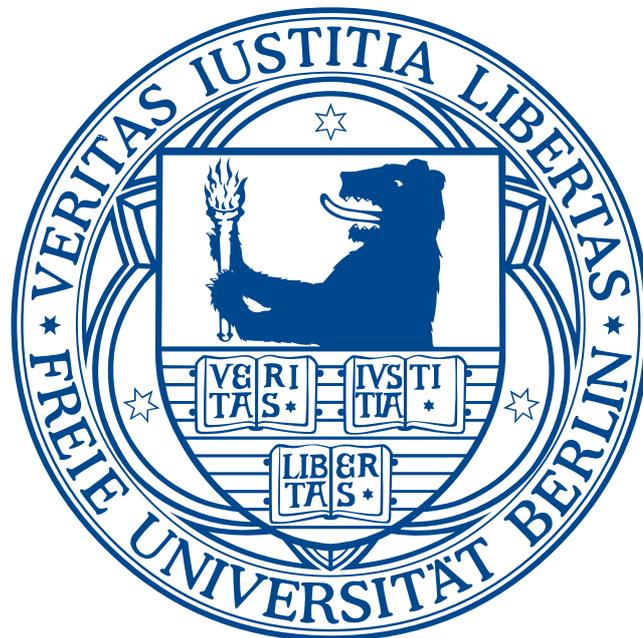


Die Änderungen der Brewer-Dobson Zirkulation mit dem Klimawandel

—

Eine Modellstudie mit dem Klima-Chemie-Modell EMAC



zur Erlangung des akademischen Grades
“Doktor der Naturwissenschaften“
eingereicht am Fachbereich Geowissenschaften
der Freien Universität Berlin
im April 2013

von
Sophie Oberländer
aus Berlin

Gutachter:

Prof. Dr. Ulrike Langematz, Freie Universität Berlin, Berlin

Prof. Dr. Martin Dameris, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt,
Oberpfaffenhofen

Tag der Disputation: 25. Juni 2013

“Das,
wobei unsere Berechnungen versagen,
nennen wir Zufall.”

Albert Einstein

Kurzzusammenfassung

Die Brewer-Dobson Zirkulation (BDC) bestimmt den Transport von Luftmassen und Spurenstoffen in der Strato- und Mesosphäre. Diese umfasst eine aufsteigende Luftbewegung in den Tropen, eine polwärts gerichtete Komponente in der Stratosphäre und eine Absinkbewegung in den hohen Breiten. Man nimmt an, dass die BDC aus zwei Zirkulationsästen besteht: Einem flachen unteren, welcher den Transport von Luftmassen in der tropischen unteren Stratosphäre bestimmt und einem hochreichenden oberen, welcher in der oberen Strato- und in der Mesosphäre wirkt. Der Massentransport durch die BDC umfasst zwei Komponenten: Die zonal-gemittelte Residualzirkulation (RC), welche den advektiven Netto-Massentransport beschreibt, und quasi-horizontale Mischungsprozesse. Beide Anteile werden durch atmosphärische Wellen verschiedener räumlicher und zeitlicher Skalen angetrieben. Im Winter breiten sich planetare, troposphärische Rossbywellen und in allen Jahreszeiten Schwerewellen (GWs) aufwärts aus, dissipieren und übertragen ihren Impuls an die zonal-gemittelte stratosphärische Zirkulation. Unterhalb der Schichten in denen die Wellen dissipieren wird dadurch eine Meridionalzirkulation hervorgerufen.

Unabhängige Modellsimulationen zeigen eine Beschleunigung der BDC aufgrund von ansteigenden Treibhausgas- (GHG) Konzentrationen, wohingegen Änderungen aus Beobachtungen unsicher sind. Die Ursachen für die simulierten BDC-Trends sind Inhalt aktueller Diskussionen. Da atmosphärische Wellen verschiedener zeitlicher und räumlicher Skalen die BDC antreiben, sind auch die Änderungen in der Anregung, Ausbreitung und Dissipation von Wellen hauptsächlich für die BDC-Änderungen verantwortlich. Die Rolle von GWs und ihr Beitrag zur Zirkulationsänderung ist nach wie vor eine offene Frage.

Diese Doktorarbeit befasst sich mit den Vergangenheits- und Zukunftsänderungen der BDC. Hauptanliegen ist es, durch Simulationen mit dem Klima-Chemie-Modell EMAC, zum besseren Verständnis der BDC und deren Änderungen beizutragen. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem nordhemisphärischen Winter, da die BDC in dieser Jahreszeit am stärksten ist. Es wurden mehrere Zeitscheibensimulationen durchgeführt, wobei die GHG-Konzentrationen und deren Einfluss auf die Meeresoberflächentemperaturen (SSTs), sowie die ozonzerstörenden Substanzen (ODS) separat unter Vergangenheits- und Zukunftsbedingungen variiert wurden. Die BDC-Änderungen wurden in Abhängigkeit von den einzelnen Einflussfaktoren abgeschätzt. Die Zeitscheibensimulationen ermöglichen eine Untersuchung der zugrunde liegenden Mechanismen für BDC-Änderungen anhand von alleinigen Änderungen der RC und des Alters der stratosphärischen Luft (AoA).

In EMAC wird die BDC in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen dargestellt. Zukunftssimulationen mit EMAC zeigen einen Anstieg im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss um 2 %/Dekade in der unteren Stratosphäre bis zum Ende des 21. Jahrhunderts. Das mittlere AoA, welches RC und Mischungsprozesse enthält, nimmt um einen Monat pro Dekade ab. Die Verstärkung des unteren Astes der BDC ist für die zweite Hälfte des 20. und des 21. Jahrhunderts vergleichbar, wohingegen sich der obere Ast zwischen Vergangenheit und Gegenwart abschwächt und nur für den Zukunftszeitraum beschleunigt.

Für die Vergangenheit ist die dynamische Reaktion der ansteigenden ODS-Konzentrationen ausschlaggebend, welche eine interhemisphärische Kopplung durch großskalige planetare Wellen induziert.

In der Zukunft beeinflussen SST-Änderungen sowohl den unteren als auch den oberen Ast der BDC. Die starke troposphärische Erwärmung, v. a. durch den Anstieg der tropischen SSTs,

führt zu einer Aufwärtsverlagerung der subtropischen Strahlströme und der Regionen bevorzugter Wellendissipation. So erreichen vermehrt stationäre und transiente planetare Wellen die Stratosphäre und verstärken den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss. In höheren Atmosphärenschichten verstärken GWs die BDC. Zusätzlich führt der Strahlungseffekt der GHGs in der oberen Stratosphäre zu einer zukünftigen Verstärkung der BDC, bedingt durch eine Ablenkung stationärer planetarer Wellen in hohe Breiten und durch Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen von orographischen GWs.

Abstract

The Brewer-Dobson Circulation (BDC) controls the transport of air and tracer constituents in the stratosphere and mesosphere. It consists of rising motion in the tropics, poleward flow in the stratosphere and sinking at high latitudes. The BDC is supposed to consist of two branches: a lower or shallow branch, controlling the transport of air in the tropical lower stratosphere and an upper or deep branch effective in the upper strato- and mesosphere. The mass transport by the BDC includes two components: The zonal mean residual circulation (RC), representing the net advective mass transport, and two-way quasi-horizontal mixing processes. Both, the RC and mixing processes, are driven by atmospheric waves on different spatial and temporal scales. In winter, planetary-scale tropospheric Rossby waves and in all seasons gravity waves (GWs) propagate upward, dissipate, and transfer their momentum to the zonal mean stratospheric circulation, inducing a meridional circulation below their breaking levels.

From independent model simulations an acceleration of the BDC due to higher greenhouse gas (GHG) concentrations is evident, while changes from observations are rather uncertain. Causes for the simulated BDC trends are under debate. As atmospheric waves on different temporal and spatial scales drive the BDC, changes in the generation, propagation, and dissipation of waves are most prominent to be responsible for the BDC changes. The role of GWs and their varying contributions to the circulation change is still an open question.

This PhD thesis addresses past and future changes of the BDC. The main goal is to improve the understanding of BDC changes by means of simulations with the chemistry-climate model EMAC. The focus is on the northern hemisphere winter season where the BDC is most intense. Several timeslice simulations have been performed, where external forcings, namely the concentrations of GHGs and their influence on sea-surface temperatures (SSTs), as well as ozone depleting substances (ODS), vary separately for past and future conditions. BDC changes with respect to the single forcings are estimated. The timeslice simulations enable to look for the underlying mechanisms of BDC changes, assessing changes in the RC alone and in the age of stratospheric air (AoA).

The representation of the BDC in EMAC is shown to agree well with observations. Future simulations with EMAC show an increase in the lower stratospheric tropical upward mass flux until the end of the 21st century of about 2 %/decade. The mean AoA, including RC and mixing processes, decreases by about one month/decade. The enhancement of the shallow branch for the second half of the 20th and the 21st century is comparable, while the deep branch of the BDC weakens from past to present and intensifies only in the future.

For the past, the dynamical response of rising ODS concentrations is detected to be crucial, inducing an interhemispheric coupling through large scale planetary waves.

For the future, SST changes influence both, the shallow and the deep branch of the BDC. An intense tropospheric warming, mainly due to rising tropical SSTs, shifts the subtropical jets and the regions of wave breaking upward, so that more stationary and transient planetary waves reach the stratosphere and strengthen the tropical upward mass flux. In higher layers, GWs become more prominent drivers of the future BDC. Moreover, in the upper stratosphere, the radiative effect of rising GHGs causes a strengthening of the BDC in the future through the deflection of stationary planetary waves to high latitudes and through changes in the propagation properties of orographic GWs.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen und Stand des Wissens	5
2.1	Die Stratosphäre	5
2.2	Strahlungsprozesse in der Stratosphäre	9
2.2.1	Wichtige Strahlungsgesetze	9
2.2.2	Die Strahlung von Sonne und Erde	10
2.2.3	Der Strahlungstransport in der Erdatmosphäre	12
2.2.4	Die Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht	13
2.3	Die Chemie der Stratosphäre	14
2.3.1	Stratosphärisches Ozon	14
2.3.2	Wasserdampf und Methan in der Stratosphäre	17
2.3.3	Die Änderungen der Stratosphärenchemie durch den Klimawandel	18
2.4	Die Dynamik der Stratosphäre	18
2.4.1	Die transformierten Euler'schen Gleichungen	20
2.4.2	Die Geschichte der Brewer-Dobson Zirkulation	24
2.4.3	Atmosphärische Wellen und die BDC	26
2.4.4	Die vertikale Struktur der BDC	32
2.4.5	Die BDC in drei Dimensionen	33
2.4.6	Das 'downward-control' Prinzip	34
2.4.7	Der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss	35
2.4.8	Die Kombination aus Residualzirkulation und Mischungsprozessen	36
2.4.9	Die BDC in Beobachtungsdaten	42
2.4.10	Die Änderungen der BDC mit dem Klimawandel	46
3	Modellbeschreibung und Simulationen	57
3.1	Das Klima-Chemie-Modell EMAC	57
3.1.1	Das Basismodell ECHAM5	57
3.1.2	Das Modellsystem EMAC	60
3.2	Die Modellkonfiguration von EMAC an der Freien Universität Berlin	61
3.2.1	Das Modellsetup für SHARP	62
3.3	Die Modellsimulationen mit EMAC an der FUB	65
3.3.1	Transiente Simulationen	65
3.3.2	Zeitscheibenexperimente	68
3.4	Die Methoden zur Auswertung der Modelldaten	75
3.4.1	Die Anwendung des DC-Prinzips auf EMAC-Modelldaten	76
3.4.2	Die Berechnung des mittleren Alters der stratosphärischen Luft	77
3.4.3	Die Ableitung eines Altersspektrums aus EMAC-Modelldaten	79
3.4.4	Standardabweichung, Signifikanz und Korrelation	79
3.4.5	Die Multiple Lineare Regressionsanalyse	82

4	Die Brewer-Dobson Zirkulation in EMAC	85
4.1	Die Referenzsimulation unter 2000er-Bedingungen	85
4.1.1	Die Referenzfelder für Temperatur und Dynamik	86
4.1.2	Das BDC-Signal in tropischen und extratropischen Temperaturen	98
4.1.3	Das Aufsteigen von Luft in den Tropen und das Absinken in den Extra- tropen	102
4.1.4	Der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss in EMAC	106
4.1.5	Der Wärmefluss als Maß für die Stärke der BDC	109
4.1.6	Die Spurengase und ihre Verteilung	110
4.1.7	Das Alter der stratosphärischen Luft in EMAC	115
4.2	Die Variabilität der winterlichen Stratosphäre	118
4.3	Simulation der Vergangenheit und Gegenwart (1960 – 2005)	120
4.4	Modellevaluation und Vergleich mit Beobachtungen	124
4.4.1	Vergleich mit MIPAS-Beobachtungen: Spurengase und mittleres AoA . . .	124
4.4.2	Vergleich mit ERA-Interim Reanalysen	128
5	Die Änderungen der Brewer-Dobson Zirkulation in EMAC	139
5.1	Transiente Simulationen für das 20. und 21. Jahrhundert	139
5.2	Zeitscheibenexperimente für Vergangenheit und Zukunft	145
5.3	Zeitscheibenexperimente zu ausgewählten Fragestellungen	158
5.3.1	Der Einfluss einer Methanstörung auf die Stratosphäre	160
5.3.2	Die Separierung des Einflusses von ODS und GHGs & SSTs/SICs für die Vergangenheit	162
5.3.3	Die Separierung des Einflusses zukünftiger GHGs & SSTs/SICs für 2045 – 2000 und 2095 – 2045	170
5.3.4	Die Separierung des Einflusses zukünftiger GHG- und ODS-Konzentra- tionen sowie SSTs/SICs	175
5.3.5	Die Separierung des Einflusses einer zukünftigen SST-Störung in den Tropen und den Extratropen	182
5.3.6	Der Einfluss einer Störung des Meereises in der Arktis und der Antarktis	185
5.4	Zusammenfassung zum Einfluss von GHGs, ODS, SSTs/SICs auf die BDC für die Vergangenheit und die Zukunft	189
6	Die Ursachen für die Änderungen der Brewer-Dobson Zirkulation	193
6.1	Die Änderungen in der Anregung und Ausbreitung von Wellen	194
6.1.1	Die Änderungen in der Wellenanregung und -ausbreitung in Vergan- genheit und Zukunft	194
6.1.2	Die Änderungen in der Wellenanregung und -ausbreitung durch verschie- dene Einflussfaktoren	203
6.2	Änderungen im Brechungsindex	215
6.2.1	Die Änderungen im Brechungsindex für Vergangenheit und Zukunft . . .	216
6.2.2	Die Änderungen im Brechungsindex durch verschiedene Einflussfaktoren	221
6.3	Die Separierung der Änderungen in den Wellenanteilen anhand des DC-Prinzips	226
6.3.1	Die Änderungen in der Vergangenheit und der Zukunft	226
6.3.2	Die Änderungen durch verschiedene Einflussfaktoren	231
6.3.3	Zusammenfassung zum Einfluss der Wellen auf die BDC in EMAC	238
6.3.4	Vergleich mit Literaturergebnissen	240

6.4	Die Änderungen im Alter der stratosphärischen Luft in EMAC	243
6.4.1	Die Änderungen im mittleren AoA	244
6.4.2	Die Änderungen im Altersspektrum	253
6.4.3	Zusammenfassung zu den AoA-Änderungen	258
7	Modellvergleich der SHARP-Partner	261
7.1	Der Referenzzustand für die Gegenwart	262
7.2	Zukünftige Änderungen	265
8	Zusammenfassung und Ausblick	271
8.1	Zusammenfassung	271
8.2	Ausblick	276
	Abkürzungsverzeichnis	I
	Literaturverzeichnis	I
	Literaturverzeichnis	I
	Danksagung	XVII

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Der Einfluss des Menschen auf das Klima ist in aller Munde und in einigen Gebieten der Erde bereits unübersehbare Realität. Der weltweite Anstieg der Treibhausgaskonzentrationen und die damit verbundene globale Erwärmung am Erdboden und in der Troposphäre werden unmittelbar vom Menschen wahrgenommen. Der anthropogene Einfluss macht sich zudem in den höheren Atmosphärenschichten bemerkbar und bewirkt in der Stratosphäre eine Abkühlung [THOMPSON und SOLOMON, 2005; RANDEL ET AL., 2006]. Eine Kopplung zwischen der Tropo- und der Stratosphäre wurde in BALDWIN und DUNKERTON [1999, 2001] gezeigt. Im nordhemisphärischen Winter propagieren starke stratosphärische Anomaliemuster mit einem Zeitversatz von bis zu zwei Monaten in die Troposphäre und können als Vorboten für Anomalien im bodennahen Klima zur Vorhersage des troposphärischen Wettergeschehens herangezogen werden. Nicht nur zur Vorhersage von Wetterereignissen, auch für die langfristige Entwicklung ist eine Berücksichtigung der Stratosphäre unerlässlich, denn insbesondere im Winter und Frühjahr haben die stratosphärische Chemie und Dynamik in den hohen Breiten einen entscheidenden Einfluss auf zukünftige Klimaprojektionen [BALDWIN ET AL., 2007].

Die DFG-Forschergruppe SHARP (engl. Stratospheric Change and its Role for Climate Prediction) beschäftigt sich mit den Auswirkungen des Klimawandels auf die stratosphärische Zusammensetzung und Dynamik (Thema 1) und die Relevanz für das troposphärische Wetter und Klima (Thema 2). Zur Untersuchung der beiden Themengebiete wurden innerhalb von SHARP vier Teilprojekte definiert (siehe Abbildung 1.1, rechts). Die vorliegende Arbeit ist in-

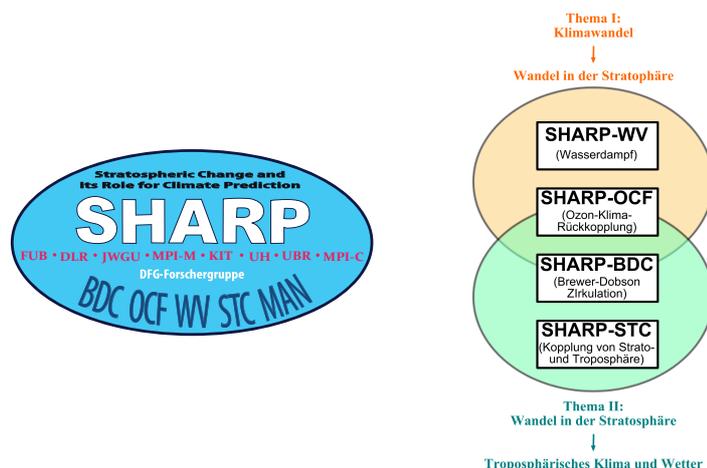


Abbildung 1.1: Die DFG-Forschergruppe SHARP mit seinen beiden Themenschwerpunkten, den vier Teilprojekten und deren Verzahnung, nach SHARP [2008].

nerhalb von SHARP-BDC entstanden und beschäftigt sich mit der Dynamik der Stratosphäre und den Änderungen derselben. Die Brewer-Dobson Zirkulation (BDC, engl. Brewer-Dobson Circulation), benannt nach den beiden Entdeckern – dem britischen Physiker und Meteorologen Gordon Miller Bourne Dobson (1889 – 1976) und dem kanadisch-englischen Physiker und Klimatologen Alan West Brewer (1915 – 2007) – ist die Meridionalzirkulation in der Strato- und der Mesosphäre. Sie bestimmt den großskaligen Transport von Spurenstoffen in diesen Höhen unserer Erdatmosphäre. Die BDC ist gekennzeichnet durch großskaliges Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen und Absinken in den mittleren und hohen Breiten der Winterhemisphäre. In der Mesosphäre verläuft der Transport über die Sommerhemisphäre. Angetrieben wird die BDC durch aus der Troposphäre propagierende Wellen verschiedener zeitlicher und räumlicher Skalen. Diese globale Umverteilung von Spurengasen bewirkt, beispielsweise für Ozon, eine Anreicherung in den hohen Breiten, fernab der tropischen Bildungsregionen [BREWER, 1949; DOBSON ET AL., 1929; DOBSON, 1973]. Die Strahlungseigenschaften der transportierten Gase haben unmittelbare Folgen für die Erwärmung der Regionen, in welchen sich diese anreichern. Somit beeinflusst die BDC auch den globalen Strahlungshaushalt und damit die Temperaturverteilung in der Stratosphäre [ROSCOE, 2006].

Durch den Austausch von Luftmassen zwischen der Tropo- und der Stratosphäre, ist die BDC auch in den darunterliegenden Atmosphärenschichten von Bedeutung. Der Eintrag anthropogener Emissionen aus der Tropo- in die Stratosphäre erfolgt durch das großräumige Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen. Insbesondere Emissionen, deren Produkte stratosphärisches Ozon zerstören, beeinflussen die in der Stratosphäre ablaufenden chemischen Prozesse und haben Auswirkungen auf die Ozonschicht und deren zukünftige Entwicklung [WMO, 2011; ROSCOE, 2006]. Im Gegenzug gelangen durch den großskaligen extratropischen Abwärtstransport Luftmassen aus der Strato- in die Troposphäre. Der abwärtige Transport von stratosphärischem Ozon führt zu einem zusätzlichen troposphärischen Ozonbeitrag, welcher die Luftqualität am Boden negativ beeinflusst [WMO, 2011; ROSCOE, 2006].

Die BDC ist ein wichtiger Bestandteil des globalen Klimasystems und auch für die Troposphäre relevant [BALDWIN ET AL., 2007]. Im Rahmen der Erfassung von Klimaänderungen, ist eine genaue Untersuchung von Änderungen der stratosphärischen Meridionalzirkulation somit unerlässlich. Die Entwicklung der BDC in der Vergangenheit und für die Zukunft stellt ein komplexes Zusammenspiel vieler Komponenten des Klimasystems dar und ist in großen Zügen noch unverstanden. Für die Vergangenheit zeigen Studien anhand von Beobachtungsdaten kein eindeutiges Bild. Eine leichte Abschwächung der BDC mit großen Unsicherheitsbereichen [ENGEL ET AL., 2009] steht einer Verstärkung derselben [RANDEL ET AL., 2006] gegenüber. Zukunftsprognosen mit allgemeinen Zirkulationsmodellen (GCMs, engl. general circulation models), Klima-Chemie-Modellen (CCMs, engl. chemistry-climate models) und gekoppelten Atmosphären-Ozean- oder sogenannten Erdsystem-Modellen (ESM, engl. earth system models) zeigen relativ einheitlich eine Beschleunigung der BDC in einem zukünftigen Klima mit ansteigenden Treibhausgaskonzentrationen (u. a. RIND ET AL. [1998]; AUSTIN und LI [2006]; MCLANDRESS und SHEPHERD [2009]; BUTCHART ET AL. [2010]). Wenig Einigkeit besteht bezüglich der Ursachen für die Beschleunigung der BDC.

