fachliche Unterstützung und wertvollen Diskussionen bei Michael Ponater, Simon Unterstrasser, Klaus Gierens und Johannes Hendricks. Ein weiterer Dank geht an Bastian Kern für die Hilfestellungen bei Problemen mit Ferret sowie an Winfried Beer, der bei technischen Problemen stets eine Lösung parat hatte.

Zum Schluss möchte ich mich bei meinen Freunden bedanken, die mir in der schwierigen Endphase der Promotion mentalen Beistand geleistet haben.