An dieser Stelle setzt diese Arbeit an, mit dem Ziel, eine konsistente Untersuchung der Änderungen der BDC mit dem Klimawandel sowie deren Ursachen aufzuzeigen. Der Begriff Klimawandel umfasst hier neben dem Treibhausgaseffekt auch die sich ändernden Konzentrationen ozonzerstörender Substanzen (ODS, engl. ozone depleting substances), sodass ein umfassendes Bild der Änderungen in der atmosphärischen Zusammensetzung von der Vergangenheit bis in die Zukunft erfasst wird. Für die Separierung der Einflüsse der sich ändernden äußeren Faktoren auf die BDC werden Zeitscheibensimulationen angefertigt. Diese

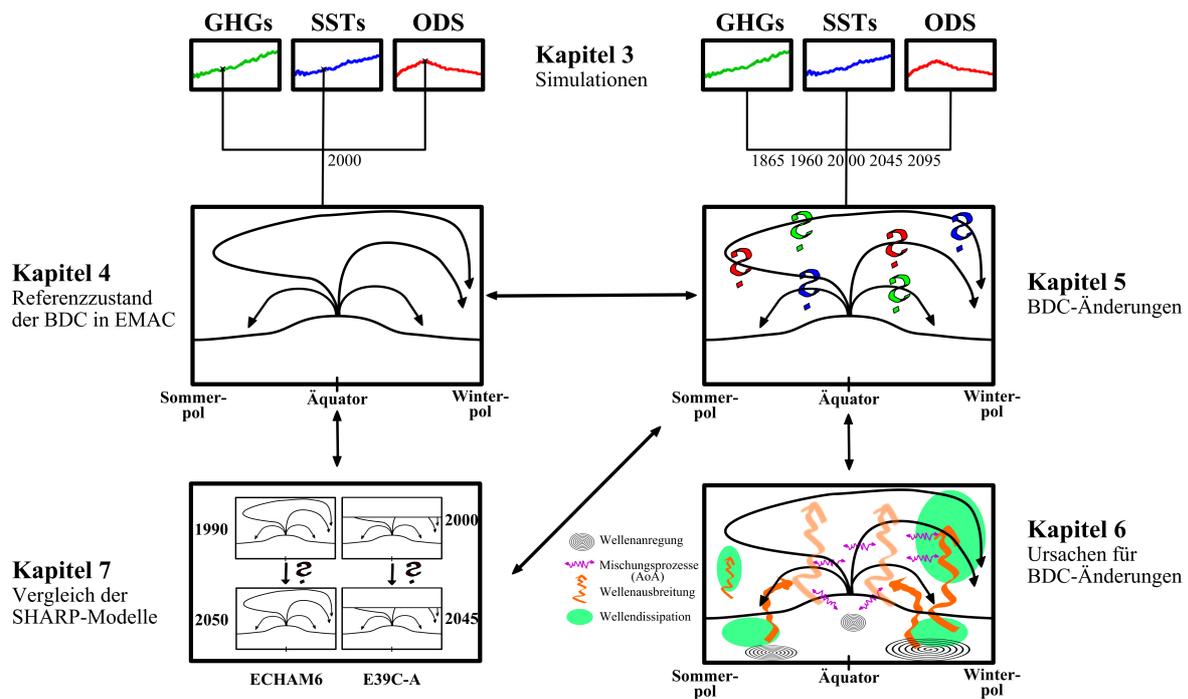


Abbildung 1.2: Überblick über die Struktur dieser Arbeit.

stellen zudem eine solide Basis für die Analyse der Änderungen im Wellenantrieb der BDC dar. Damit liefert diese Arbeit einen wichtigen Beitrag zur Erklärung des komplexen Signals der BDC in einem sich ändernden Klima von der Strato- bis in die Mesosphäre und stellt eine entscheidende Ergänzung zu den bereits existierenden Arbeiten auf diesem Gebiet dar.

Die Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau dieser Dissertation. Nach der Zusammenfassung der für das Verständnis dieser Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen und wichtiger bisheriger Studien (Kapitel 2) werden im Kapitel 3 das verwendete CCM EMAC und die durchgeführten Simulationen vorgestellt. Die Simulationen ermöglichen die Separierung der Änderungssignale durch Treibhausgase (GHGs, engl. greenhouse gases), Meeresoberflächentemperaturen (SSTs, engl. sea surface temperatures) und ODS für die Vergangenheit und die Zukunft. Das vierte Kapitel zeigt den Referenzzustand der Stratosphäre und die Ausprägung der BDC in EMAC unter 2000er-Bedingungen. Die Betrachtung des gegenwärtigen Zustandes der BDC wird durch den Vergleich der Modellergebnisse mit Beobachtungsdaten komplementiert. Die Änderungen der BDC für die Vergangenheit und die Zukunft sowie die Aufspaltung der Änderungen in die Anteile der wesentlichen Einflussfaktoren (GHGs, SSTs, ODS) werden im Kapitel 5 diskutiert. Das sechste Kapitel zeigt die Änderungen in der Anregung, Ausbreitung und dem Dissipieren von atmosphärischen Wellen verschiedener zeitlicher und räumlicher Skalen. Zudem wird der Einfluss von Mischungsprozessen auf die BDC-Änderungen anhand von Änderungen im Alter der stratosphärischen Luft (AoA) herausgestellt. Hierbei wird auf den Einfluss der externen Faktoren eingegangen. Im Kapitel 7 werden die Ausprägung und die zukünftigen Änderungen der BDC in EMAC mit den Ergebnissen der Simulationen des GCMs ECHAM6 und des CCMs E39C-A anderer Institute, welche ebenfalls in SHARP-BDC involviert sind, verglichen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und einen Ausblick auf mögliche weiterführende Studien runden die Arbeit ab (Kapitel 8).

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen und Stand des Wissens

In diesem Kapitel wird das Untersuchungsgebiet dieser Arbeit – die Stratosphäre – näher vorgestellt. Nach der Einordnung der Stratosphäre bzgl. ihrer Lage und Klimatologie werden die grundlegenden chemischen und dynamischen Sachverhalte gezeigt. Der Schwerpunkt dieses Überblicks liegt auf der Dynamik der Stratosphäre und umfasst die Darstellung der Eigenschaften der für diese Arbeit grundlegenden Brewer-Dobson Zirkulation. Neben einem kurzen geschichtlichen Abriss wird auf aktuelle wissenschaftliche Studien eingegangen.

2.1 Die Stratosphäre

Der Begriff Stratosphäre stammt aus dem Griechischen und bedeutet ‘geschichtete Sphäre’. Eingebettet zwischen Tropo- und Mesosphäre, die jeweils durch eine Abnahme der Temperatur mit der Höhe gekennzeichnet sind, nimmt in der Stratosphäre die Temperatur mit der Höhe zu. Diese Temperaturzunahme ist bedingt durch die Absorption von UV-Strahlung durch Ozon (O_3) in Höhenlagen zwischen 25 und 35 km [LABITZKE, 1998]. Die Abbildung 2.1 zeigt die Temperaturverläufe mit der Höhe für die Arktis im Sommer und Winter sowie den Äquator und das Höhenprofil des Ozonpartialdrucks in nbar für $50^\circ N$ im Februar. Maximale Ozonkonzentrationen treten in der Ozonschicht zwischen 20 und 30 km Höhe auf [LABITZKE, 1998].

Die Stratosphäre erstreckt sich – je nach geographischer Breite – von rund 8 – 15 km bis in 50 km Höhe. Im Mittel betragen die Temperaturen an der Stratopause zwischen $+12^\circ C$ am jeweiligen Sommerpol und $-18^\circ C$ am Winterpol. Am Äquator ist deutlich das Auftreten einer markanten, hochgelegenen und sehr kalten Tropopause zu erkennen (Abbildung 2.1). Diese ist dynamisch bedingt und entsteht durch die Abkühlung der Luft infolge der Expansion beim Aufsteigen der Luftmassen. Im Sommer sind in Höhen bis ca. 58 km die Temperaturen in der Tropo- und Stratosphäre höher als im Winter. In der darüberliegenden Mesosphäre kehrt sich die Verteilung um. Im Gegensatz zur Troposphäre, wo Wasserdampf eine entscheidende Rolle für das tägliche Wettergeschehen spielt, ist die Stratosphäre eine sehr trockene Schicht, in der nur in seltenen Fällen Wolken vorkommen. Eine Besonderheit bilden die Polaren Stratosphärenwolken (PSCs) in der polaren Winterhemisphäre, die sich bei Temperaturen unterhalb von rund $-80^\circ C$ bilden und für die Ozonzerstörung entscheidend sind (vgl. Abschnitt 2.3).

In der Stratosphäre herrscht in guter Näherung ein geostrophisches Gleichgewicht, d. h. ein Kräftegleichgewicht zwischen Druckgradient- und Corioliskraft. Stratosphärische Winde wehen somit annähernd geostrophisch, also parallel zu den Höhenlinien des Geopotentialfeldes Φ :

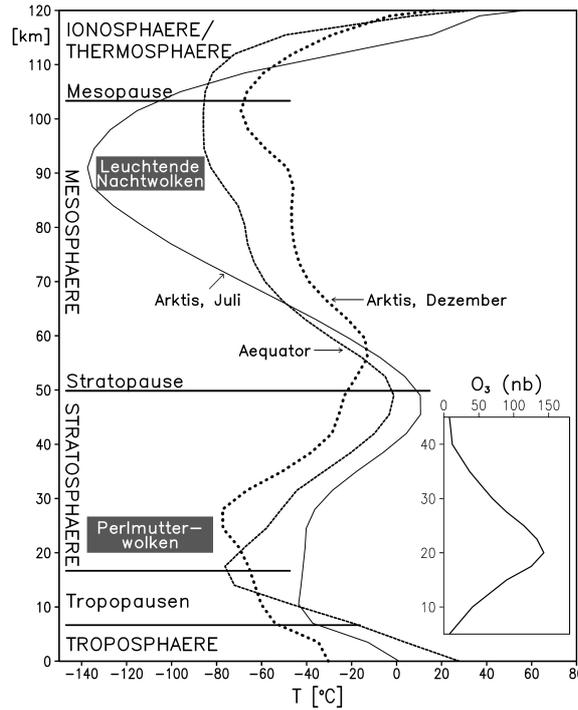


Abbildung 2.1: Höhenprofil der Temperatur [°C] im zonalen Mittel für Äquator und Arktis (Sommer und Winter) vom Boden bis in 120 km Höhe. Rechts unten: Höhenprofil des Ozonpartialdruck [nb] für 50°N im Februar, aus LABITZKE [1998].

$$\vec{v}_g^{(p)} = \frac{1}{f} \vec{k} \times \nabla_h^{(p)} \Phi, \quad (2.1)$$

hierbei sind $\vec{v}_g^{(p)}$ der geostrophische Wind, $f=2\Omega \sin \varphi$ der Coriolisparameter und $\Phi(z) = \int_0^z g dz$ das Geopotential. Der Index (p) bezeichnet die Ableitung von Größen im p -Koordinatensystem, d. h. auf konstanten Druckflächen. Die Abnahme des geostrophischen Windes mit der Höhe folgt der thermischen Windrelation:

$$\vec{v}_{th}^{(p)} = \frac{\partial \vec{v}_g^{(p)}}{\partial p} = -\frac{R_L}{p f} \vec{k} \times \nabla_h^{(p)} T, \quad (2.2)$$

mit dem thermischen Wind im p -Koordinatensystem $\vec{v}_{th}^{(p)}$. Eine Zunahme der Temperatur T geht mit einer Ausdehnung der Luft und einer damit verbundenen Zunahme des Geopotentials einher. Die Temperatur im hydrostatischen Gleichgewicht von Druckgradient- und Schwerkraft T_h (vgl. Abschnitt 2.4.1) verdeutlicht diesen Zusammenhang:

$$T_h = -\frac{p}{R_L} \frac{\partial \Phi}{\partial p} \quad (2.3)$$

mit dem Luftdruck p und der spezifischen Gaskonstante der Luft R_L . Die thermische Windrelation (2.2) beschreibt die Kopplung von Temperatur- und Windfeld und wird im z -Koordinatensystem (Index (z)) zu:

$$\vec{v}_{th}^{(z)} = \frac{\partial \vec{v}_g^{(z)}}{\partial z} \approx \frac{g}{f T} \vec{k} \times \nabla_h^{(z)} T \quad (2.4)$$

mit der z-Komponente der Schwerebeschleunigung $g \approx 9,80665 \text{ ms}^{-2}$. Temperaturunterschiede führen zu (geopotentiellen) Höhenunterschieden und Winden, um diese Unterschiede auszugleichen. Somit lassen sich stratosphärische Windsysteme anhand von meridionalen Temperaturgradienten erklären.

In den hohen Breiten herrscht in der Stratosphäre ein starker Jahresgang, in den Tropen dagegen eine geringe Variabilität der atmosphärischen Größen. Darum sind besonders die Polargebiete der Nordhemisphäre (NH) und der Südhemisphäre (SH) im jeweiligen Winterhalbjahr für wissenschaftliche Untersuchungen zur stratosphärischen Dynamik von Interesse. Für beide Hemisphären erfolgt in den Polargebieten im Winter eine strahlungsbedingte Abkühlung. Klimatologische Unterschiede zwischen Arktis und Antarktis werden im Folgenden für die mittlere Stratosphäre anhand von Geopotential- und Temperaturfeldern kurz vorgestellt. Die Abbildung 2.2 zeigt Monatsmittelkarten der Temperaturen und der geo-

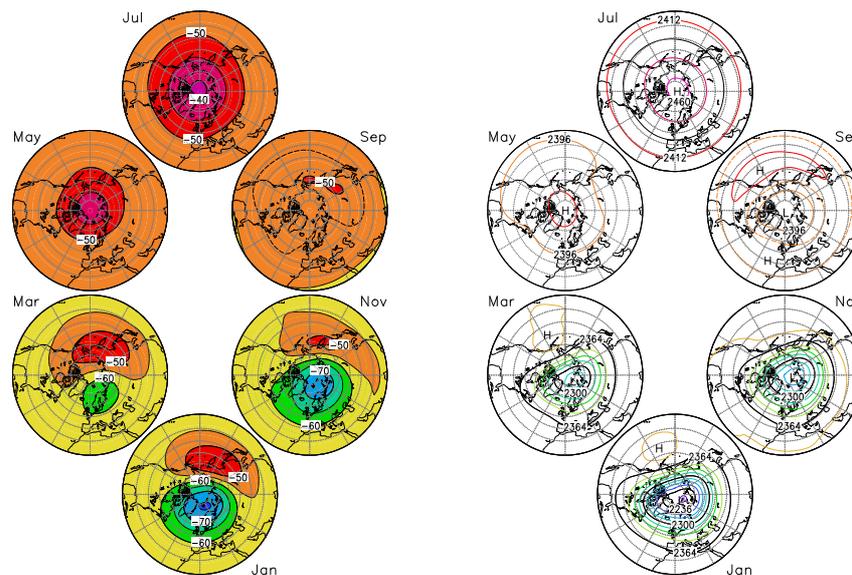


Abbildung 2.2: Monatsmittelkarten (Zeitraum: Juli 1965 bis Juni 1995) für die Nordhemisphäre: Temperatur [$^{\circ}\text{C}$] (links) und geopotentielle Höhe [gpdm] (rechts) in 30 hPa, 20 – 90 $^{\circ}\text{N}$, Abbildungen 2.7 und 2.8 aus LABITZKE [1998].

potentiellen Höhen im 30 hPa-Niveau für die Nordhalbkugel. Im Sommer (Juli) ergeben sich aufgrund der starken Einstrahlung hohe Temperaturen verbunden mit einem Hoch über dem Polargebiet. Entsprechend der Gleichung (2.1) herrschen Ostwinde, da eine Luftströmung im Uhrzeigersinn um das Hoch resultiert. Mit zunehmender Abkühlung im Herbst kommt es zu einer Zirkulationsumstellung und es bildet sich ein Tiefdruckgebiet, der Polarwirbel, aus. Eine schwache Hochdruckzone in 40 – 50 $^{\circ}\text{N}$ bleibt erhalten. Die zunehmende Abkühlung sorgt für eine Vertiefung des Polarwirbels und eine damit verbundene Verstärkung der Westwinde. Im Winter zeigt die mittlere Klimatologie ein polares Kältegebiet mit Zentrum über Spitzbergen und ein Wärmegebiet mit Zentrum über Kamtschatka. Letzteres ist dynamisch bedingt und entsteht durch das Absinken von Luft in den winterlichen Strahlströmen der oberen Tropo- und der unteren Stratosphäre. Die stärksten Strahlströme sind im Mittel über dem Westpazifik anzutreffen, verbunden mit den höchsten Temperaturen. Das Aläutenhoch, welches in direktem Zusammenhang zu diesem Wärmegebiet steht, ist eine Besonderheit der

NH und sorgt für eine Asymmetrie des Polarwirbels in Lage und Form, sodass in den Mittelkarten eine deutliche Lageverschiebung des Polarwirbels vom Nordpol zur europäischen Arktis auftritt [LABITZKE, 1998].

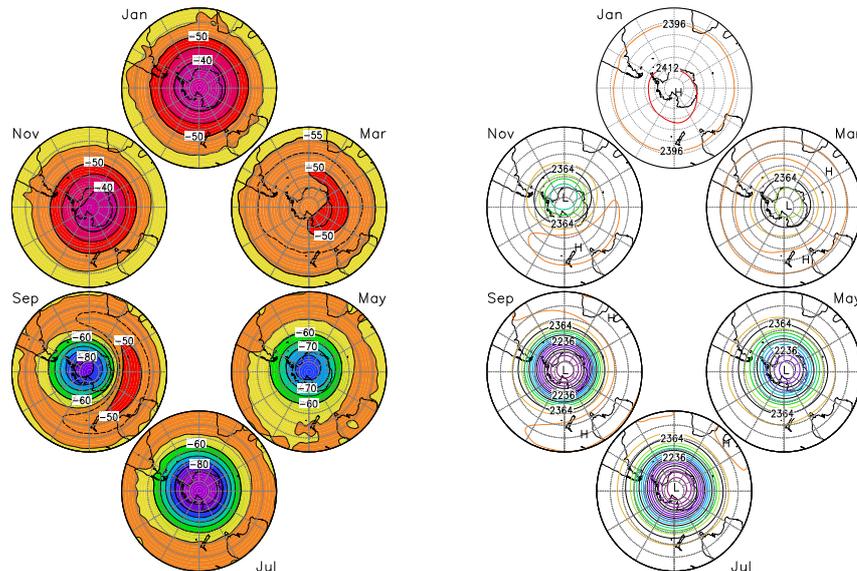


Abbildung 2.3: Monatsmittelkarten (Zeitraum: 1968 bis 1996) für die Südhemisphäre: Temperatur [°C] (links) und geopotentielle Höhe [gpdm] (rechts) in 30 hPa, 20 – 90°S, Abbildungen 2.9 und 2.10 aus LABITZKE [1998].

Die Abbildung 2.3 zeigt eine analoge Darstellung von Temperaturen und Geopotential der 30 hPa-Fläche für die Südhalbkugel. Im Südsommer (Januar) ist die Struktur in der Antarktis ähnlich der in der Arktis. Die stratosphärische Zirkulation ist durch ein Hochdruckgebiet bestimmt. Die hohen Breiten der SH sind allerdings wärmer als die der Arktis, da im Südsommer eine stärkere solare Einstrahlung vorherrscht, denn die Sonne ist der Erde im Januar näher (Perihel) als im Juli (Aphel). Das antarktische Hochdruckgebiet ist nicht so stark ausgeprägt wie das arktische, da die darunterliegende Troposphäre kälter ist, sodass schwächere Ostwinde als in der Arktis resultieren. Auch der Übergang zum Herbst ist in beiden Hemisphären ähnlich. Auf der Südhalbkugel ist die Abkühlung ungestörter und läuft schneller ab. Die Temperaturverteilung ist symmetrisch und es existiert kein mit dem Aläutenhoch vergleichbares Wärmegebiet, da der Strahlstrom über Australien schwächer ist als der über Asien und Japan. Wegen dem geringeren Topographieantrieb und dem fehlenden Land-Meer-Kontrast erreichen auf der Südhalbkugel kaum troposphärische Wellenstörungen die Stratosphäre. Im Mittwinter (Juli) befindet sich über der Antarktis ein ausgeprägtes, kaltes Tief mit Mitteltemperaturen von -90°C (ca. 15 K kälter als auf der Nordhalbkugel) verbunden mit einem starken Polarwirbel. In Mittelkarten liegt dabei die 30 hPa-Fläche rund 1 km tiefer als auf der Nordhalbkugel. Die größten Unterschiede zwischen beiden Hemisphären treten jedoch im jeweiligen Frühling auf: Der Übergang zur Sommerzirkulation ist in der SH stark verspätet, sodass infolge der tiefen Temperaturen in der Antarktis eine viel stärkere Ozonzerstörung möglich ist [LABITZKE, 1998].

Insbesondere in der NH wird die mittlere Klimatologie der Stratosphäre durch Stratosphärenenerwärmungen bestimmt. Professor Scherhag bezeichnete diese bei seiner Entdeckung

im Januar 1952 als ‘explosionsartige Erwärmung der Hochatmosphäre’ und gab ihnen den Namen ‘Berliner Phänomen’ [SCHERHAG, 1952]. Scherhag beobachtete eine Erwärmung um mehr als 30 K im 10 hPa-Niveau, welche sich mit der Höhe nach unten fortsetzte und nach einigen Tagen wieder abklang. Heute wissen wir, dass es sowohl Erwärmungen gibt, welche sich von oben nach unten durchsetzen, als auch Phänomene, bei denen die Erwärmung in der unteren Stratosphäre beginnt und sich nach oben hin ausbreitet. Ursache für Stratosphärenerwärmungen sind Wellenstörungen aus der Troposphäre. Für die Ausbreitung planarer troposphärischer Wellen sind hinaufreichende Westwinde von der Tropo- bis weit in die Stratosphäre entscheidend. Im Winter kommt es so zu einer Kopplung zwischen Tropo- und Stratosphäre, wohingegen Ostwinde im Sommer, die Wellenausbreitung aus der Troposphäre weitgehend verhindern. LABITZKE [1998] untersuchte verschiedene Einflussfaktoren, die in Verbindung mit der Wellenausbreitung aus der Troposphäre und dem Auftreten von Stratosphärenerwärmungen stehen. Die wichtigsten sind der 11-jährige Sonnenfleckenzyklus, die quasi-zweijährige Schwingung des Zonalwindes in den Tropen (QBO, engl. quasi-biennial oscillation) sowie der Einfluss von ENSO (engl. El Niño Southern Oscillation) und Vulkanausbrüchen [LABITZKE, 1998].

2.2 Strahlungsprozesse in der Stratosphäre

Die Sonne ist unser nächster Stern und liefert die Energie für nahezu alle Lebensvorgänge auf unserem Planeten. Die Energieabgabe erfolgt in Form von Strahlung in einem breiten Wellenlängenspektrum, welche ohne ein materielles Transportmedium u. a. zur Erde gelangt.

2.2.1 Wichtige Strahlungsgesetze

Die gesamte Energieabgabe M_E eines idealisierten sogenannten schwarzen Körpers, welcher sich durch eine vollständige Absorption der auf ihn treffenden Strahlung aller Wellenlängen und eine vollständige Abgabe derselben auszeichnet, hängt ausschließlich von seiner Oberflächentemperatur ab. Entsprechend dem Stefan-Boltzmann-Gesetz gilt [BRASSEUR und SOLOMON, 2005]:

$$M_E = \sigma_s T^4 \quad (2.5)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma_s = 5,67 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Die frequenzabhängige (ν) Strahlungsabgabe M_ν eines schwarzen Körpers beschreibt das Planck’sche Strahlungsgesetz [BRASSEUR und SOLOMON, 2005]:

$$M_\nu = \frac{dM_E}{d\nu} = \frac{2\pi h_P \nu^3}{c_0^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h_P \nu}{k_B T}} - 1} \quad (2.6)$$

mit dem Planck’schen Wirkungsquantum $h_P = 6,63 \times 10^{-34} \text{Js}$ und der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$. Die Frequenz und die Wellenlänge Λ des Lichtes sind über die Lichtgeschwindigkeit $c_0 = 2,99792458 \times 10^8 \text{Wm}^{-2}$ gekoppelt: $c_0 = \Lambda \cdot \nu$. Damit folgt aus Gleichung (2.6) für die wellenlängenabhängige Energieabgabe eines schwarzen Körpers M_Λ [BRASSEUR und SOLOMON, 2005]:

$$M_\Lambda = \frac{dM_E}{d\Lambda} = \frac{c_1}{\Lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\Lambda T}} - 1} \quad (2.7)$$

mit den Strahlungskonstanten $c_1 = 2\pi h_P c^2$ und $c_2 = \frac{h_P c}{k}$.

Die Wellenlänge mit der maximalen Energieabgabe eines schwarzen Körpers Λ_{\max} lässt sich aus dem Planck'schen Gesetz (2.7) ableiten. Diese nimmt mit steigender Temperatur ab. Das Wien'sche Verschiebungsgesetz besagt hierzu [KRAUS, 2004]:

$$\Lambda_{\max} = \frac{\eta_s}{T} \quad (2.8)$$

mit der Naturkonstanten $\eta_s = 2898 \mu\text{K}$.

2.2.2 Die Strahlung von Sonne und Erde

Entsprechend der Gleichung (2.7) gibt jeder schwarze Körper Strahlung in einem charakteristischen Wellenlängenspektrum ab. Bei idealisierter Betrachtung von Sonne und Erde als schwarze Körper, lassen sich jeweils charakteristische Strahlungsspektren beider Körper angeben. Die Strahlungseigenschaften von Sonne und Erde fasst die Tabelle 2.1 zusammen. Aufgrund der sehr verschiedenen Oberflächentemperaturen beider Körper, resultieren unterschiedliche Strahlungsspektren, die sich so gut wie nicht überschneiden. Die höhere Oberflächentemperatur der Sonne führt zu einer Energieabgabe im Wellenlängenbereich zwischen 0,2 und 3 μm , während die Erde Strahlung im Bereich von 3 bis 60 μm emittiert. Die maximale Energieabgabe erfolgt entsprechend der Gleichung (2.8) für die Sonne bei einer Wellenlänge von 0,5 μm und für die Erde bei 10 μm . Die solare Strahlung wird daher als kurzwellig bezeichnet, die terrestrische demgegenüber als langwellig [HÄCKEL, 1999].

Tabelle 2.1: *Eigenschaften der Strahlung von Sonne und Erde, nach BRASSEUR und SOLOMON [2005]; HÄCKEL [1999].*

	Sonne	Erde
Strahlungstemperatur	~5800K bzw. ~5527°C	~287K bzw. ~14°C
M_E nach Gleichung (2.5)	~64,2 MWm^{-2}	~385 Wm^{-2}
Wellenlängenbereich nach Gleichung (2.7)	0,2 – 3 μm	3 – 60 μm
Λ_{\max} nach Gleichung (2.8)	0,5 μm	10 μm
Strahlungsbezeichnung	terrestrisch/langwellig	solar/kurzwellig

Das kurzwellige Strahlungsspektrum zeigt die Abbildung 2.4. Dieses folgt nahezu der theoretischen Strahlungsverteilung für den schwarzen Körper [Gleichung (2.7)]. Abweichungen ergeben sich insbesondere im Bereich sehr kurzer Wellenlängen. Beim Passieren der Erdatmosphäre interagiert die kurzwellige Strahlung mit deren Bestandteilen. Dabei treten drei wichtige Prozesse auf: Absorption, Streuung und Reflexion. Die Streuung erfolgt an Luftteilchen, Wolkentröpfchen und Aerosolen und ist abhängig von der Größenverteilung der streuenden Teilchen. Hierbei wird nach Rayleigh- und Mie-Streuung unterschieden. Rayleigh-Streuung ist für sehr kleine Teilchen gültig und beschreibt eine starke Wellenlängenabhängigkeit. So werden Luftteilchen, welche eine Ausdehnung von nur rund 10 – 20% der Wellenlänge des Lichtes aufweisen, proportional zu Λ^{-4} gestreut, wodurch die kurzen Wellenlängen des Lichtes eine verstärkte Streuung erfahren. Für Staub- und Wolkenpartikel, welche in etwa die Ausdehnung der Lichtwellenlänge besitzen, beschreibt die Mie-Streutheorie eine leichte Wellenlängenabhängigkeit proportional zu $\Lambda^{-1,3}$ [KRAUS, 2004]. Die Reflexion, eine gerichtete Streuung von Strahlung, ist insbesondere an der Erdoberfläche relevant. Ein großer Teil

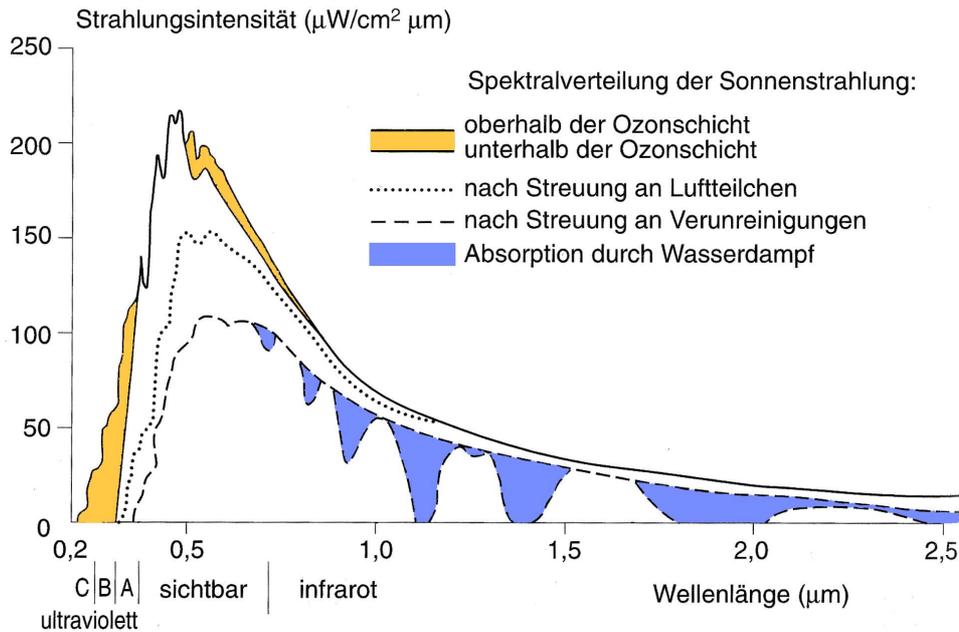


Abbildung 2.4: Veränderungen im Spektrum der kurzwelligen Strahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre, nach Abbildung 56 aus HÄCKEL [1999].

der solaren Strahlung, welcher die Erdoberfläche erreicht, wird reflektiert. Das Reflexionsvermögen (Albedo) ist abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit und beträgt im globalen Mittel rund 30% [HÄCKEL, 1999]. Die Absorption von solarer Strahlung soll hier näher betrachtet werden. Bei der Absorption von Photonen werden Übergänge in höher angeregte Zustände induziert. Stöße zwischen Elektronen führen oberhalb von rund 100 km Höhe zur Absorption von Strahlung mit Wellenlängen kleiner 100 nm durch atomaren (O) und molekularen (O_2) Sauerstoff, sowie atomaren Stickstoff (N). Moleküle besitzen diskrete Rotations- und Schwingungszustände, welche durch Photonenabsorption angeregt werden. Die Absorption kann nur in distinkten Wellenlängenbereichen, entsprechend der Unterschiede zwischen den Energiezuständen erfolgen. In der mittleren Stratosphäre absorbieren Sauerstoff und Ozon (insbesondere im Bereich der Ozonschicht) solare Strahlung im ultravioletten Spektralbereich ($\lambda \lesssim 320$ nm) [BRASSEUR und SOLOMON, 2005]. Stratosphärisches Ozon hat damit die wichtige Eigenschaft, gefährliche UV-Strahlung von der Erdoberfläche abzuschirmen, wodurch das Leben auf der Erde erst möglich wird (vgl. Abbildung 2.4, orange). Zusätzlich zur Wirkung der Ozonschicht auf die Spektralverteilung der solaren Strahlung zeigt die Abbildung 2.4 die Strahlungsabsorption durch Wasserdampf (H_2O , blau) in einzelnen Banden im nah-infraroten Spektralbereich (engl. near-infrared, NIR).

Im langwelligen Spektralbereich absorbieren die Treibhausgase Kohlenstoffdioxid (CO_2 , u. a. bei 4,3 und 15 μm), H_2O (u. a. bei 6,3 μm), O_3 (bei 9,6 μm) sowie mit geringeren Beiträgen Methan (CH_4 , u. a. bei 7,66 μm), Lachgas (N_2O , u. a. bei 7,78 und 17 μm), Kohlenmonoxid (CO) und Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffe (FCKWs, engl. CFCs von chlorofluorocarbons) [BRASSEUR und SOLOMON, 2005]. Eine Übersicht über die spektrale Verteilung der Absorption strahlungsrelevanter Gase ist der Abbildung 2.5 zu entnehmen. Diese zeigt, dass die Treibhausgase die kurzwellige solare Strahlung nahezu unbeeinflusst passieren lassen, demgegen-

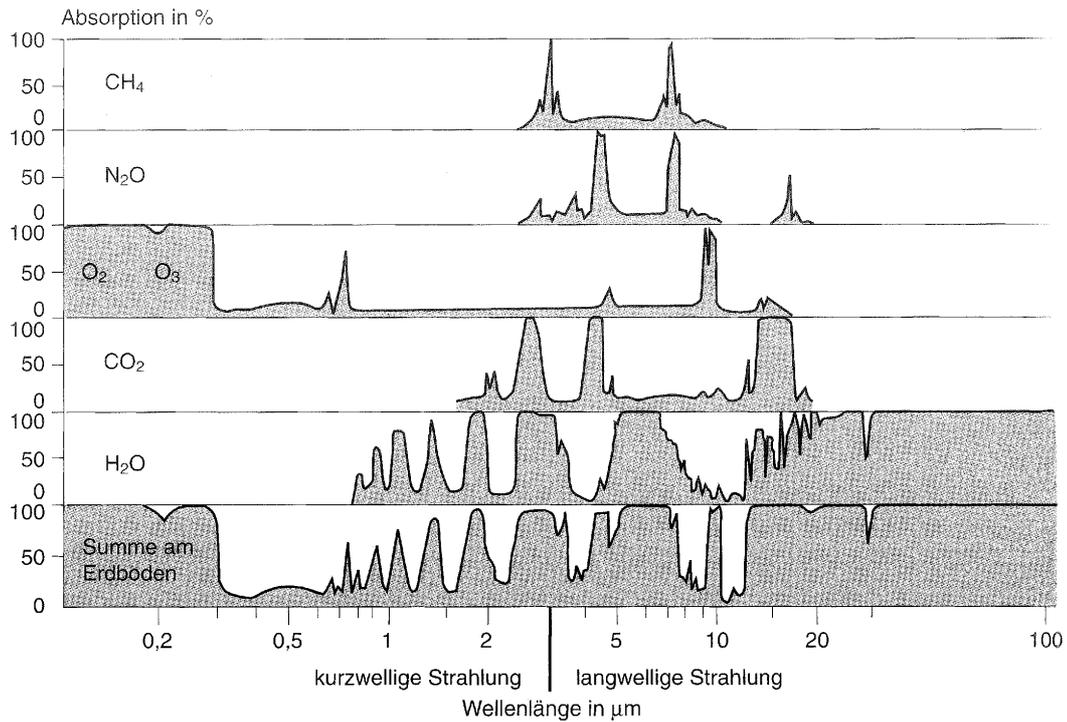


Abbildung 2.5: *Spektrale Verteilung der Strahlungsabsorption strahlungsrelevanter Gase beim Durchgang durch die Erdatmosphäre und gesamte Absorption durch alle Atmosphärgase (unten), nach Abbildung 60 aus HÄCKEL [1999].*

über aber die terrestrische Strahlung verstärkt absorbieren. Die Folge ist eine Erwärmung der Erdatmosphäre. Ohne diesen natürlichen Treibhausgaseffekt läge die mittlere Oberflächentemperatur der Erde bei lebensfeindlichen -18°C statt der tatsächlichen $+14^{\circ}\text{C}$ [KRAUS, 2004]. Zusätzlich zu den Spektralbereichen, in denen die Gase der Troposphäre stark absorbieren, existieren sogenannte atmosphärische Fensterbereiche, in welchen praktisch keines der Atmosphärgase absorbiert. Im Bereich des sichtbaren Lichtes (VIS, engl. visible, $\lambda \approx 400 - 700\text{nm}$) gelangt somit die solare Strahlung nahezu ungehindert zur Erdoberfläche, sodass alle Spektralbereiche des sichtbaren Lichtes vom menschlichen Auge erfasst werden können. Zudem kann zwischen rund 10 und $12,5\ \mu\text{m}$ die terrestrische Strahlung fast unbeeinflusst in den Weltraum entweichen, was man sich u. a. in der Fernerkundung mit Satelliten zunutze macht [HÄCKEL, 1999].

2.2.3 Der Strahlungstransport in der Erdatmosphäre

Der Strahlungstransport in der Erdatmosphäre ist durch das Gleichgewicht kurz- und langwelliger Strahlungsflüsse bestimmt. Die Abbildung 2.6 veranschaulicht den Strahlungsfluss F innerhalb einer kleinen Schicht zwischen z und $z + \delta z$. Dieser ergibt sich aus den auf- und abwärts-gerichteten Strahlungsflusskomponenten F_{\uparrow} und F_{\downarrow} , welche in die Schicht δz von oben und unten gelangen bzw. diese nach oben oder unten verlassen. Für den Strahlungsfluss in einer infinitesimal dünnen Schicht ($\delta z \rightarrow 0$) gilt [BRASSEUR und SOLOMON, 2005]:

$$F(z) = F_{\uparrow}(z) - F_{\downarrow}(z). \quad (2.9)$$

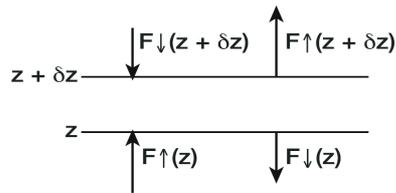


Abbildung 2.6: Balance der auf- und abwärts-gerichteten Strahlungsflüsse in dünner Schicht zwischen z und $z + \delta z$, Abbildung 4.4 c aus BRASSEUR und SOLOMON [2005].

Eine Änderung des Strahlungsflusses induziert eine Temperaturänderung in der entsprechenden Schicht:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{dF}{dz} = \frac{g}{c_p} \frac{dF}{dz}, \quad (2.10)$$

hierbei sind ρ die Luftdichte und c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck.

2.2.4 Die Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht

Die Absorption von kurzwelliger solarer Strahlung in der Stratosphäre führt somit zu einer Erwärmung der jeweiligen Schicht. Diese wird durch eine Abkühlung infolge der Emission von infraroter terrestrischer Strahlung, insbesondere durch CO_2 und H_2O kompensiert. Das Gleichgewicht dieser Prozesse bestimmt die Temperaturstruktur der Stratosphäre. Die Stratosphäre ist strahlungsdominiert und befindet sich im Jahresmittel nahezu im Strahlungsgleichgewicht. Insbesondere im Winter haben dynamische Prozesse einen entscheidenden Einfluss auf ihre Temperaturstruktur. Atmosphärische Wellen beeinflussen die Stratosphäre nicht nur im Falle von Stratosphärenerwärmungen (vgl. Abschnitt 2.1). Die Propagation und Dissipation von Wellen spielt auch bei der Erklärung der klimatologischen Temperaturverteilung, insbesondere in der Winterstratosphäre, eine entscheidende Rolle. Die Abbil-

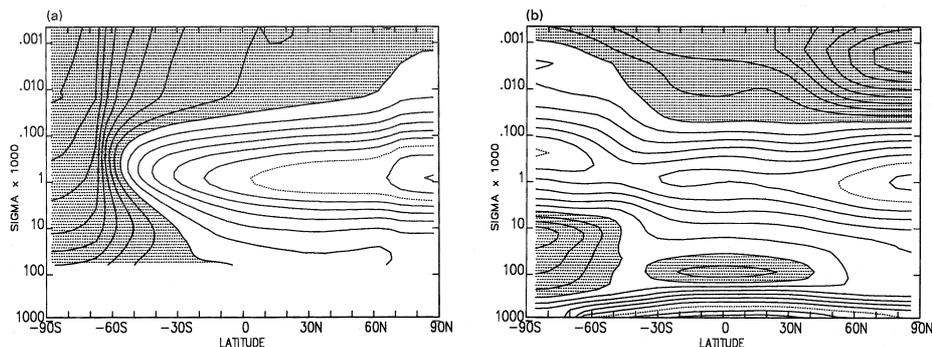


Abbildung 2.7: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperatur [$^{\circ}\text{C}$] im Juli, 1000 – 0.01 hPa, $90^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{N}$, zonal-gemittelt. Links: Strahlungsgleichgewicht ohne Berücksichtigung dynamischer Flüsse; rechts: beobachtete Temperaturverteilung. Konturintervall 10 K, Temperaturen unter -60°C schattiert, Abbildung 9.6 aus JAMES [1994].

dung 2.7 zeigt den Vergleich zwischen einer theoretisch berechneten Temperatur für eine Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht unter alleiniger Berücksichtigung der jahreszeitlichen Einstrahlungsvariabilität und unter Vernachlässigung dynamischer Wärmetransporte (links) und eine beobachtete Temperaturklimatologie, jeweils für den Monat Juli [JAMES, 1994]. Es wird deutlich, dass eine alleinige Berücksichtigung von Strahlungseffekten eine starke Abkühlung der Winterstratosphäre zur Folge hat und damit gegensätzlich zu Beobachtungen ist. In der Meso- und der Thermosphäre sorgen dissipierende (Schwere-)Wellen ganzjährig für eine Erhöhung der Temperaturen auf Werte oberhalb des Strahlungsgleichgewichts. Die Berücksichtigung des dynamischen Antriebs ist somit für die jahreszeitlich variierende Temperaturstruktur der Stratosphäre und die Mesosphäre unerlässlich. Die dynamischen Grundlagen werden im Abschnitt 2.4 behandelt.

Änderungen in der Zusammensetzung der Erdatmosphäre können das Strahlungsgleichgewicht verschieben. Die Zunahme der GHGs (v. a. CO₂) mit dem Klimawandel führt zu einer anthropogenen Verstärkung des natürlichen Treibhausgaseffekts, indem in den unteren Atmosphärenschichten mehr terrestrische Strahlung absorbiert wird. Damit steigt die Temperatur in der Troposphäre an. Zugleich erreicht weniger langwellige Strahlung von der Erdoberfläche die Stratosphäre, sodass in dieser Schicht weniger absorbiert werden kann. Infolgedessen kühlt sich die Stratosphäre ab. Die kurzweilige Strahlungsbilanz wird insbesondere durch Änderungen in der Ozonkonzentration beeinflusst. So führt eine Abnahme der Ozonkonzentration, wie nach 1980 beobachtet, zu einer verringerten Absorption von solarer Strahlung und damit zu einer Strahlungsabkühlung der Stratosphäre (u. a. RANDEL ET AL. [2009]).

2.3 Die Chemie der Stratosphäre

In diesem Abschnitt werden grundlegende, in der Stratosphäre ablaufende, chemische Prozesse vorgestellt, welche für das weitere Verständnis notwendig sind. Zur weiterführenden Vertiefung sind die umfassenden Werke von SEINFELD und PANDIS [2006] und BRASSEUR und SOLOMON [2005] zu empfehlen. Da ein Großteil der in der Stratosphäre ablaufenden chemischen Reaktionen von der lokalen Temperatur und den Wellenlängen der verfügbaren Strahlung abhängen, besteht ein direkter Zusammenhang zum vorangegangenen Abschnitt.

2.3.1 Stratosphärisches Ozon

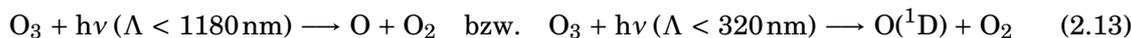
Im Abschnitt 2.2 wurde die Bedeutung der Ozonschicht für das Leben auf der Erde verdeutlicht. Durch ihre abschirmende Wirkung gefährlicher UV-Strahlung von der Sonne macht das stratosphärische Ozon das Leben auf unserem Planeten überhaupt erst möglich. Zudem erfolgt durch die Strahlungsabsorption eine Erwärmung der umliegenden Luftschichten, welche die Ausprägung einer Stratosphäre mit den im Abschnitt 2.1 beschriebenen Eigenschaften hervorruft. Die stratosphärische Ozonschicht ist durch die Verfügbarkeit von molekularem Sauerstoff und UV-Strahlung bestimmt. Die Ozonkonzentration in der Stratosphäre variiert mit der Höhe und der geographischen Breite und ist abhängig von der Intensität der solaren Strahlung, der Temperatur und der stratosphärischen Zirkulation. Aufgrund der ganzjährig hohen Strahlungsintensität in den Tropen ist die Ozonproduktion in diesen Breiten in einer Höhe von ~40 km maximal, darüber nimmt die O₂-Konzentration und darunter die ankommende UV-Strahlung ab. Demgegenüber sind in den hohen Breiten in ~25 km Höhe maximale Ozonkonzentrationen zu finden, wobei in der NH leicht erhöhte Werte auftreten. Die Differenzen zwischen Ozonbildung und maximaler Ozon-Konzentration sind durch den großskaligen

Transport mit der Brewer-Dobson Zirkulation (vgl. Abschnitt 2.4) zu erklären [SEINFELD und PANDIS, 2006].

Ozon wird in der Stratosphäre durch Photolyse von molekularem Sauerstoff in seine atomaren Bestandteile und den anschließenden Umsatz von molekularem und atomarem Sauerstoff, unter Anwesenheit von Luftmolekülen (M: Stickstoff – N₂, O₂) gebildet:



Der Abbau von Ozon erfolgt durch Photolyse und Umwandlung zu molekularem Sauerstoff:



Die Gleichungen (2.11) bis (2.14) wurden 1930 von dem britischen Wissenschaftler Sydney Chapman (1888 – 1970) aufgestellt und nach ihm als ‘Chapman-Gleichungen’ bezeichnet. Die Konzentrationen von O und O₃ werden zur O_x-Familie (‘odd-oxygen’) zusammengefasst. O_x hat eine deutlich längere Lebenszeit als die beiden Einzelsubstanzen und umfasst unterhalb von ~50 km Höhe überwiegend O₃. Die Chapman-Gleichungen (2.13) und (2.14) erklären je nach Höhe und geographischer Breite nur etwa die Hälfte des beobachteten Ozonabbaus [SEINFELD und PANDIS, 2006].

Der zweite Anteil erfolgt durch katalytische Ozonabbauprozesse. Hierbei spielen Chlor- (Cl) und Bromverbindungen (Br) eine wichtige Rolle. Diese werden aus der Tropo- in die Stratosphäre transportiert und bauen dort, nach Aufspaltung in reaktive Verbindungen (ClO_x: Cl, Chlormonoxid – ClO sowie BrO_x: Br, Brommonoxid – BrO), so lange Ozon ab, bis sie als Reservoirgase (u. a. Chlornitrat – ClONO₂, Chlorwasserstoff/Salzsäure – HCl und Bromnitrat – BrONO₂) gebunden sind oder durch Auswaschungsprozesse aus der Stratosphäre entfernt werden. Trotz des deutlich geringeren Anteils von Brom in der Stratosphäre sind beide Zyklen von ähnlicher Wichtigkeit, da Brom bis zu 50 mal reaktiver ist als Chlor. Im Bereich der stratosphärischen Aerosolschicht ist die NO_x-Familie (‘odd-nitrogen’), bestehend aus Stickstoffmonoxid (NO) und Stickstoffdioxid (NO₂), entscheidend am Ozonabbau beteiligt. Im Zuge großer Vulkaneruptionen gelangt zusätzlich Sulfat in die Stratosphäre und führt zu einem verstärkten Abbau von NO₂, welches für die Formierung der Reservoirgase ClONO₂ und BrONO₂ benötigt wird. Infolgedessen kommt es ohne Zunahme chlor- und bromhaltiger Substanzen zu einem verstärkten Ozonabbau. Zusätzlich haben das Hydroxyl-Radikal (OH), Hydrogendioxid (HO₂) und Wasserstoff (H), zusammengefasst zur HO_x-Familie (‘odd-hydrogen’), einen wichtigen Anteil am katalytischen Ozonabbau. In den 1970er Jahren wurden anthropogen emittierte FCKWs und teilhalogenierte Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffe (H-FCKWs, engl. HCFCs von hydrochlorofluorocarbons) als zusätzliche Ozonzerstörer identifiziert. Diese Substanzen haben in der Stratosphäre sehr lange Lebenszeiten von Jahrzehnten und verursachen einen starken Ozonabbau zusätzlich zu den natürlich in der Stratosphäre vorkommenden Chlor- und Bromverbindungen [SEINFELD und PANDIS, 2006]. Der katalytische Ozonabbau lässt sich vereinfacht beschreiben durch:



mit den möglichen Katalysatoren X: OH, NO, Cl, H bzw. Br [JONSSON ET AL., 2004; MCCONNELL und JIN, 2008]. Die Abbildung 2.8 zeigt die relativen Anteile der verschiedenen

katalytischen Ozonabbauzyklen für den Monat September in 35°N im Höhenprofil. Während HO_x in der unteren und oberen Stratosphäre den Hauptanteil ausmacht, trägt NO_x in ~30 km Höhe zu rund 80% zum Abbau von O₃ bei. Halogene (ClO_x und BrO_x) und O_x sind in allen Atmosphärenschichten am Ozonabbau beteiligt, in ~40km Höhe sind beide Anteile etwa gleich groß. Eine strikte Trennung der Abbauzyklen ist nicht immer möglich, da diese untereinander gekoppelt sind und sich somit gegenseitig beeinflussen [SEINFELD und PANDIS, 2006].

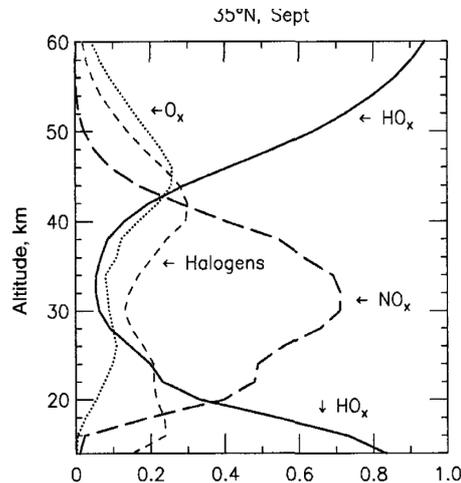
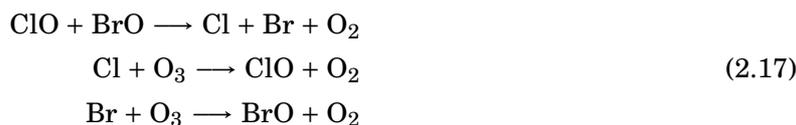


Abbildung 2.8: Vertikale Verteilung der relativen Anteile der katalytischen Ozonabbauzyklen im September in 35°N, Abbildung 5.29 aus SEINFELD und PANDIS [2006].

Zusätzlich zu den beschriebenen Gasphasenreaktionen findet in der polaren Winterstratosphäre ein verstärkter Ozonabbau statt. Bei Temperaturen unterhalb von -78°C kondensieren Salpetersäure (HNO₃) und Wasser auf zuvor flüssigen Schwefelsäuretröpfchen und bilden so in einer Höhe zwischen 20 und 30 km die am häufigsten vorkommende Art von PSCs. Bei Temperaturen unterhalb von -85°C kann Wasser sogar ohne Vorhandensein von Kondensationskeimen zu Eispartikeln kondensieren [FAHEY und HEGGLIN, 2011]. PSCs bilden eine Oberfläche für heterogene Prozesse, welche die Umwandlung von Reservoirgasen in reaktive Verbindungen beschleunigen. Die reaktiven Spezies reichern sich über den Winter an und führen im Frühjahr, unter Anwesenheit von Sonnenlicht, in kurzer Zeit zu einem starken katalytischen Ozonabbau. Aufgrund der klimatologisch niedrigeren Wintertemperaturen in der unteren Stratosphäre über der Antarktis (siehe Abbildung 2.3, links), werden die Schwellenwerte für die PSC-Bildung hier deutlich häufiger erreicht, sodass ein verstärkter Ozonabbau in der SH gegenüber der NH stattfindet. Die beiden wichtigsten Reaktionszyklen fassen die Gleichungen (2.16) und (2.17) zusammen. Beide führen jeweils zur Umsetzung von zwei Ozon- in drei Sauerstoffmoleküle [SEINFELD und PANDIS, 2006; MCCONNELL und JIN, 2008]. Der ClO–ClO-Zyklus (2.16) macht rund 60%, der BrO–ClO-Zyklus (2.17) rund 40% des polaren Ozonabbaus aus [FAHEY und HEGGLIN, 2011].





Unter Anwesenheit von Sonnenlicht und Luftmolekülen (M: N₂, O₂) werden die reaktiven Verbindungen langsam wieder in ihre Reservoirspezies überführt [SEINFELD und PANDIS, 2006]:



Der Ozonabbau in der polaren Stratosphäre endet erst, wenn die reaktiven Verbindungen wieder vollständig in Reservoirgasen umgewandelt sind. Durch das Ausfallen von Wolkenpartikeln im Verlaufe des Winters wird NO_x aus der Stratosphäre entfernt, welches nicht für die Umsetzung in Reservoirgasen zur Verfügung steht [vgl. Gleichung (2.18)]. Das führt zu einem über einen längeren Zeitraum anhaltenden Ozonabbau [SEINFELD und PANDIS, 2006]. Eine Zusammenfassung der in der polaren winterlichen Stratosphäre ablaufenden Prozesse zeigt die Abbildung 2.9.

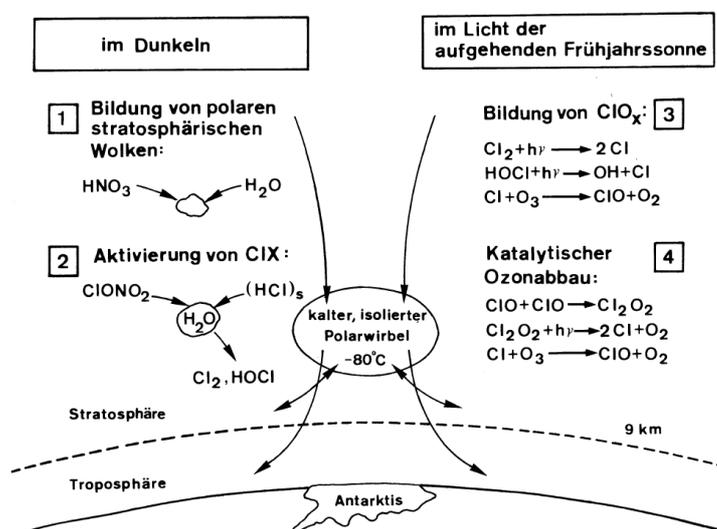
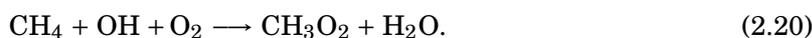


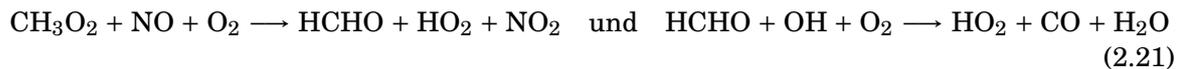
Abbildung 2.9: Heterogener Ozonabbau an PSCs, Abbildung 5.7 aus LABITZKE [1998].

2.3.2 Wasserdampf und Methan in der Stratosphäre

Im Gegensatz zur Tropo- ist die Stratosphäre eine sehr trockene Schicht, in der Wasserdampf nur in geringen Mengen vorkommt. In der unteren Stratosphäre bestimmt die Dynamik den Wasserdampfgehalt durch den Eintrag im Bereich der tropischen Tropopause. Eine wichtige Wasserdampfquelle in der mittleren und oberen Stratosphäre ist die Oxidation von Methan, wobei unter Anwesenheit von Sauerstoff ein Molekül Methan zu einem Wassermolekül umgesetzt wird [SEINFELD und PANDIS, 2006]:



Bei erhöhter NO_x -Konzentration kann über die Reaktionskette:



ein zusätzliches Wassermolekül erzeugt werden. Somit entstehen in der mittleren und oberen Stratosphäre aus einem Methan- bis zu zwei Wassermoleküle [SEINFELD und PANDIS, 2006].

2.3.3 Die Änderungen der Stratosphärenchemie durch den Klimawandel

Änderungen in Temperatur und chemischer Zusammensetzung haben starke Auswirkungen auf die in der Stratosphäre ablaufenden chemischen Vorgänge.

So führt die Abkühlung der Stratosphäre, wie sie aufgrund der ansteigenden GHG-Konzentrationen bereits beobachtet wird [THOMPSON und SOLOMON, 2005; RANDEL ET AL., 2009], durch die Temperaturabhängigkeit der Reaktion (2.12) zu einem schnelleren Ablaufen derselben und damit zu einer Zunahme der Ozonkonzentration [JONSSON ET AL., 2004]. Durch die verringerte Verfügbarkeit von atomarem Sauerstoff werden über die Reaktion (2.12) auch die katalytischen Ozonabbaureaktionen [Gleichung (2.15)] beeinflusst. Eine Verdopplung der CO_2 -Konzentration bewirkt so eine Zunahme im Ozon-Mischungsverhältnis um 15 – 20% in der oberen Stratosphäre und um 10 – 15% in der unteren Mesosphäre [JONSSON ET AL., 2004]. Zudem führt eine Ozonzunahme in dieser Höhe zu einer -abnahme in den darunterliegenden Schichten, da dort weniger UV-Strahlung für die Ozonproduktion zur Verfügung steht [JONSSON ET AL., 2004].

Änderungen im Eintrag von FCKWs und H-FCKWs beeinflussen den Chlor- und Bromgehalt der Stratosphäre und damit den Ozonabbau, sowohl durch die Gasphasenchemie, als auch durch heterogene Prozesse an PSCs. Aufgrund der langen Lebenszeit der Substanzen in der Stratosphäre sind die Auswirkungen einer Reglementierung, wie seit den späten 1980er Jahren im Zuge des Montrealer Protokolls und seiner Nachfolger [MONTREAL-PROTOKOLL, 2009] erfolgt, erst Jahrzehnte später spürbar. Zudem führt die zunehmende stratosphärische Abkühlung dazu, dass die PSC-Schwelltemperaturen vermehrt erreicht werden, sodass theoretisch in der Zukunft ein stärkerer heterogener Ozonabbau in der polaren Stratosphäre möglich wird. Aufgrund der abnehmenden Chlor- und Brombelastung der Stratosphäre ist allerdings anzunehmen, dass in Zukunft weniger Reservoirgase an PSCs in reaktive Verbindungen umgesetzt werden.

Durch die mit dem Klimawandel zunehmende CH_4 -Konzentration läuft die Methanoxidation verstärkt ab, sodass in der oberen Stratosphäre mehr Wasserdampf vorhanden ist. Über den HO_x -Zyklus beeinflussen Wasserdampf und Methan zudem die Ozonkonzentration. Durch die enge Verzahnung der Ozonabbauzyklen haben die Änderungen in der Zusammensetzung der Atmosphäre und der Temperatur Auswirkungen auf die zukünftige Entwicklung der Ozonschicht.

2.4 Die Dynamik der Stratosphäre

Die dynamischen Vorgänge in der Stratosphäre werden mit dem Begriff der Brewer-Dobson Zirkulation (BDC) assoziiert. Die BDC ist die Meridionalzirkulation in der Stratosphäre, die den Transport von Spurenstoffen, u. a. Ozon, aus den niederen in die hohen Breiten bestimmt. Nur durch das Wirken einer großskaligen stratosphärischen Zirkulation zwischen den Entstehungsgebieten in den Tropen und den Gebieten starken Abbaus in den Extratropen ist die beobachtete Spurengasverteilung in der Stratosphäre zu erklären (Abschnitt 2.4.2).

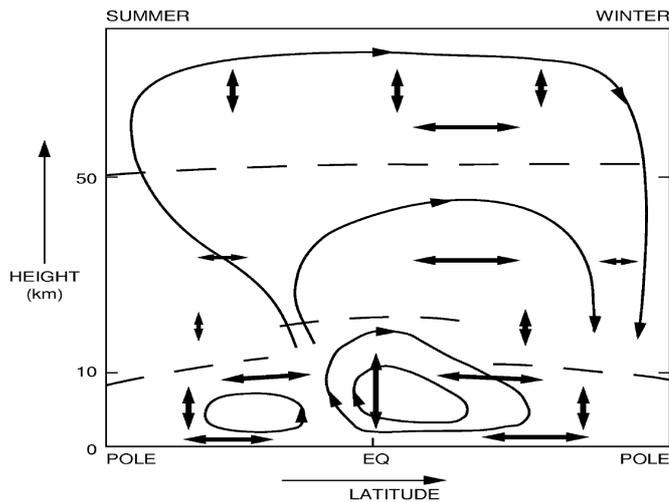


Abbildung 2.10: Die atmosphärische Meridionalzirkulation [WMO, 1985].

Die Abbildung 2.10 zeigt ein vereinfachtes Schema der Meridionalzirkulation in der Tropo-, Strato- und Mesosphäre. In der Troposphäre sind deutlich die thermisch direkte Hadley-Zelle in den Tropen und die thermisch indirekte Ferrel-Zelle in den mittleren Breiten zu erkennen. In der Strato- und der Mesosphäre wird der Transport durch Aufsteigen in tropischen Breiten und Absinken in hohen Breiten der Winterhemisphäre bestimmt, wobei die mesosphärische Zirkulation die Sommerhemisphäre mit einschließt. Diese Vorstellung ist in den letzten Jahren immer besser verstanden und somit teilweise revidiert worden, worauf in diesem Überblick eingegangen wird.

Im Gegensatz zur Troposphäre spielen in der Strato- und der Mesosphäre Reibungsprozesse keine Rolle mehr, sodass der Verlust von Drehimpuls bei der Bewegung von Luftmassen in Richtung der Pole anders erklärt werden muss [PLUMB, 2002]: Die Meridionalzirkulation in der Strato- und der Mesosphäre wird durch aus der Troposphäre propagierende Wellen hervorgerufen, welche aufgrund der mit der Höhe abnehmenden Luftdichte in ihrer Amplitude wachsen. Je nach spezifischer Eigenschaft der verschiedenen Wellenarten dissipieren diese bereits in der oberen Tropo-, in der Strato- oder erst in der Mesosphäre und führen zu einer unterschiedlichen Zirkulationsausprägung in der Sommer- und der Winterhemisphäre (vgl. Abschnitt 2.4.3). Der Wellenimpuls führt zu einer Erwärmung der darunterliegenden Schichten. In der Stratosphäre bewirkt die Corioliskraft unter quasi-geostrophischen Bedingungen einen Ausgleich des Wellenantriebs [vgl. Gleichung (2.45)], wodurch der mittlere Zonalwind abgeschwächt wird. Infolge der Massenerhaltung wird eine meridionale Driftbewegung in Gang gesetzt, welche für ein Aufsteigen in den niederen und ein Absinken in den hohen Breiten sorgt. Der Antrieb dieser meridionalen Zirkulation durch brechende Wellen in den Extratropen wird als 'wellen-getriebene extratropische Pumpe' (engl. wave-driven extratropical pump) bezeichnet [HOLTON und ALEXANDER, 2000].

Die Abbildung 2.11 zeigt eine schematische Darstellung der Meridionalzirkulation unter Einbezug großskaliger Wellen und kleinskaliger Mischungsprozesse.

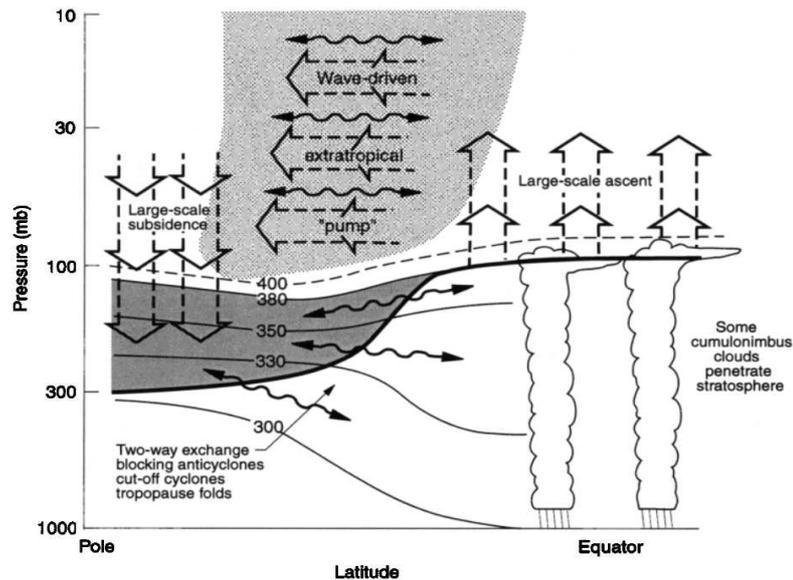


Abbildung 2.11: *Dynamische Kopplung von Tropo- und Stratosphäre mit Tropopause (dicke Linie). Breite Pfeile: großskaliger Transport über die 'wellen-getriebene extratropische Pumpe', kleine geschwungene Pfeile: kleinskalige Mischungsprozesse, Abbildung 3 aus HOLTON ET AL. [1995].*

2.4.1 Die transformierten Euler'schen Gleichungen

Alle Bewegungsvorgänge auf unserem Planeten folgen bestimmten Gesetzmäßigkeiten, welche hier für die Erdatmosphäre als rotierende Sphäre vorgestellt werden. Dabei bilden das erste Newton'sche Axiom über die Erhaltung des Gesamtimpulses sowie das zweite Axiom zur Änderung der Bewegung durch wirkende Kräfte, die Grundlagen für alle Bewegungsvorgänge. Die globale Erhaltung von Energie und Masse sind elementare Voraussetzungen, um die Dynamik unserer Atmosphäre zu verstehen.

Das meteorologische Grundgleichungssystem in seiner allgemeinsten Form beinhaltet:

1. Die Erhaltung des Gesamtimpulses ausgedrückt durch die **Bewegungsgleichung**

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{g} + \vec{F}_R, \quad (2.22)$$

welche die Änderung des Windgeschwindigkeitsvektors \vec{v} infolge der auf ein Luftpaket wirkenden Kräfte bzw. Beschleunigungen beschreibt. Die beteiligten Kräfte sind die Druckgradientkraft, die Corioliskraft, die Schwerkraft und die Reibungskraft \vec{F}_R [rechte Seite von Gleichung (2.22), von links nach rechts, jeweils massenspezifisch] mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde $\vec{\Omega}$ und der Schwerebeschleunigung \vec{g} .

2. Die Erhaltung der Masse wird durch die **Kontinuitätsgleichung** wiedergegeben:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (2.23)$$

3. Der **erste Hauptsatz der Thermodynamik** enthält die Energieerhaltung

$$c_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = Q \quad (2.24)$$

mit der diabatischen Netto-Erwärmungsrate pro Einheitsmasse Q .

4. Die **ideale Gasgleichung**

$$p = \rho R_L T \quad (2.25)$$

wird für die Schließung des Gleichungssystems benötigt.

Für die praktikable Anwendung der Grundgleichungen auf die Atmosphäre unserer Erde werden sphärische Koordinaten verwendet und die z -Koordinate $z = -H \ln \frac{p}{p_0}$ mit der Skalenhöhe H und dem Bodendruck p_0 eingeführt. Mit Gleichung (2.25) wird die Luftdichte zu $\rho(z) = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}} = \frac{p_0}{R_L T_0} e^{-\frac{z}{H}}$. Der Index 0 markiert hier und im Folgenden das Bodenniveau. Damit ergeben sich die primitiven Gleichungen [ANDREWS ET AL., 1987]:

$$\frac{Du}{Dt} - \left(f + \frac{u \tan \varphi}{a} \right) v + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = X \quad (2.26)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left(f + \frac{u \tan \varphi}{a} \right) u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = Y \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{R_L}{H} \theta e^{-\frac{z}{H}} \quad (2.28)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.29)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q. \quad (2.30)$$

Hierbei sind u , v und w die Windkomponenten in zonaler, meridionaler und vertikaler Richtung, λ und φ die geographische Länge und Breite und $\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_L/c_p}$ die potentielle Temperatur. Wegen der geringen Dicke der Erdatmosphäre h im Vergleich zum Erdradius a wird $a+h \approx a$ angenommen. Reibung und andere nicht-konservative Einflüsse sind in den Termen X , Y und Q enthalten. Die materielle Ableitung $\frac{D}{Dt}$ in sphärischen Koordinaten ist wie folgt definiert:

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + w \frac{\partial}{\partial z}. \quad (2.31)$$

Die Gleichungen (2.26) – (2.28) sind die Bewegungsgleichungen in horizontaler und vertikaler Richtung, wobei für vertikale Bewegungen (2.28) in sehr guter Näherung hydrostische Balance, d. h. ein Gleichgewicht zwischen Druckgradient- und Schwerkraft, angenommen werden kann. Die kleinen horizontalen Komponenten von $\vec{\Omega}$ werden zudem vernachlässigt. Die Gleichungen (2.29) und (2.30) beschreiben entsprechend (2.23) und (2.24) die Erhaltung von Masse und Energie. Weitere Vereinfachungen der primitiven Gleichungen sind für die Beschreibung der großräumigen Bewegungsprozesse in der Erdatmosphäre zulässig, sollen aber hier nicht weiter vertieft werden. Weiterführende Erläuterungen sind u. a. in ANDREWS ET AL. [1987] zu finden.

Für das Verständnis der in der mittleren Atmosphäre ablaufenden Prozesse sind die transformierten Euler'schen Gleichungen (TEM, engl. transformed Eulerian-mean) grundlegend

[ANDREWS ET AL., 1987]. Ausgehend von den primitiven Gleichungen auf der Sphäre (2.26) – (2.30) wird für alle prognostischen Variablen eine Aufspaltung in den zonal-gemittelten Grundzustand ('Euler'sches Mittel') und die Abweichung vom zonalen Mittel eingeführt. Stellvertretend für den Zonalwind $u(\lambda, \varphi, z, t)$ ergibt sich:

$$\bar{u}(\varphi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\lambda, \varphi, z, t) d\lambda \quad (2.32)$$

im zonalen Mittel und

$$u'(\lambda, \varphi, z, t) = u(\lambda, \varphi, z, t) - \bar{u}(\varphi, z, t) \quad (2.33)$$

als Abweichung davon. Hier und im Folgenden bezeichnet $\bar{}$ zonal-gemittelte Größen und $'$ Abweichungen vom zonal-gemittelten Zustand.

Ein direktes Einsetzen der Beziehung (2.33) in (2.26) – (2.30) ergibt einen Gleichungssatz, der auf den ersten Blick komplexer ist, als der ursprüngliche. Um den Einfluss von Wellenstörungen auf den Grundzustand abschätzen zu können, erfolgt die Einführung der sogenannten mittleren meridionalen Restzirkulation [ANDREWS ET AL., 1987], wodurch mit der zonalen Mittelung eine Reduktion auf zwei Dimensionen erfolgt:

$$(0, \bar{v}^*, \bar{w}^*) \quad (2.34)$$

mit den beiden Komponenten:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \right) \quad (2.35)$$

und

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \right). \quad (2.36)$$

\bar{v}^* und \bar{w}^* werden als residuale Horizontal- bzw. Vertikalgeschwindigkeit bezeichnet. \bar{v} und \bar{w} sind jeweils die mittleren Windkomponenten in meridionaler und vertikaler Richtung und $\overline{v'\theta'}$ bezeichnet den meridionalen Wärmefluss. Die zonale Mittelung der primitiven Gleichungen (2.26) – (2.30) und die Einführung der Definitionen (2.34) – (2.36) führt zu den für diese Arbeit grundlegenden TEM-Gleichungen [ANDREWS ET AL., 1987]:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} - f \right] + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = \frac{1}{\rho a \cos \varphi} \nabla \cdot \bar{\mathbf{F}} \quad (2.37)$$

$$\bar{u} \left(f + \frac{\bar{u}}{a} \tan \varphi \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \varphi} = G \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{R_L}{H} \bar{\Theta} e^{-\frac{rz}{H}} = 0 \quad (2.39)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{v}^* \cos \varphi}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho \bar{w}^*}{\partial z} = 0 \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{v}^*}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \varphi} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{Q} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \varphi} \overline{v'\theta'} - \rho \bar{w}'\theta' \right) \quad (2.41)$$

mit den Bewegungsgleichungen in horizontaler und vertikaler Richtung (2.37) – (2.39), der Kontinuitätsgleichung (2.40) und dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik (2.41). Neben bereits bekannten Größen treten der vertikale Wärmefluss $\overline{w'\theta'}$, der Term G , welcher

kleine Abweichungen vom Gradientwind-Gleichgewicht zwischen \bar{u} und $\bar{\Phi}$ beschreibt und die Eliassen-Palm-(EP)-Flussdivergenz $\nabla \cdot \vec{F}$ neu hinzu. Mithilfe des EP-Flussvektors $\vec{F} = (0, F_\varphi, F_z)$ lassen sich Aussagen über die Wirkung atmosphärischer Wellen auf den Grundstrom treffen. Die Komponenten des EP-Flussvektors sind:

$$F_\varphi = \rho \alpha \cos \varphi \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \overline{v'u'} \right) \quad (2.42)$$

mit dem meridionalen Impulsfluss $\overline{v'u'}$ und

$$F_z = \rho \alpha \cos \varphi \left\{ \left(f - \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \frac{\partial (\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right) \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \overline{w'u'} \right\} \quad (2.43)$$

mit dem vertikalen Impulsfluss $\overline{w'u'}$. Die Divergenz des EP-Flussvektors ist gegeben durch:

$$\nabla \cdot \vec{F} = \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (F_\varphi \cos \varphi) + \frac{\partial F_z}{\partial z}. \quad (2.44)$$

Die EP-Flussdivergenz gibt die Stärke irreversibler Wirbelprozesse an und ist eine direkte Messgröße für den Antrieb bzw. die Abschwächung des zonal-gemittelten Grundstroms durch Wellen [EDMON ET AL., 1981].

Für die weitere Diskussion des EP-Flussvektors wird von quasi-geostrophischen Bedingungen ausgegangen (geostrophischer Wind im Advektionsterm, d. h.: $\frac{d_h \vec{a}_h}{dt} = \frac{\partial \vec{a}_h}{\partial t} + \vec{v}_{hg} \cdot \nabla_h \vec{a}_h$), welche für die Stratosphäre in guter Näherung gelten. Zudem wird unter Verwendung des Coriolisparameters f_0 in der geographischen Breite $\varphi_0 = 45^\circ$ die β -Ebenen-Approximation für die Erdatmosphäre eingeführt: $f = f_0 + \beta y = f_0 + \frac{1}{a} \frac{df}{d\varphi} y = 2\Omega \sin \varphi_0 + \frac{2\Omega}{a} \cos \varphi_0 y$. Es entfallen die Advektionsterme $\bar{v}^* \left(\frac{1}{\alpha \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} \right)$ und $\bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ und die Gleichungen (2.37), (2.39) – (2.41) werden in kartesischen Koordinaten zu [ANDREWS ET AL., 1987]:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}^* = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \vec{F} + \bar{X} \quad (2.45)$$

$$f_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{H} e^{-\frac{z}{H}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = 0 \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho \bar{w}^*}{\partial z} = 0 \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{w}^* \frac{\partial \theta_0}{\partial z} = \bar{Q}. \quad (2.48)$$

In quasi-geostrophischer Näherung sind die Komponenten des Eliassen-Palm-Flussvektors direkt proportional zum meridionalen Impulsfluss $\overline{v'u'}$ und dem meridionalen Wärmefluss $\overline{v'\theta'}$ durch die Wellen:

$$\vec{F} = (0, F_y, F_z) = \left(0, -\rho \overline{v'u'}, \rho f_0 \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \theta_0}{\partial z}} \right) \quad (2.49)$$

und die Divergenz ergibt sich zu:

$$\nabla \cdot \vec{F} = -\frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{v'u'}) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho f_0 \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \theta_0}{\partial z}} \right). \quad (2.50)$$

Für lineare, stationäre Wellen in einem zonal-symmetrischen Grundstrom, unter konservativen Bedingungen, d. h. unter Abwesenheit von Reibung und diabatischer Erwärmung verschwindet die EP-Flussdivergenz (vgl. Gleichung 2.45). Dieser Sachverhalt geht auf ELIASSEN und PALM [1960] zurück und wird als ‘Eliassen-Palm-Theorem’ bezeichnet. Unter den angegebenen Bedingungen verursachen Wellen keine Änderungen des mittleren Grundstroms. Dieses ‘Nicht-Beschleunigungstheorem’ nach CHARNEY und DRAZIN [1961] impliziert, dass Partikelbewegungen nur auf geschlossenen Ellipsenbahnen stattfinden und im zonalen Mittel verschwinden (Abbildung 2.12, links), sodass kein Massentransport in der Meridional Ebene stattfindet. Demgegenüber bewirken atmosphärische Wellen im Allgemeinen, nicht-

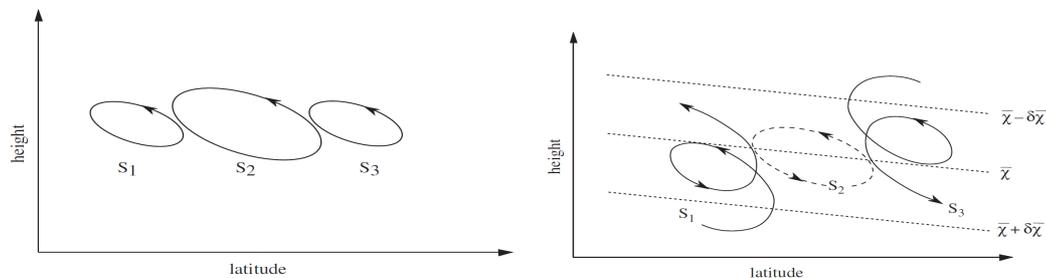


Abbildung 2.12: Partikelbewegung in meridionaler Ebene in Westwind-Grundstrom; links: auf geschlossenen Ellipsenbahnen im Falle linearer, stationärer, konservativer Wellen; rechts: mit diabatischer Erwärmung in niederen und Abkühlung in hohen Breiten. Gestrichelte Linien markieren Linien gleichen Mischungsverhältnisses von Tracern, welche durch die diabatische Meridionalzirkulation transportiert werden, Abbildungen 12.5 und 12.6 aus HOLTON [2004].

konservativen Fall eine zonale Kraft auf den Grundstrom und sorgen für eine Beschleunigung oder Abbremsung desselben. Über die Richtung des Welleneinflusses auf den Grundstrom entscheidet das Vorzeichen der EP-Flussdivergenz: Eine Divergenz des EP-Flusses ($\nabla \cdot \vec{F} > 0$) führt zu einer Beschleunigung nach Osten, während eine Konvergenz ($\nabla \cdot \vec{F} < 0$) für eine Beschleunigung nach Westen sorgt. Die stratosphärische Winterzirkulation ist durch starke Westwinde gekennzeichnet (vgl. Abschnitt 2.1), sodass eine Beschleunigung nach Osten einer Beschleunigung des Grundstroms \bar{u} entspricht, während eine Beschleunigung nach Westen für ein Abbremsen desselben sorgt. Dabei verursacht der Coriolisterm $f\bar{v}^*$ eine polwärtige Beschleunigung, welcher der Windabschwächung teilweise entgegenwirkt [HOLTON und ALEXANDER, 2000]. Anschaulicher formuliert entspricht eine Divergenz des EP-Flussvektors in der Troposphäre der Anregung von Wellen, wohingegen eine Konvergenz in der oberen Tropo- und Stratosphäre mit der Dissipation von Wellen gleichzusetzen ist [GARCIA und RANDEL, 2008]. Für $\nabla \cdot \vec{F} \neq 0$ sind die Teilchenbahnen somit keine geschlossenen Ellipsen mehr und infolge der Massenkontinuität [vgl. Gleichung (2.40)] resultiert ein Massentransport in meridionaler Richtung (Abbildung 2.12, rechts). Dieser meridionale Massentransport entspricht der stratosphärischen Brewer-Dobson Zirkulation.

2.4.2 Die Geschichte der Brewer-Dobson Zirkulation

Nach dieser Beschreibung der fundamentalen Gleichungen, deren Ableitungen und Vereinfachungen, wie sie in der Stratosphärendynamik Anwendung finden, beginnt die ausführliche Übersicht zur Brewer-Dobson Zirkulation mit einem kurzen geschichtlichen Überblick.

Die Entdeckung der BDC anhand von Spurengasbeobachtungen

Die BDC wurde anhand der Verteilung von Spurengasen in der Atmosphäre entdeckt. Der britische Physiker und Meteorologe G. M. B. Dobson untersuchte die geographische Verteilung von Ozon in der Troposphäre und entdeckte höhere Ozonkonzentrationen beim Absinken von Luft aus hohen Breiten [DOBSON ET AL., 1929]. Das stand im Widerspruch zur damals bereits gängigen Lehrmeinung, dass Ozon vorwiegend in der tropischen Stratosphäre aus Sauerstoff gebildet wird und somit hohe Konzentrationen in den Tropen aufweisen muss. Neben dem Anzweifeln der bisher bekannten Ozonbildungsmechanismen wurde von Dobson die These aufgestellt, dass eine langsame polwärts gerichtete Zirkulation von den Tropen in die hohen Breiten eine Umverteilung des Ozons aus den Bildungsregionen bewirken könnte. Aufgrund der fehlenden Messungen von Ozon insbesondere in größeren Höhen, konnte diese Vermutung aber nicht bestätigt werden. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts waren Radio- und Ozonsonden gerade erfunden und die Anzahl von Messdaten für stratosphärische Höhen noch gering, sodass dem kanadisch-englischen Physiker und Klimatologen A. W. Brewer für seine Analysen nur Messdaten von 16 Aufstiegen in die Stratosphäre zur Verfügung standen. Dennoch konnte Brewer mithilfe dieser spärlichen Wasserdampfbeobachtungen zeigen, dass die in der unteren Stratosphäre auftretenden geringen Wasserdampf-Mischungsverhältnisse in den mittleren und den hohen Breiten nicht ausschließlich durch chemische Prozesse zu erklären sind [BREWER, 1949]. Um die beobachteten niedrigen Wasserdampfkonzentrationen zu erreichen, muss der Eintrag der Luft aus der Tropo- in die Stratosphäre über die tropische Tropopause erfolgen. Nur in dieser Region der Erde treten so niedrige Temperaturen auf, dass es zu einem Ausfrieren des Wasserdampfs und somit einer starken Abnahme im Wasserdampf-Mischungsverhältnis kommt. Die Luft muss somit im Bereich der tropischen Tropopause aus der Tropo- in die Stratosphäre aufsteigen und polwärts transportiert werden, bevor sie in den hohen Breiten wieder absinkt [BREWER, 1949].

Einige Jahre später hatte DOBSON [1973] bereits eine verbesserte Datengrundlage und konnte mithilfe von 2200 Ozonsondenaufstiegen die Existenz der BDC als langsame Meridionalzirkulation von den niederen in die hohen Breiten nachweisen. Somit klärte sich der scheinbare Widerspruch geringer Ozonkonzentrationen in den tropischen Entstehungsgebieten in der unteren Stratosphäre und hoher Konzentrationen in den hohen Breiten. Mithilfe der Betrachtung der Breitenabhängigkeit konstanter Ozon-Mischungsverhältnisse wurde zudem bereits in den frühen 1970er Jahren ein verstärktes Absinken in der NH im Winter und Frühjahr festgestellt [DOBSON, 1973]. Diese frühen Studien basieren auf Beobachtungsdaten für die untere Stratosphäre, sodass Aussagen über die höheren Schichten zu diesem Zeitpunkt noch nicht möglich waren. Bis zu diesem Zeitpunkt war nur der untere Ast der BDC (vgl. Abschnitt 2.4.4) bekannt und auch der Antrieb dieser Zirkulation noch weitgehend unverstanden.

Die Entdeckung des Wellenantriebs der BDC

Der Antrieb der BDC durch von der Tropo- in die Stratosphäre propagierende Wellen wurde in der Pionierarbeit von CHARNEY und DRAZIN [1961] untersucht. Unter bestimmten Bedingungen ist es demnach möglich, dass troposphärische Wellenstörungen die Stratosphäre erreichen [MATSUNO, 1970]. Die Wirkungen derselben auf den stratosphärischen Grundstrom wurden u. a. von ELIASSEN und PALM [1960] beschrieben. Die mathematische Beschreibung der stratosphärischen Zirkulation gelang ANDREWS und MCINTYRE [1976] und ANDREWS ET AL. [1987] anhand der TEM-Gleichungen, welche im Abschnitt 2.4.1 vorgestellt wurden.

Die Verwendung des EP-Flussvektors und dessen Divergenz als direktes Maß für den Antrieb der zonal-gemittelten Zirkulation durch transiente und irreversible Wellen und Wirbel beruht auf den Arbeiten von H. J. Edmon. Der Vektor \vec{F} ist eine Messgröße für den Transfer von Wellenenergie von einer Breite und Höhe in eine andere. Die Divergenz von \vec{F} zeigt Quellen und Senken von Wellenenergie an und ist proportional zum nordwärts-gerichteten Fluss von quasi-geostrophischer potentieller Vorticity [EDMON ET AL., 1981]. Als wichtige nordhemisphärische Quellregionen von Wellenenergie werden in EDMON ET AL. [1981] die verstärkte tropische Konvektion in Zusammenhang mit dem Asiatischen Monsun und die orographische Wellenanregung durch das Aufsteigen von Luft im Bereich des Himalyagebirges angegeben. HOLTON [1990] nutzte das TEM-Konzept um eine Größenordnung für den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss anzugeben. Damit war eine quantitative Abschätzung der durch die BDC transportierten atmosphärischen Masse möglich und auch der in der NH gegenüber der SH verstärkte Massentransport konnte zahlenmäßig belegt werden [HOLTON, 1990].

Ein weiterer Meilenstein auf dem Weg zum Verständnis der stratosphärischen Meridionalzirkulation war die Formulierung des DC-Prinzips (engl. downward-control), welche maßgeblich durch den britischen Physiker P. H. Haynes vorangetrieben wurde. Dieses beschreibt die Kontrolle des extratropischen meridionalen Massenflusses in einem bestimmten Druckniveau ausschließlich durch die Summe aller zonalen Kräfte in den darüberliegenden Flächen, also 'von oben' (vgl. Abschnitt 2.4.6) und ermöglicht eine Abschätzung der Zirkulation aus der Stärke des Wellenantriebs in den darüberliegenden Atmosphärenschichten [HAYNES ET AL., 1991].

2.4.3 Atmosphärische Wellen und die BDC

Wellen sind Oszillationen von Feldvariablen, die sich in Raum und Zeit ausbreiten [HOLTON, 2004]. Die Ausbreitung in einem Medium, erfolgt durch eine Krafteinwirkung, welche die Partikel aus ihrem Gleichgewichtszustand auslenkt. Die Klassifizierung verschiedener Wellenarten kann, entsprechend ihrer physikalischen und geometrischen Eigenschaften auf unterschiedliche Art und Weise erfolgen.

Eine Klassifikationsmöglichkeit atmosphärischer Wellen ist die Einteilung nach Zeit und Raum. Zeitlich betrachtet werden stationäre und transiente Wellen unterschieden. Stationäre Wellen beschreiben Abweichungen vom zonalen Mittel im Monatsmittel. Hierbei erfolgt zunächst die Mittelung über einen Monat und anschließend die Berechnung der TEM-Größen. Damit werden länger-skalige Phänomene, wie die Dynamik des stratosphärischen Polarwirbels, erfasst. Transiente Wellen sind die Abweichungen vom Monatsmittel im zonalen Mittel und ergeben sich nach Abzug des stationären Anteils vom Gesamtsignal aller Wellen. Diese beschreiben kurzskalige atmosphärische Phänomene, beispielsweise durch synoptische Entwicklungen [MONIER und WEARE, 2011]. Räumlich können Wellen in planetare und synoptische Phänomene unterteilt werden. Die langen Wellen der Wellenzahlen eins bis drei werden als planetar bezeichnet. Kurze Wellen mit Wellenzahlen größer drei heißen synoptisch und stehen direkt mit den troposphärischen Wetterphänomenen in Verbindung.

Eine weitere Möglichkeit atmosphärische Wellen einzuordnen ist die Klassifikation nach der jeweils rücktreibenden Kraft. Als rücktreibende Kräfte kommen in der Atmosphäre die Terme der Bewegungsgleichung (2.22) in Frage. In vertikaler Richtung ist das die Schwerkraft bzw. die zugehörige Schwerebeschleunigung \vec{g} . Diese steht in Verbindung mit der atmosphärischen Schichtung, welche mithilfe der Brunt-Väisälä-Frequenz $N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$ ausgedrückt wird. In horizontaler Richtung sind das die durch die Rotation der Erde verursachte Coriolis-

beschleunigung $-2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ und die Druckgradientbeschleunigung $-\frac{1}{\rho} \nabla p$. Eine Übersicht über die Einteilung von Wellen nach ihren rücktreibenden Kräften liefert die Tabelle 2.2. Diese enthält Schall-, Schwere- und Rossby-Wellen (nach dem schwedischen Meteorologen Carl-Gustav Rossby, 1898-1957), welche jeweils durch die alleinige Wirkung von Druckgradient-, Schwer- und Corioliskraft angeregt werden. Zusätzlich treten Mischformen von Wellen auf, die bei gleichzeitiger Wirkung mehrerer Kräfte entstehen. So werden ost- und westwärts-wandernde Schwerewellen mit horizontalen Skalen größer wenige hundert Kilometer durch die Erdrotation beeinflusst. Westwärts-wandernde Rossby-Wellen können durch kleine Schwereinstabilitäten verändert werden [HOLTON, 2004]. Solche sogenannten Trägheits-Schwerewellen treiben die BDC insbesondere in größeren Höhen an.

Tabelle 2.2: Klassifikation verschiedener Wellenarten anhand ihrer rücktreibenden Kraft, nach ANDREWS ET AL. [1987], ETLING [2002] und HOLTON [2004]

	Schallwellen	Schwerewellen (SW)	Rossby- oder planetare Wellen
rücktreibende Beschleunigung	Druckgradientbeschleunigung: $-\frac{1}{\rho} \nabla p$	Schwerebeschleunigung: \vec{g} bzw. Schichtung: $N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$	Coriolisbeschleunigung: $-2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ bzw. β -Effekt: $\beta = \frac{df}{dy} = \frac{2\Omega}{a} \cos \varphi$
Entstehung	Kompression der Luft in Ausbreitungsrichtung	innerhalb stabil geschichtetem Medium (interne SW) bzw. an Grenzflächen (externe SW)	Erhaltung der absoluten Vorticity ($\eta_a = \zeta + f$) bei Variation des Coriolisparameters f mit der geographischen Breite φ
Ausbreitungsrichtung	horizontal oder vertikal	externe SW: horizontal interne SW: vertikal	horizontal, vertikale Anregung (u. a. Orographie, Wärmekontrast zwischen Ozean und Festland)
Schwingungsebene	in Ausbreitungsrichtung (longitudinal)	vertikal (transversal)	horizontal
Phasengeschwindigkeit	$c = \bar{u} \pm \sqrt{\gamma R T}$ mit $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ (wellenlängenunabhängig, c_v : spezifische Wärme bei konstantem Volumen)	externe SW: $c = \bar{u} \pm \sqrt{gH}$ für $\Lambda_{SW} \ll H$ ('Flachwasser') interne SW: $c = u_0 \pm \frac{N}{k}$	$c = \bar{u} - \frac{\beta}{k^2 + l^2}$ mit den horizontalen Wellenzahlen k und l
Bedeutung für die mittlere Atmosphäre	wichtig für numerische Wettervorhersage, für Stratosphäre irrelevant	Ausbreitung west- und ostwärts, wichtig für Strato- & Mesosphäre, meist nicht von Modellen aufgelöst, Parametrisierung notwendig	Ausbreitung westwärts relativ zum Grundstrom, lange Wellen bedeutend für Winterstratosphäre

Entsprechend HOLTON ET AL. [1995] sind Schallwellen für die Stratosphäre irrelevant. Schwerewellen können hingegen vertikal bis in die Strato- und Mesosphäre propagieren. Rossby-Wellen wandern in horizontaler Richtung rund um die Erde und werden zudem vertikal angeregt. Diese vertikale Anregung von planetaren Wellen ermöglicht eine Propagation in die Stratosphäre und ist grundlegend für das Verständnis der stratosphärischen Zirkulation. Dabei können nur lange Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre propagieren, wobei

die Ausbreitung dieser planetaren Wellen in erster Linie abhängig vom vorherrschenden Zonalwind ist. Für den Spezialfall eines konstanten Windfeldes \bar{u} und konstanter Temperatur (T ; $\theta = \text{const.}$ und somit $N^2 = \text{const.}$) lässt sich das Ausbreitungskriterium für planetare Wellen nach CHARNEY und DRAZIN [1961] wie folgt formulieren:

$$0 < \bar{u} - c < \bar{u}_{crit} = \frac{\frac{2\Omega}{a} \cos \varphi}{k^2 + l^2 + \frac{f^2}{4H^2 N^2}} \quad (2.51)$$

mit dem zonal-gemittelten Zonalwind \bar{u} , der Phasengeschwindigkeit der planetaren Welle c und der für die Wellenausbreitung kritischen Geschwindigkeit \bar{u}_{crit} . Stationäre Wellen ($c = 0$) können sich entsprechend der Gleichung (2.51) nur bei Westwinden ausbreiten, wobei eine kritische Windgeschwindigkeit nicht überschritten werden darf. Unter Annahme typischer Parameter für die Stratosphäre ($N^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$, $l = \pi \cdot 10^{-4} \text{km}^{-1}$ und $\varphi = 60^\circ$) konnten ANDREWS ET AL. [1987] folgende Näherungsformel für \bar{u}_{crit} [$\frac{m}{s}$] angeben:

$$\bar{u}_{crit} \approx \frac{110}{s^2 + 3}. \quad (2.52)$$

Die Tabelle 2.3 enthält typische Werte für \bar{u}_{crit} in Abhängigkeit von der sphärischen zonalen Wellenzahl $s = ka \cos \varphi$. Es ist ersichtlich, dass nur Wellen der Wellenzahlen eins und zwei und zum Teil drei in die Stratosphäre gelangen können. Wellen höherer Wellenzahlen brechen bereits in der oberen Troposphäre.

Tabelle 2.3: Typische Werte für \bar{u}_{crit} in Abhängigkeit der Wellenzahl s [Gleichung (2.52)].

	$s = 1$	$s = 2$	$s = 3$	$s = 4$	$s = 5$	$s = 6$	$s = 7$
\bar{u}_{crit} [$\frac{m}{s}$]	27,5	15,7	9,2	5,8	3,9	2,8	2,1

Um die Ausbreitung planetarer Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre abzuschätzen, wird häufig der Brechungsindex n_s^2 verwendet. Dieser ist ein Maß für die Fähigkeit der Wellen sich vertikal auszubreiten und ist abhängig von der Wellenzahl s , dem zonal-gemittelten Zonalwind \bar{u} , der Stabilität der atmosphärischen Schichtung N^2 sowie der Änderung der potentiellen Vorticity q mit der geographischen Breite $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ [ANDREWS ET AL., 1987]:

$$n_s^2 = \frac{1}{a\bar{u}} \frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi} - \frac{s^2}{a^2 \cos^2 \varphi} - \frac{f^2}{4N^2 H^2} \quad (2.53)$$

mit $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi} = 2\Omega \cos \varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} \right] - \frac{a}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho f^2}{N^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right]$.

Die Ausbreitung planetarer Wellen der Wellenzahl s kann nur in Regionen mit $n_s^2 > 0$ erfolgen. Für $n_s^2 < 0$ brechen Wellen und geben Wärme und Impuls an den Grundstrom ab. Ein besonders hoher Wert von n_s^2 suggeriert eine erhöhte Wahrscheinlichkeit der Wellenausbreitung [MATSUNO, 1970]. Die Abbildung 2.13 zeigt den Brechungsindex für eine fiktive Welle der Wellenzahl $s = 0$. Deutlich anhand des geringen Brechungsindex erkennbar ist die Region verstärkter Windscherung oberhalb des subtropischen Jets, welche eine Barriere für die Wellenausbreitung bildet. In Ostwinden ist der Brechungsindex unendlich (∞), hier findet keine Wellenausbreitung statt. Ausgehend von der Eigenschaft planetarer Wellen für $n_s^2 < 0$ zu brechen, haben LI ET AL. [2007] die Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$ ermittelt, um Aussagen

über das klimatologische Ausbreitungsverhalten von Wellen in der winterlichen Stratosphäre mithilfe von NCEP/NCAR Reanalysedaten treffen zu können. Eine analoge Untersuchung für Modelldaten ist neu: In Abschnitt 4.1.1 wird diese für die Referenzsimulation mit dem hier verwendeten CCM EMAC vorgestellt. Durch die Angabe der Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$ ist es zudem möglich, Aussagen über die Änderung der Ausbreitung von Wellen in Vergangenheit und Zukunft aufgrund veränderter atmosphärischer Hintergrundbedingungen zu treffen. Hierzu werden im Abschnitt 6.2 Ergebnisse für EMAC gezeigt.

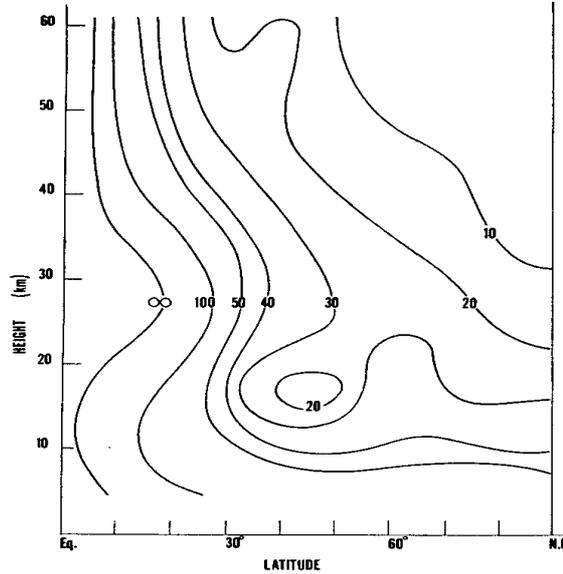


Abbildung 2.13: Höhen-Breiten-Schnitt des Brechungsindex n_0^2 [entsprechend Gleichung (2.53)] für die NH, Abbildung 3 aus MATSUNO [1970].

Neben der Unterteilung der Wellen nach der rücktreibenden Kraft, Zeit und Raum, erfolgt in Klima-Modellen eine Unterscheidung zwischen aufgelösten Wellen, also Wellen, welche großskalig genug sind, um vom Modell simuliert zu werden und nicht-aufgelösten Wellen, die aufgrund ihrer kurzen Wellenlängen durch das Modellgitter ‘hindurchfallen’. Diese Wellen müssen in Klima-Modellen parametrisiert werden.

Der gesamte Wellenantrieb im Modell ist demnach aus zwei Anteilen zusammengesetzt, einem, der vom Modell aufgelöst und direkt mitsimuliert wird, und einem, welcher parametrisiert werden muss. Unter stationären Bedingungen ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$) und bei Vernachlässigung der Advektionsterme $\bar{v}^* \left(\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} \right)$ und $\bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ ergibt sich der gesamte Zirkulationsantrieb durch Wellen \mathcal{F} , zusammengesetzt aus aufgelösten und nicht-aufgelösten Anteilen nach Gleichung (2.37) zu:

$$\mathcal{F} = -f \bar{v}^* = \frac{1}{\rho a \cos \varphi} \nabla \cdot \vec{F} + \bar{X}. \quad (2.54)$$

Der linke Term auf der rechten Seite der Gleichung (2.54) beschreibt den explizit vom Modell aufgelösten Wellenantrieb (engl. drag) durch die Eliassen-Palm-Flussdivergenz (EPFD, engl. Eliassen-Palm flux drag). Der Term \bar{X} umfasst den nicht vom Modell aufgelösten Anteil, im Allgemeinen die Schwerewellen. Entsprechend ihrer Anregung werden orographische (OGWs, engl. orographic gravity waves) und nicht-orographische Schwerewellen (NGWs, engl. non-orographic gravity waves) unterschieden. Die Wirkung der Schwerewellen auf den Grund-

strom setzt sich zusammen aus dem Antrieb durch nicht-orographische $\overline{X}_{\text{NGWD}}$ (NGWD, engl. non-orographic gravity wave drag) und orographische $\overline{X}_{\text{OGWD}}$ (OGWD, engl. orographic gravity wave drag) Schwerewellen:

$$\overline{X} = \overline{X}_{\text{NGWD}} + \overline{X}_{\text{OGWD}}. \quad (2.55)$$

Orographische Schwerewellen werden an großen Gebirgszügen angeregt, wobei die maximale Wellenamplitude bei Gebirgsausrichtung senkrecht zur Windrichtung auftritt. Nicht-orographische Schwerewellen entstehen u. a. durch Schwerkinstabilitäten im Bereich von Fronten sowie durch hochreichende tropische Konvektion [RIND ET AL., 1988]. Ganz allgemein umfasst der Begriff nicht-orographisch alle Arten von Schwerewellen, die nicht beim Um- oder Überströmen von Gebirgen auftreten. An Orographie angeregte Schwerewellen zeichnen sich durch lange horizontale und kurze vertikale Wellenlängen aus, verbunden mit einer niedrigen Frequenz. Durch Konvektion oder frontal angeregte Schwerewellen weisen meist kurze horizontale und lange vertikale Wellenlängen auf und haben eine sehr hohe Frequenz. Aufgrund dieser Eigenschaften sind OGWs an der Zirkulation in der Stratosphäre beteiligt [MCFARLANE, 1987], wohingegen NGWs höher propagieren und überwiegend für den Zirkulationsantrieb in der Mesosphäre verantwortlich sind [RIND ET AL., 1988; HOLTON und ALEXANDER, 2000].

Die Abbildung 2.14 zeigt die mittlere Residualzirkulation (RC, engl. residual circulation) in der unteren und mittleren Atmosphäre mit den Wellenarten, welche in den jeweiligen Höhenbereichen den Zirkulationsantrieb ausmachen. In der Stratosphäre erfolgt eine Abgrenzung von Tropen, mittleren und hohen Breiten. Die mittleren Breiten der Winterhemisphäre sind die Regionen, in welche planetare Wellen propagieren und brechen und werden demnach als ‘Wellenbrechungs-Zone’ (engl. surf zone) bezeichnet. In der unteren Stratosphäre ist die

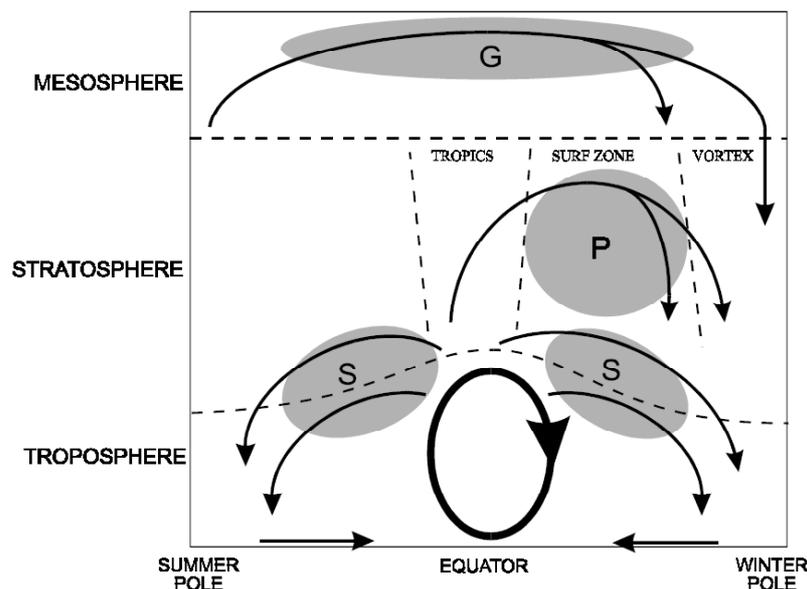


Abbildung 2.14: Mittlere Residualzirkulation mit Antrieb durch synoptische (S) und planetare (P) Wellen in der Stratosphäre und Schwerewellen (G) in der Mesosphäre, Abbildung 2 aus PLUMB [2002].

RC durch eine Zwei-Zellen-Struktur bestimmt mit Aufsteigen in den Tropen und Absinken in den mittleren und den hohen Breiten beider Hemisphären. Dieser untere Zirkulationsast wird durch brechende synoptische Wellen angetrieben und existiert im Sommer und Winter. Planetare Wellen mit längeren Wellenlängen können hingegen im Winter bis in die mittlere und obere Stratosphäre propagieren und treiben den oberen Ast der Zirkulation an (vgl. Abschnitt 2.4.4). Transporte von den niederen in die hohen Breiten der mittleren und oberen Stratosphäre erfolgen somit nur im jeweiligen Winter [PLUMB, 2002]. Ein kleiner zusätzlicher Beitrag durch OGWs existiert in der Sommerhemisphäre, welcher in der NH durch mehr vorhandene Orographie vergrößert ist [HOLTON und ALEXANDER, 2000]. Verglichen mit der SH werden in der NH aufgrund des stärkeren Land-See-Kontrasts mehr planetare Wellen angeregt und propagieren verstärkt in die Stratosphäre [HOLTON und ALEXANDER, 2000]. Die direkte Folge ist eine etwa doppelt so stark ausgeprägte RC im nordhemisphärischen Winter verglichen mit dem südhemisphärischen Pendant. Quantifiziert wurde dieser Sachverhalt anhand der Berechnung von extratropischen Massenflüssen für die NH und die SH durch HOLTON [1990] (vgl. Abschnitt 2.4.7).

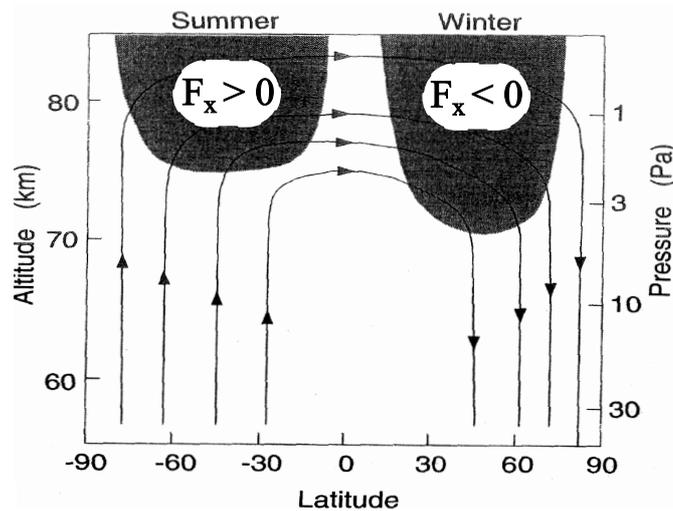


Abbildung 2.15: Höhen-Breiten-Schnitt der mesosphärischen Zirkulation zwischen Sommer- und Winterpol. Schattiert sind Regionen, in welchen Schwerewellen brechen und Kräfte F_x auf den zonal-gemittelten Grundstrom ausüben, nach Abbildung 7 aus HOLTON und ALEXANDER [2000].

In der Mesosphäre bildet sich eine globale Zirkulationszelle vom Sommer- zum Winterpol aus (vgl. auch Abbildung 2.10). Diese globale Zelle wird durch brechende Schwerewellen angetrieben [PLUMB, 2002]. Schwerewellen können im Gegensatz zu planetaren Wellen sowohl ost- als auch westwärts wandern, sodass beim Brechen sowohl eine ost- als auch eine westwärts-gerichtete Kraft auf den Grundstrom ausgeübt werden kann. Die Stratosphäre wirkt als eine Art Filter für aufwärts-propagierende Schwerewellen, denn diese brechen, wenn sie auf sogenannte kritische Schichten treffen, in welchen ihre Phasengeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit des mittleren Grundstroms übereinstimmt. Somit können nur Wellen mit gegenüber dem Grundstrom stark verschobener Phase die Mesosphäre erreichen. Aufgrund der klimatologischen Windverteilung in der Stratosphäre mit Ostwinden im Sommer

und Westwinden im Winter (vgl. Abschnitt 2.1), erreichen v. a. ostwärts-propagierende Schwerewellen die Sommermesosphäre und westwärts-propagierende Schwerewellen die Wintermesosphäre. Die resultierenden Kräfte bewirken eine Abschwächung des mittleren zonalen Grundstroms in der Sommer- und der Winterhemisphäre. Die durch Wellen induzierten Kräfte werden durch die Wirkung der Corioliskraft balanciert, welche zu einer westwärtsgerichteten Beschleunigung im Sommer und zu einer ostwärtsgerichteten im Winter führt [HOLTON und ALEXANDER, 2000]. Es stellt sich eine äquatorwärts- im Sommer und eine polwärtsgerichtete Zirkulation im Winter ein, sodass ein meridionaler Massentransport von der Sommer- zur Wintermesosphäre resultiert [PLUMB, 2002]. Diese mesosphärische Zirkulation mit den Kräften durch brechende Schwerewellen F_x in der Sommer- und der Winterhemisphäre verdeutlicht die Abbildung 2.15. Infolge der Massenkontinuität resultiert eine aufsteigende Bewegung in der Sommerhemisphäre, die durch eine absinkende Bewegung in der Winterhemisphäre kompensiert wird. Es kommt zu einer adiabatischen Erwärmung mit Temperaturen oberhalb des Strahlungsgleichgewichts im Winter und einer adiabatischen Abkühlung im Sommer, verbunden mit Temperaturen unterhalb des Strahlungsgleichgewichts [HOLTON und ALEXANDER, 2000]. Die in der Mesosphäre auftretende Umkehr des Temperaturgradienten zwischen Sommer- und Winterpol (vgl. Abbildung 2.7) entgegengesetzt zum Strahlungsgleichgewicht verdeutlicht die Stärke dieser Zirkulation [PLUMB, 2002]. Diese ist hauptsächlich auf NGWs zurückzuführen und in der Sommerhemisphäre besonders stark ausgeprägt [RIND ET AL., 1988]. Nur durch diese dynamischen Effekte ist die Entstehung von leuchtenden Nachtwolken (NLCs, engl. noctilucent clouds) bei sehr niedrigen Temperaturen in der Sommermesopausenregion möglich. In den Übergangsjahreszeiten stellt sich eine schwächere Zirkulation ein, welche durch Aufsteigen in den Tropen und Absinken in den hohen Breiten charakterisiert ist [HOLTON und ALEXANDER, 2000].

2.4.4 Die vertikale Struktur der BDC

Entsprechend der Terminologie von BIRNER und BÖNISCH [2011] wird die BDC heutzutage in zwei vertikale Regime eingeteilt: Einen flachen bzw. unteren (SB, engl. shallow branch) und einen hochreichenden bzw. oberen (DB, engl. deep branch) Zirkulationsast.

Tabelle 2.4: *Eigenschaften der beiden Zirkulationsäste [BIRNER und BÖNISCH, 2011].*

	‘shallow branch’ (SB)	‘deep branch’ (DB)
Saisonalität	ganzjährig	v. a. Wintermonate
Aspektverhältnis: $\frac{\Delta z}{\Delta y}$	klein	groß
Transitzeit	ein Jahr oder weniger	einige Jahre
Eintragsregion in die Stratosphäre	Tropenregion, polwärtige Seite	äquatornah
integrierter Massenfluss	groß	gering
Wellenbrechen	oberhalb Subtropenjet	mittlere Stratosphäre
Antreibende Wellen	Rosbywellen	planetare Wellen

Trotz der veränderten Terminologie kann auch in früheren Studien eine Abgrenzung der beiden Zirkulationsregime gefunden werden. So beschreiben BREWER [1949] und DOBSON [1973] ausgehend von Beobachtungsdaten ausschließlich den unteren Ast der BDC. Aufgrund der unzureichenden Beobachtungsdaten für größere Höhen waren in dieser frühen Phase keine Aussagen zum hochreichenden Ast der BDC möglich. Demgegenüber verweist HOLTON ET AL. [1995] mit dem Antrieb der Zirkulation über eine ‘wellen-getriebene Pumpe’ in den Extratropen, welche im Winter wirksam ist, auf die Charakteristiken des oberen Astes der BDC. PLUMB [2002] beschreibt bereits beide, später von BIRNER und BÖNISCH [2011] als unterer und oberer Ast bezeichneten, Anteile der BDC (vgl. Abbildung 2.14). Zudem weist PLUMB [2002] auf die unterschiedliche jahreszeitliche Ausprägung der beiden Zirkulationsäste hin und geht auf verursachende atmosphärische Wellen und das Zusammenspiel mit Mischungsprozessen (vgl. Abschnitt 2.4.8) ein. Eine Zusammenfassung der Eigenschaften von DB und SB liefert die Tabelle 2.4. Während der untere Ast, ganzjährig durch Rossbywellen angetrieben wird und somit in allen Jahreszeiten für einen meridionalen Transport von Luftmassen sorgt, wird der hochreichende Zirkulationsast nur in der jeweiligen Winterhemisphäre durch aus der Troposphäre propagierende, und in den mittleren Breiten der mittleren Stratosphäre brechende, planetare Wellen angetrieben.

2.4.5 Die BDC in drei Dimensionen

Parallel zur zweidimensionalen Beschreibung der BDC mithilfe der TEM-Gleichungen erfolgte die Entwicklung von dreidimensionalen Konzepten. Durch die zonale Mittelung ist nach PLUMB [1985] eine Auslöschung von Zirkulationseffekten in verschiedenen geographischen Längen möglich, sodass ein Informationsverlust resultiert. Ausgehend von einer zonal-gemittelten Hintergrundströmung wurden daher in der Pionierarbeit von R. A. Plumb lineare, quasi-geostrophisch approximierte Störungen mitberücksichtigt. Durch die Definition von Störungen parallel zum EP-Fluss gelang damit die Erweiterung der 2D-Formulierung auf drei Dimensionen. Die zusätzliche Information zur geographischen Länge ging allerdings auf Kosten der zeitlichen Komponente, denn statt der zonalen Mittelung beim TEM-Konzept erfolgte eine zeitliche Mittelung, sodass die Formulierung nur für lange, stationäre Wellenstörungen galt. Das eingeführte dreidimensionale Konzept wurde in PLUMB [1985] auf Beobachtungsdaten von 1965 – 1975 für die NH angewendet. Es wurde gezeigt, dass der Hauptantrieb des stationären Wellenfeldes durch die orographische Anregung im Bereich der Tibetanischen Hochebene und die nicht-orographische Anregung im westlichen Nordatlantik, Nordpazifik, sowie in Sibirien zurückzuführen ist. Weder die Rocky Mountains noch die Tropenregion wurden als wesentliche Anregungsregionen stationärer Wellen herausgestellt, wobei allerdings die z. T. spärliche Datenabdeckung im Bereich der tropischen Ozeane zu berücksichtigen ist.

KINOSHITA ET AL. [2010] gelang eine Verallgemeinerung des 3D-Konzepts von PLUMB [1985] auf kleinskalige, nicht quasi-geostrophische Störungen unter Einbezug von Schwerewellen. Für den Grundstrom wird ein geostrophisches Gleichgewicht angenommen, wohingegen zusätzlich nichtlineare Störungen berücksichtigt werden. Die Residualzirkulation in drei Dimensionen \bar{u}_K^* ergibt sich somit als Summe aus zeitlich-gemitteltem Grundstrom \bar{u} und dem sogenannten Stokes-Drift \bar{u}^s , welcher die nichtlinearen Störungen enthält:

$$\bar{u}_K^* = \bar{u} + \bar{u}^s \quad (2.56)$$

Diese Verallgemeinerung des zweidimensionalen TEM-Konzepts erfüllt die Kontinuitätsgleichung und gilt gleichermaßen für klein- und großskalige Störungen eines geostrophischen Grundstroms. Der Transport von atmosphärischen Spurenstoffen, insbesondere von Ozon

wurde mithilfe einer zeitlich gemittelten Tracer-Transport-Gleichung realisiert, welche eine Summe aus dem Ozontransport durch die drei-dimensionale Restzirkulation, die Fluss-Divergenz aufgrund aufgelöster Störungen, sowie die Summe aus chemischer Ozonproduktion, -abbau und turbulenter Diffusion nichtaufgelöster Störungen umfasst. BARI ET AL. [2013] wendeten die 3D-Beschreibung der BDC nach KINOSHITA ET AL. [2010] auf Modell- und Beobachtungsdaten an und zeigten analog zur im Winter klimatologisch vorherrschenden Geopotentialwelle mit der Wellenzahl eine Signatur derselben in der Residualzirkulation und der Advektion von Ozon und Wasserdampf durch residuale Winde. In 70°N weist der abwärts-gerichtete Zirkulationsast der BDC abweichend von der zonal-gemittelten Beschreibung ins Zentrum des polaren Tiefdruckgebiets über Sibirien und nicht zum Nordpol. Da die BDC eine entscheidende Rolle beim Transport atmosphärischer Spurenstoffe spielt, sind in Modellen auftretende Asymmetrien insbesondere von Ozon, durch die Nichtberücksichtigung von zonal-asymmetrischen Ozontransporten möglicherweise mitverantwortlich für eine Verschiebung der einstrahlungsbedingten Erwärmungsraten, wodurch indirekte Einflüsse auf die Tropo- und Stratosphäre resultieren. BARI ET AL. [2013] schlagen vor, die BDC als dreidimensionales Konzept in Atmosphärenmodellen zu verwenden, um mögliche Kopplungsmechanismen zwischen Tropo- und Stratosphäre zu berücksichtigen.

In dieser Arbeit wird auf die Analyse der BDC entsprechend dem traditionellen zwei-dimensionalen TEM-Konzept (vgl. Abschnitt 2.4.1) zurückgegriffen. Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit ist die Klassifikation der an der BDC beteiligten atmosphärischen Wellen am Referenzzustand der BDC in EMAC (Kapitel 4) und an den Änderungen ausgehend von der Vergangenheit bis in die Zukunft, sowie aufgrund des Wirkens verschiedener externer Einflussfaktoren (Kapitel 6). Diese Klassifikation beruht auf den zeitlichen und räumlichen Eigenschaften der Wellen, wobei bei zeitlicher Mittelung eben diese Information verloren geht. Zonale Asymmetrien in der BDC werden in dieser Arbeit anhand von Spurengasverteilungen gezeigt.

2.4.6 Das ‘downward-control’ Prinzip

Das sogenannte ‘downward-control’ (DC) Prinzip, eingeführt von HAYNES ET AL. [1991], beschreibt die Kontrolle des extratropischen meridionalen Massenflusses in einer bestimmten atmosphärischen Schicht ausschließlich durch die Summe aller zonalen Kräfte in den darüberliegenden Flächen, also ‘von oben’. Somit ergibt sich die Massenstromfunktion $\Psi(\varphi, z)$ für eine gegebene Breite φ und Höhe z unter der Annahme stationärer Bedingungen mithilfe der TEM-Gleichungen (2.37) – (2.41) zu [HAYNES ET AL., 1991]:

$$\Psi(\varphi, z) = \int_z^\infty \left\{ \frac{\rho_0 a^2 \overline{\mathcal{F}} \cos^2(\varphi)}{\overline{m}_\varphi} \right\}_{\varphi=\varphi(z')} dz' \quad (2.57)$$

mit dem Drehmoment $\overline{m} = a \cos \varphi (\overline{u} + a \Omega \cos \varphi)$ sowie dessen Ableitung:

$$\overline{m}_\varphi = \frac{\partial \overline{m}}{\partial \varphi} = -a \sin \varphi \overline{u} + a \cos \varphi \frac{\partial \overline{u}}{\partial \varphi} - 2a^2 \Omega \sin \varphi \cos \varphi. \quad (2.58)$$

OKAMOTO ET AL. [2011] formulierten Gleichung (2.57) in Druckkoordinaten:

$$\Psi(\varphi, p) = \frac{\cos \varphi}{g} \int_p^0 \left\{ \frac{\overline{\mathcal{F}}}{\hat{f}} \right\} dp' \quad (2.59)$$

mit:

$$\hat{f} = f - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi} = 2\Omega \sin \varphi - \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} + \frac{\bar{u} \sin \varphi}{a \cos \varphi}. \quad (2.60)$$

Das Prinzip ist nur im stationären Fall anwendbar, wobei sich für Sommer und Winter, nicht aber für die Übergangsjahreszeiten, brauchbare Resultate ergeben [OKAMOTO ET AL., 2011]. Zudem ist eine Anwendung nur außerhalb der Tropen zulässig, da mit \hat{f} im Nenner für tropische Breiten eine undefinierte Stelle auftritt. In der Literatur sind daher meist nur Ergebnisse ab 20° geographischer Breite bis zum jeweiligen Pol gezeigt.

Auf der Basis dieses Prinzips sind durch Verwendung verschiedener Anteile am gesamten Wellenantrieb \mathcal{F} entsprechend der Gleichung (2.54) Untersuchungen zum Anteil der unterschiedlichen Wellenarten an der mittleren RC möglich. Das kommt in zahlreichen Studien mit Beobachtungsdaten und Modellen zur Anwendung (u. a. MCLANDRESS und SHEPHERD [2009], LI ET AL. [2010], BUTCHART ET AL. [2010] und OKAMOTO ET AL. [2011]). Mithilfe von ERA-Interim Reanalysen zeigten OKAMOTO ET AL. [2011], dass aufgelöste Wellen den größten Anteil an der Massenstromfunktion insbesondere in der unteren Stratosphäre ausmachen. Schwerewellen ermöglichen dagegen die Kopplung zur Sommerhemisphäre [OKAMOTO ET AL., 2011]. In dieser Arbeit wird das DC-Prinzip zur Analyse der Modellergebnisse bzgl. der an der RC beteiligten Wellen herangezogen (Abschnitte 4.1.1 und 6.3).

2.4.7 Der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss

Als Maß für die Stärke der BDC wird der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss aus der Tropo- in die Stratosphäre, äquivalent zum Massenaustausch zwischen beiden Schichten, herangezogen [HOLTON, 1990]. Hierbei wird häufig das 70 hPa-Niveau repräsentativ für die untere Stratosphäre verwendet. Die tropischen Breiten, an denen der aufwärts-gerichtete Massenfluss in einen abwärts-gerichteten Fluss wechselt, werden als TLs (engl. turnaround latitudes, auch Umkehrbreiten) bezeichnet. In ihrem Bereich nimmt die residuale Massenstromfunktion maximale Werte an. Nach HOLTON [1990] und OKAMOTO ET AL. [2011] ergibt sich der abwärtsgerichtete, extratropische Massenfluss F_{\downarrow} als Integral über die NH (SH), jeweils von der nördlichen (südlichen) Umkehrbreite bis zum Pol, also über den gesamten Atmosphärenbereich, für welchen die mittlere vertikale Residualgeschwindigkeit \bar{w}^* negativ ist. Für den abwärts-gerichteten Massenfluss auf der NH gilt:

$$F_{\downarrow}^{\text{NH}} = 2\pi a^2 \rho_0 \int_{\varphi_{\text{TL}}^{\text{NH}}}^{\pi/2} \bar{w}^* \cos(\varphi) d\varphi \quad (2.61)$$

und für die SH:

$$F_{\downarrow}^{\text{SH}} = 2\pi a^2 \rho_0 \int_{-\pi/2}^{\varphi_{\text{TL}}^{\text{SH}}} \bar{w}^* \cos(\varphi) d\varphi \quad (2.62)$$

mit den nördlichen und südlichen Umkehrbreiten $\varphi_{\text{TL}}^{\text{NH}}$ und $\varphi_{\text{TL}}^{\text{SH}}$. Mit Berücksichtigung der Definition von \bar{w}^* [Gleichung (2.36)] gilt in Abhängigkeit von der residualen Massenstromfunktion Ψ :

$$\bar{w}^* = \frac{1}{\rho_0 a \cos \varphi} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}. \quad (2.63)$$

Unter Berücksichtigung der Eigenschaft von Ψ , an den Polen zu verschwinden, hängen die abwärts-gerichteten Massenflüsse der Nord- ($F_{\downarrow}^{\text{NH}}$) bzw. der Südhemisphäre ($F_{\downarrow}^{\text{SH}}$) nur von der residualen Massenstromfunktion an den Umkehrbreiten ab [HOLTON, 1990; OKAMOTO ET AL., 2011]. Für die NH ergibt sich aus der Gleichung (2.61):

$$F_{\downarrow}^{\text{NH}} = -2\pi a \Psi(\varphi_{\text{TL}}^{\text{NH}}). \quad (2.64)$$

Analog folgt für die SH aus der Gleichung (2.62):

$$F_{\downarrow}^{\text{SH}} = +2\pi a \Psi(\varphi_{TL}^{\text{SH}}). \quad (2.65)$$

Aus Gründen der globalen Massenerhaltung entspricht der gesamte aufwärts-gerichtete Massenfluss (innerhalb der Umkehrbreiten) in den Tropen $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ genau der Summe der abwärts-gerichteten Massenflüsse in der Nord- und der Südhemisphäre $F_{\downarrow}^{\text{NH/SH}}$ [OKAMOTO ET AL., 2011]:

$$F_{\uparrow}^{\text{trop}} = -(F_{\downarrow}^{\text{NH}} + F_{\downarrow}^{\text{SH}}) = +2\pi a [\Psi(\varphi_{TL}^{\text{NH}}) - \Psi(\varphi_{TL}^{\text{SH}})]. \quad (2.66)$$

Nach HOLTON [1990] wird der aufwärts-gerichtete Massenfluss in den Tropen somit indirekt durch die Dissipation atmosphärischer Wellen in den Extratropen angetrieben und nicht lokal durch die einstrahlungsbedingte Erwärmung. Analog zu Ψ (vgl. Abschnitt 2.4.6) kann auch der Massenfluss in seine Anteile durch den Antrieb verschiedener atmosphärischer Wellen aufgespalten werden. Ergebnisse mit EMAC werden in den Abschnitten 4.1.4 und 6.3 gezeigt.

2.4.8 Die Kombination aus Residualzirkulation und Mischungsprozessen

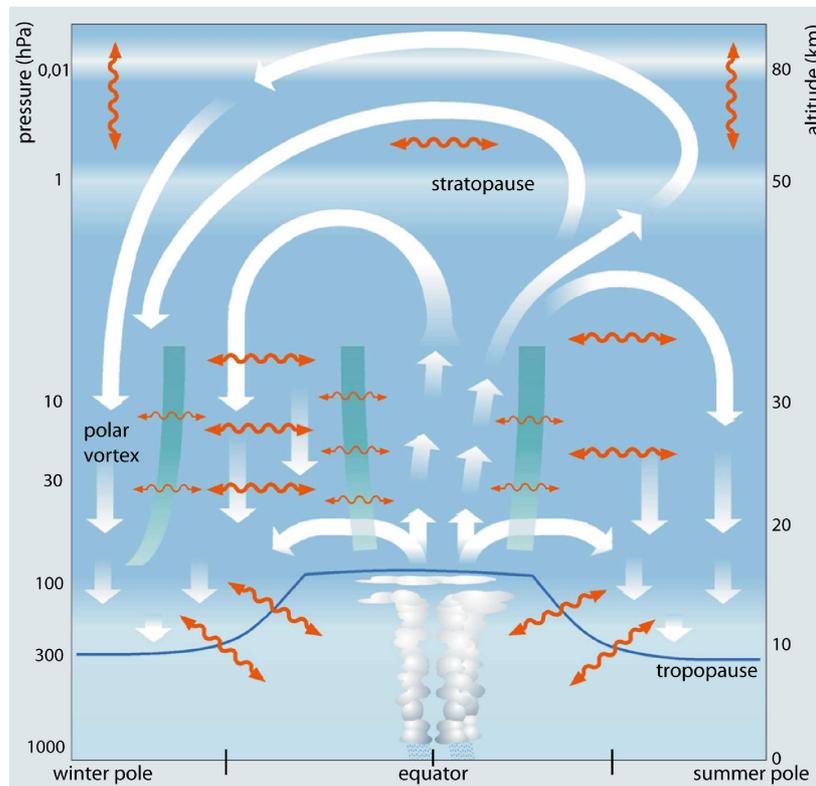


Abbildung 2.16: Schema der BDC als Kombination aus RC und Mischungsprozessen. Dicke weiße Pfeile repräsentieren die residuale Massenstromfunktion aus der TEM-Formulierung [Gleichung (2.63)] stellvertretend für die RC, orange Pfeile zeigen Mischungsprozesse und dicke grüne Linien stellen Transport- und Mischungsbarrieren dar; Abbildung 1 aus BÖNISCH ET AL. [2011].

Bisher wurde insbesondere der großskaligen welleninduzierten Residualzirkulation Beachtung geschenkt und diese mit der BDC assoziiert. Bereits ROSENLOF ET AL. [1997] befassten sich mit überlagert stattfindenden Mischungsprozessen. In NEU und PLUMB [1999] und PLUMB [2002] wurde explizit festgehalten, dass die BDC nicht nur diese großskalige Zirkulation umfasst, sondern auch kleinskalige Mischungsphänomene zu berücksichtigen sind. Entsprechend BÖNISCH ET AL. [2011] zeigt die Abbildung 2.16 eine moderne Darstellung der BDC als Kombination aus RC und Mischungsprozessen mit den zugehörigen Transportbarrieren.

Das Alter der stratosphärischen Luft

Das Alter der stratosphärischen Luft (AoA, engl. age of stratospheric air) ist die Zeitdauer, welche für den Transport eines Luftpakets von der tropischen Tropopausenregion in die Stratosphäre benötigt wird. Diese ist durch die RC und Mischungsprozesse bestimmt. Entsprechend HALL und PLUMB [1994] ist es korrekter, die Zeitdauer für den Transport eines einzelnen Luftpakets als statistische Verteilung der Transportzeiten aller Einzelteile, welche dieses Luftpaket ausmachen, anzusehen. Eine mathematische Ableitung ist HALL und PLUMB [1994] und WAUGH und HALL [2002] zu entnehmen. Ausgangspunkt ist die Kontinuitätsgleichung eines passiven Tracers mit dem Mischungsverhältnis $\chi_M(r, t)$ und dem linearen Transportoperator \mathcal{L} :

$$\frac{\partial \chi_M}{\partial t} + \mathcal{L}(\chi) = 0. \quad (2.67)$$

Das Mischungsverhältnis $\chi_M(r, t)$ dieses Tracers zum Zeitpunkt t an einem beliebigen Ort r in der Stratosphäre ist gegeben durch:

$$\chi_M(r, t) = \int_0^t \chi_M(P_0, t-t') \mathcal{G}(r, P_0, t') dt' \quad (2.68)$$

unter der Voraussetzung, dass $\chi_M(P_0, t) = 0$ für $t < 0$ gilt und mit der Green'schen Funktion \mathcal{G} , welche die Eigenschaft $\int_0^\infty \mathcal{G}(r, P_0, t') dt' = 1$ aufweist. P_0 bezeichnet den Referenzpunkt an der tropischen Tropopause, an welchem die meiste Luft in die Stratosphäre eingetragen wird. Im Allgemeinen ist das Verhalten von χ_M von der Variation des Tracereintrags am Punkt P_0 abhängig. Das Mischungsverhältnis nimmt für einen passiven Tracer, welcher in der Troposphäre linear ansteigt und keine Senken aufweist, mit der verstrichenen Zeit τ beim Transport in der Stratosphäre ab. Dabei gilt:

$$\chi_M(r, t) = \chi_M(P_0, t - \tau). \quad (2.69)$$

Mit $\chi_M(P_0, t) \propto t$ und der Gleichung (2.68) lässt sich für das Mittel über alle Transitzeiten der Verteilung τ zeigen:

$$\tau(r) = \int_0^\infty t \mathcal{G}(r, P_0, t) dt = \Gamma(r, P_0). \quad (2.70)$$

Dieses wird als mittleres AoA Γ bezeichnet. Anschaulich entspricht Γ der mittleren Zeitdauer für den Weg eines Luftpakets von der Eintragsregion in die Stratosphäre im Bereich der tropischen Tropopause (P_0) bis zur aktuellen Position in der Stratosphäre (r) [WAUGH und HALL, 2002]. Die Green'sche Funktion entspricht der Verteilungsfunktion aller Transitzeiten und wird als Altersspektrum bezeichnet [HALL und PLUMB, 1994].

Die Abbildung 2.17 zeigt im oberen Bereich ein Schema der stratosphärischen Zirkulation mit typischen Stromlinien der BDC (durchgezogene Linien), quasi-horizontalen Mischungsprozessen (graue Pfeile) und Isoplethen langlebiger Spurengase (gestrichelt), aus welchen das

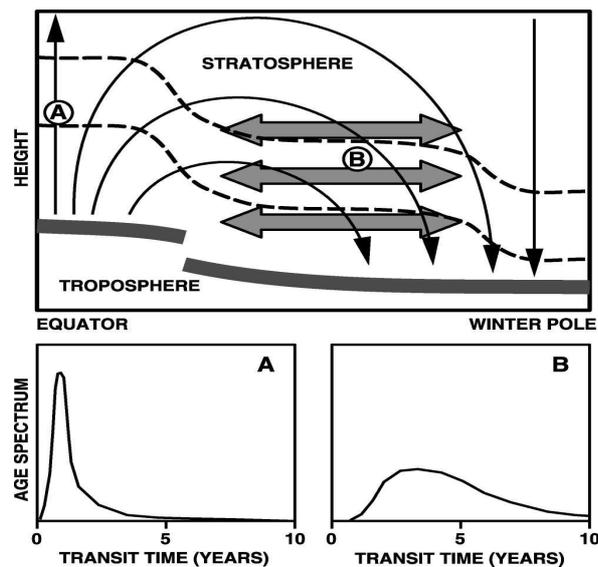


Abbildung 2.17: Schema der stratosphärischen Zirkulation mit typischen Stromlinien der BDC (durchgezogene Linien), quasi-horizontalen Mischungsprozessen (graue Pfeile) und Isoplethen langlebiger Spurengase (gestrichelt) (oben) sowie Altersspektren für zwei Referenzpunkte in der tropischen unteren Stratosphäre (A) und den mittleren Breiten (B) (unten), Abbildung 1 aus WAUGH und HALL [2002].

AoA abgeleitet wird. Starke Gradienten treten im Bereich von Transportbarrieren auf. Jahreszeitliche Variationen im Propagieren und Dissipieren von atmosphärischen Wellen führen zu Änderungen in der Ausprägung und damit im Vermischen von Luft verschiedenen Alters. Entsprechend LI ET AL. [2012] existieren folgende Transportbarrieren:

- Die polare Barriere, welche im Frühjahr und Winter den Polarwirbel begrenzt und die Vermischung von junger Luft aus den mittleren Breiten mit älterer Polarwirbelluft weitgehend verhindert.
- Die subtropische Barriere, welche die Region des Aufsteigens von Luft in den Tropen von der Zone des stärksten Wellenbrechens in den mittleren Breiten isoliert und v. a. im Winter und Frühjahr stark ausgeprägt ist. Diese Transportbarriere ist entsprechend NEU und PLUMB [1999] 'undicht' (engl. leaky), sodass über das ganze Jahr hinweg Austauschprozesse stattfinden können.
- Die tropische Tropopause, begrenzt durch die subtropischen Strahlströme, vermindert im Winter Mischungsprozesse zwischen der oberen tropischen Troposphäre und der unteren Stratosphäre in den mittleren Breiten.

Eine stärkere Ausprägung der Transportbarrieren im Winter und Frühjahr bestimmen die Verteilung des mittleren AoA. Im Sommerhalbjahr führen verstärkte Mischungsprozesse zum jüngsten mittleren AoA im Jahresverlauf [LI ET AL., 2012]. NEU und PLUMB [1999] fanden in einer theoretischen Berechnung der Prozesse im Bereich der tropischen Aufstiegsregion

eine schwache Transportbarriere zwischen Subtropen und Tropen und somit verstärkte Mischungsprozesse in der oberen Tropo- und der unteren Stratosphäre. Diese Region trägt aufgrund ihrer Bedeutung für den Austausch von Luftmassen zwischen diesen beiden atmosphärischen Schichten einen eigenen Namen: UTLS-Region (engl. upper troposphere and lower stratosphere). FLURY ET AL. [2012] fanden einen Zusammenhang zwischen QBO-Phase und der Stärke der BDC. Mithilfe von MLS-Satellitendaten wurde eine schwächere Transportbarriere im Bereich der tropischen Aufstiegsregion verbunden mit einem intensiveren Mischen bei westlicher QBO-Phase beobachtet.

Der untere Teil der Abbildung 2.17 zeigt Altersspektren für zwei Referenzpunkte in der unteren Stratosphäre in den Tropen (A) und den mittleren Breiten (B). In der unteren, tropischen Stratosphäre (Region A, Abbildung 2.17 unten links) ist das Spektrum schmal und wird direkt durch den Eintrag über die tropische Tropopause bestimmt. Dadurch ergibt sich eine hohe Wahrscheinlichkeit für ein geringes AoA und damit eine Spitze der Verteilung bei niedrigen AoA-Werten. In den mittleren und den hohen Breiten der unteren Stratosphäre (Region B, Abbildung 2.17 unten rechts) sorgen horizontale Mischungsprozesse für eine Verbreiterung des Altersspektrums und, mit zunehmender Entfernung von der Eintragsregion, für eine Verschiebung hin zu größeren AoA-Werten [WAUGH und HALL, 2002].

Das Alter der stratosphärischen Luft in Beobachtungsdaten und Modellsimulationen

Für die Berechnung des mittleren AoA ist entsprechend der Gleichung (2.69) ein linearer Konzentrationsanstieg des in die Stratosphäre eingetragenen Tracers Voraussetzung. Diese wird am Ehesten von den beiden atmosphärischen Spurengasen CO_2 und SF_6 erfüllt, sodass beide für die Berechnung des mittleren AoA aus Beobachtungsdaten herangezogen werden. Da die Bildung und der Abbau von CO_2 in Zusammenhang mit photochemischen Prozessen stehen, weist CO_2 einen Jahresgang auf, welcher für die AoA-Berechnung korrigiert werden muss. ENGEL ET AL. [2009] nutzten Spurengaskonzentrationen von SF_6 und CO_2 aus Flugzeugmessungen, um das mittlere AoA zu berechnen. Für die mittleren Breiten der unteren Stratosphäre (24 km Höhe) ermittelten sie einen leichten Anstieg des mittleren AoA über den Zeitraum von 1975 bis 2005, gaben zudem aber große Unsicherheitsbereiche an. STILLER ET AL. [2012] bestätigten diese Ergebnisse für die mittleren Breiten unter Verwendung von SF_6 -Mischungsverhältnissen der Jahre 2002 bis 2010 des Satelliteninstrumentes MIPAS (engl. Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding) an Bord des Umweltsatelliten Envisat (engl. Environmental satellite) der Europäischen Weltraumagentur ESA (engl. European Space Agency). Für die hohen Breiten der NH berechneten STILLER ET AL. [2012], hingegen eine Abnahme des mittleren AoA. Sie konstatierten, dass Änderungen im mittleren AoA vielschichtig und abhängig vom jeweils betrachteten Höhen- und Breitenbereich sind.

Im Gegensatz zu Beobachtungen ist es in Atmosphärenmodellen gebräuchlich, neben vorgeschriebenen beobachteten Spurenstoffen (SF_6 und CO_2) auch passive, künstliche Tracer für die Berechnung des mittleren AoA heranzuziehen und damit Korrekturen infolge möglicher Nichtlinearitäten zu umgehen (u. a. OMAN ET AL. [2009]; LI ET AL. [2012]). Für die Zukunft sagen Modellsimulationen einheitlich eine Abnahme im mittleren AoA in der gesamten Stratosphäre vorher. Die Trends betragen rund 0,05 Jahre/Dekade bis zum Ende des Jahrhunderts [BUTCHART ET AL., 2010]. Diese Abnahme im mittleren AoA steht in Zusammenhang mit einer Verstärkung der BDC, da ein verstärkter und damit schnellerer Transport mit einer Verringerung der Transitzeiten in Einklang gebracht werden kann. Aus den Modellsimulationen von AUSTIN und LI [2006] geht für die untere Stratosphäre ein linearer Zusammenhang zwischen dem aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss (vgl. Abschnitt 2.4.7)

und dem mittleren AoA in den hohen nördlichen Breiten hervor. Für die Vergangenheit und die Zukunft variierte der lineare Anstieg. Als mögliche Ursache für diese Variation wurden starke Änderungen in den ODS zwischen den beiden Zeiträumen angegeben. Im Einklang damit konnten OMAN ET AL. [2009] ODS als wichtigen Einflussfaktor für die Vergangenheit ausmachen. In der Zukunft sind entsprechend OMAN ET AL. [2009] SST-Änderungen für die Abnahme im mittleren AoA entscheidend.

Der Widerspruch zwischen dem gleichbleibenden oder sogar zunehmenden mittleren AoA in Beobachtungen und der Abnahme desselben in Modellsimulationen wird in GARCIA ET AL. [2011] behandelt. Ihre Untersuchung zeigte eine starke Abhängigkeit der AoA-Trends vom Anstieg des Tracers, welcher für die Berechnung zugrunde gelegt wurde. Bei Verwendung natürlicher Spezies (SF_6 , CO_2) mit (nur) annähernd linearem Anstieg wurde ein geringerer Trend im mittleren AoA gegenüber Modellstudien mit synthetischen, vollständig linearen Tracern gefunden. Zudem wurden große Unsicherheiten in den meist nur regional vorhandenen Beobachtungsdaten (vgl. ENGEL ET AL. [2009]) für weitere Einschränkungen beim Vergleich von AoA aus Beobachtungen und Modellen verantwortlich gemacht [GARCIA ET AL., 2011]. Anhand von hochaufgelösten Beobachtungen mit MIPAS wurde deutlich, dass ein detaillierter Vergleich von Beobachtungen und Modellen notwendig ist [STILLER ET AL., 2012]. Ein Vergleich des mittleren AoA aus dem CCM EMAC mit MIPAS-Beobachtungen wird im Abschnitt 4.4.1 dieser Arbeit gezeigt.

Im CCM GEOS (Goddard Earth Observing System) erfolgt die Realisierung eines Altersspektrums durch das Vorschreiben sogenannter Tracerpulse [LI ET AL., 2012]. Dazu wird das Abklingen dieser Pulse im Modell im Verlauf einer transienten Simulation von 2000 bis 2019 erfasst. Unter stationären Bedingungen kann dieses Abklingmuster mit einem Altersspektrum gleichgesetzt werden. Die Abbildung 2.18 zeigt die zugehörige Wahrscheinlichkeitsverteilung (PDF, engl. probability density function) für im Januar (schwarz) und Juli (rot) gestartete Tracerpulse für verschiedene nordhemisphärische Breiten in der unteren und mittleren Stratosphäre. Entsprechend der Abbildung 2.17 (unten) ist eine Spitze nahe der tropischen Eintragsregion (Abbildung 2.18, 20°N , 360 K und 420 K) und ein verbreitertes Spektrum in den mittleren und den hohen Breiten in größeren Höhen erkennbar (Abbildung 2.18, 46°N und 80°N , 550 K). Zudem zeigt sich mit zunehmender geographischer Breite und Höhe ein Wellenmuster, welches für die jeweils im Januar und Juli gestarteten Tracerpulse, entgegengesetzt gerichtet ist. Dieses entsteht infolge der jahreszeitlichen Variabilität des verstärkten (Sommer) bzw. verringerten (Winter) Einmischens jüngerer Luftmassen im Bereich der Transportbarrieren. Ein Vergleich mit Altersspektren aus EMAC wird in Abschnitt 4.1.7 dieser Arbeit vorgenommen. Zudem werden im Abschnitt 6.4.2 Änderungen im Altersspektrum durch die am Klimawandel beteiligten externen Einflussfaktoren mithilfe des CCMs EMAC gezeigt. Eine vergleichbare Analyse ist bislang aus keiner anderen Modellstudie bekannt.

Das Alter der stratosphärischen Luft und die vertikale Struktur der BDC

Die AoA-Diagnostik ist sehr gut zum Abgrenzen der beiden Äste der BDC (vgl. Abschnitt 2.4.4) geeignet. Der lange Transportweg entlang des oberen stratosphärischen Astes der BDC (vgl. Abbildung 2.14) führt dazu, dass das Alter der stratosphärischen Luft (AoA), welches diesen Weg genommen hat, deutlich älter ist, als jenes der Luftmassen, welche in den Tropen aufsteigen und über die untere Stratosphäre wieder absinken. Da die Luft entlang des SB entsprechend Beobachtungen bereits in den mittleren Breiten absinkt, während die Luft entlang des DB die hohen Breiten erreicht (vgl. Abbildung 2.16), können die Unterschiede im AoA in verschiedenen Breiten der unteren Stratosphäre herangezogen werden, um die beiden

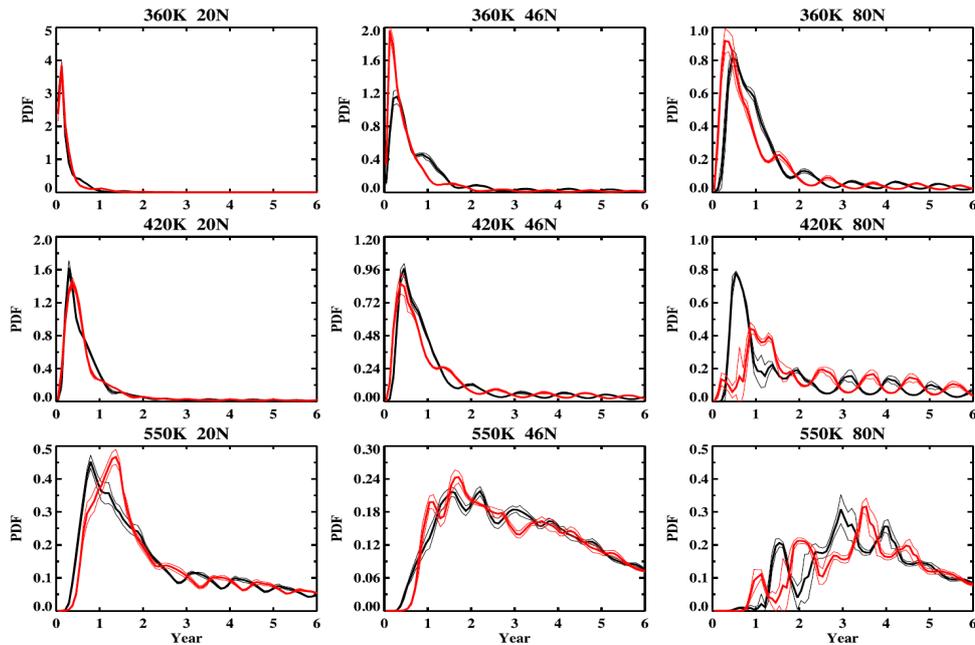


Abbildung 2.18: Altersspektren für im Januar (schwarz) und Juli (rot) im CCM GEOS gestartete Tracerpulse für verschiedene Breiten [von links nach rechts: 20°N, 46°N, 80°N] und Höhen [von oben nach unten: 360 K (~150 hPa), 420 K (~80 hPa), 550 K (~40 hPa)], Abbildung 3 aus LI ET AL. [2012].

Zirkulationsregime voneinander abzugrenzen. Die Abbildung 2.19 zeigt hierzu die Entwicklung der mittleren Transitzeiten von 1979 bis 2009, abgeleitet aus RC-Trajektorien, in den mittleren und den hohen Breiten der unteren Stratosphäre aus den japanischen Reanalysen JRA-25, assoziiert jeweils mit der Entwicklung von SB und DB. Im Gegensatz zum mittleren AoA repräsentieren Transitzeiten nur den Einfluss der Residualzirkulation, wohingegen Mischungsprozesse nicht enthalten sind. Für den unteren Zirkulationsast (45° – 60°N, durchgezogen) ergibt sich eine Abnahme der Transitzeiten um rund einen Monat pro Dekade, wohingegen der obere Zirkulationsast (60° – 90°N, gestrichelt) keinen Trend aufweist. BÖNISCH ET AL. [2011] schließen daraus auf eine Beschleunigung des SB im angegebenen Zeitraum, wohingegen der DB der BDC unbeeinflusst bleibt. Zu einer analogen Aussage für den unteren Ast kommen auch RAY ET AL. [2010], basierend auf Simulationen mit einem eindimensionalen Modell (vgl. NEU und PLUMB [1999]), angetrieben durch SF₆- und CO₂-Beobachtungen und Satellitenmessungen von Ozon. Anhand von Sensitivitätsstudien mit veränderten Parametern für RC und Mischungsprozesse zeigen sie die beste Übereinstimmung mit der meteorologischen Entwicklung von 1979 bis 2008 (ERA-40, JRA-25 und NCEP/NCAR Reanalysen) für eine leicht verstärkte RC in der unteren Stratosphäre und eine leicht abgeschwächte RC darüber. Zudem zeigen ihre Berechnungen eine Zunahme in den Mischungsprozessen von den mittleren Breiten in die Tropenregion, welche dem Abnahmetrend im mittleren AoA entgegen wirkt. Ein Vergleich mit CCMs zeigt zudem, dass verminderte Mischungsprozesse, wie sie in den meisten CCMs vorkommen [EYRING ET AL., 2006], einen stärkeren negativen AoA-Trend nach sich ziehen. Dies liefert eine mögliche Erklärung für die Diskrepanz in der Entwicklung der BDC zwischen Beobachtungen und Modellen.

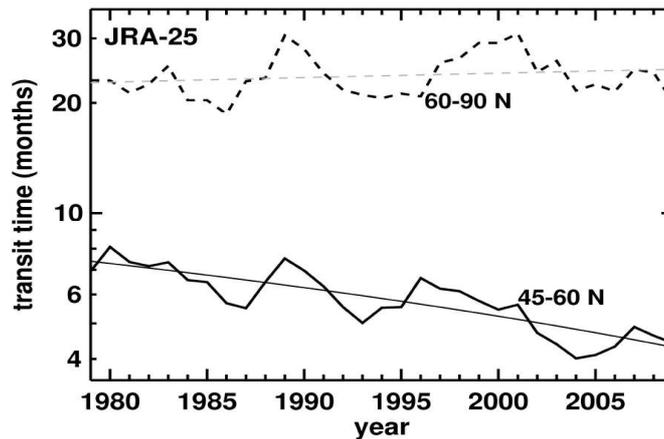


Abbildung 2.19: Entwicklung der mittleren Transitzeiten aus JRA-25 Reanalysen für den Zeitraum von 1979 bis 2009, im Höhenbereich von $\theta = 30$ K oberhalb der lokalen Tropopause, $45^\circ - 60^\circ\text{N}$ (durchgezogen) und $60^\circ - 90^\circ\text{N}$ (gestrichelt), jeweils mit linearem Trend, Abbildung 8 aus BÖNISCH ET AL. [2011].

2.4.9 Die BDC in Beobachtungsdaten

Trotz einer sehr guten Abdeckung der Atmosphäre mit Beobachtungsdaten von unterschiedlichen Satelliteninstrumenten ist eine direkte Beobachtung der stratosphärischen Meridionalzirkulation, z. B. durch die gezielte Verfolgung einzelner Luftpartikel auf ihrem Weg in der Atmosphäre, auch heute noch nicht möglich. Daher wurden in den vergangenen Jahrzehnten verschiedene Konzepte entwickelt, um die BDC indirekt, aus der Messung verschiedener atmosphärischer Größen, abzuleiten. Ein gebräuchliches Konzept wurde mit der Bestimmung des Alters der stratosphärischen Luft bereits im Abschnitt 2.4.8 erläutert. Weitere Möglichkeiten werden hier gezeigt.

Das BDC-Signal in den stratosphärischen Temperaturen

Einen Ansatz bietet die Gleichung (2.48), mit deren Hilfe unter Verwendung der zonal-gemittelten Temperatur \bar{T} und der Definition der diabatischen Erwärmungsrate $Q = \alpha_r(\bar{T} - T_r)$, ein Zusammenhang zwischen der Temperatur und der vertikalen Residualgeschwindigkeit angegeben werden kann [YULAEVA ET AL., 1994]:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right)_{dia} + \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right)_{adia} = -\alpha_r(\bar{T} - T_r) - \bar{w}^* \left(\frac{N^2 H}{R} \right) \quad (2.71)$$

mit der lokalen Temperaturtendenz $\frac{\partial \bar{T}}{\partial t}$, zusammengesetzt aus einem diabatischen $\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right)_{dia}$ und einem adiabatischen $\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right)_{adia}$ Anteil. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt das Wiedererreichen des thermischen Gleichgewichts nach einer Störung mit der Relaxationsrate α_r und der Temperatur im Strahlungsgleichgewicht T_r . Der Term $-\bar{w}^* \left(\frac{N^2 H}{R} \right)$ umfasst adiabatische Erwärmungs- und Abkühlungsprozesse und verschwindet im globalen Mittel. Der Stabilitätsparameter $S = \frac{N^2 H}{R}$ ist für eine stabil geschichtete Atmosphäre positiv ($N^2, R, H > 0$)

per Definition), sodass für den Anteil der Temperaturänderung, welcher mit dem adiabatischen Aufsteigen und Absinken der Luft in Zusammenhang steht, gilt:

$$\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t}\right)_{adia} \propto -\bar{w}^* \quad (2.72)$$

Somit gibt die Gleichung (2.72) eine Erklärung für die adiabatische Abkühlung $\left[\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t}\right)_{adia} < 0\right]$ beim Aufsteigen ($\bar{w}^* > 0$) von Luftmassen in den Tropen und die adiabatische Erwärmung der Luft $\left[\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t}\right)_{adia} > 0\right]$ beim Absinken ($\bar{w}^* < 0$) in den mittleren und den hohen Breiten. Ein gegenläufiges Temperaturverhalten von Tropen und Extratropen wurde für die untere Stratosphäre mithilfe von Satellitendaten von YULAEVA ET AL. [1994] gezeigt. Die Abbildung 2.20 zeigt den Jahresgang der Temperaturen in den Tropen (30°N/S), den Extratropen (30° – 90°N/S) und im globalen Mittel gemittelt über die Jahre von 1979 bis 1991 aus den Daten des vierten MSU-Kanals (engl. microwave sounding unit) mit der maximalen Intensität der Gewichtungsfunktion in 100 hPa.

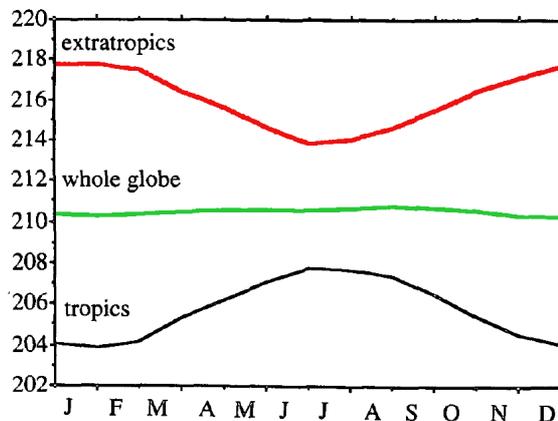


Abbildung 2.20: Jahresgang der Temperaturen in der unteren Stratosphäre aus MSU-4-Satellitendaten als Mittel der Jahre 1979 bis 1991, gemittelt über den Bereich der Tropen (30°N/S, schwarz), der Extratropen (30° – 90°N/S, rot) und global (grün), nach Abbildung 2 aus YULAEVA ET AL. [1994].

Entsprechend der Gleichung (2.71) wird eine adiabatische Abkühlung entweder durch eine Relaxation hin zum Strahlungsgleichgewicht, oder eine lokale Temperaturänderung, oder beides erreicht. Im Nordwinter bewirkt eine starke Divergenz des EP-Flussvektors eine Verstärkung der BDC mit einem stärkerem Absinken in den Extratropen, wodurch die extratropischen Wintertemperaturen über dem Strahlungsgleichgewicht liegen. Aufgrund der Massenkontinuität wird das Absinken in den Extratropen durch aufsteigende Luftmassen in den Tropen und der Sommerhemisphäre kompensiert. Infolge der diabatischen Abkühlung beim Aufsteigen resultieren in diesen Regionen Temperaturen unterhalb des Strahlungsgleichgewichts. Höhere Temperaturen im Winter in den Extratropen und niedrigere in den Tropen sind somit durch eine verstärkte wellen-getriebene Zirkulation im Nordwinter zu erklären. Der Jahresgang der globalen Mitteltemperatur ist hingegen um etwa eine Größenordnung kleiner, als der tropischer und extratropischer Temperaturen und folgt dem Jahresgang des Ozons in den äquatorialen Breiten [YULAEVA ET AL., 1994].

In einer späteren Studie konnten FUEGLISTALER ET AL. [2011] mithilfe von ERA-Interim Reanalysedaten zeigen, dass ein Teil der Kompensation zwischen tropischen und extratropischen Temperaturen im Jahresmittel rein zufällig und möglicherweise auf einen Artefakt in der Gewichtungsfunktion des MSU-4-Satelliteninstrumentes zurückzuführen ist. In ihrer Untersuchung ergab sich für einzelne Druckniveaus kein Kompensationseffekt: Unterhalb von 100 hPa zeigten tropische Temperaturen kaum jahreszeitliche Änderungen, wohingegen oberhalb von 20 hPa eine halbjährige Periode dominierte. FUEGLISTALER ET AL. [2011] konnten zeigen, dass O_3 -Variationen infolge von Änderungen in der Dynamik und der O_3 -Produktion zu Schwankungen in der Strahlungsgleichgewichtstemperatur T_r führen und zusammen mit der Breitenabhängigkeit der atmosphärischen Schichtung $N^2(\varphi)$ in Gleichung (2.71) als variable Größen berücksichtigt werden müssen. Laut ihrer Studie wird in 70 hPa nur etwa die Hälfte des beobachteten Temperatursignals zwischen Tropen und Extratropen durch den Jahresgang der BDC erklärt. Insgesamt ergibt sich ein deutlich komplexeres Bild als in YULAEVA ET AL. [1994], denn Temperaturvariationen zwischen Tropen und Extratropen sind nicht ausschließlich durch dynamische Signale zu begründen [FUEGLISTALER ET AL., 2011].

YOUNG ET AL. [2011] haben die Untersuchungen zum Temperatursignal durch die BDC mithilfe verlängerter MSU-Datenreihen (MSU-TLS, engl. MSU temperature lower stratosphere) und zusätzlicher SSU-Satellitendaten (engl. stratosphere sounding unit) auf die gesamte Stratosphäre ausgeweitet. Für die untere Stratosphäre konnten frühere Ergebnisse von YULAEVA ET AL. [1994] bestätigt werden. Für die mittlere und die obere Stratosphäre wurde nur eine schwache Signatur der BDC in den Satellitendaten tropischer und extratropischer Temperaturen gefunden. Der starke Temperatur-Jahresgang in der oberen Stratosphäre wurde auf Einstrahlungsunterschiede zwischen Januar und Juli zurückgeführt. Die Extratropen sind in allen Jahreszeiten in der oberen Stratosphäre kälter als die Tropen. Dennoch konnte für alle stratosphärischen Schichten das gegenphasige Verhalten zwischen tropischen und extratropischen Temperaturen gezeigt und in seiner stärksten Ausprägung auf die stärkste Wellenaktivität zurückgeführt werden [YOUNG ET AL., 2011]. Zur Quantifizierung von BDC-Änderungen in Satelliten- und Radiosondendaten haben YOUNG ET AL. [2012] einen temperaturabhängigen ‘BDC-Index’ entwickelt, welcher auf der Differenz von extratropischen und tropischen Temperaturen beruht. Eine zusätzliche Bereinigung der Rohdaten um die interannuale Variabilität der BDC lieferte statistisch signifikante Resultate für den Zeitraum von 1979 bis 2005 mit einer Verstärkung der nordhemisphärischen BDC im Dezember über den gesamten stratosphärischen Höhenbereich und einer Abschwächung in der unteren Stratosphäre im März. Für die SH wurde eine Verstärkung in der mittleren Stratosphäre im August gezeigt. Darüber hinaus fanden YOUNG ET AL. [2012] für die untere Stratosphäre eine Verschiebung des tropischen Temperaturminimums vom Februar in den Januar. Dies ist konsistent mit der jahreszeitlichen Verschiebung der maximalen Wellenintensität [YOUNG ET AL., 2012]. Das Einbeziehen von Radiosondendaten verhindert in dieser Studie das Auftreten von Artefakten durch die Mittelung über ausgedehnte Atmosphärenschichten mit unterschiedlichem Temperaturverhalten, wie es durch die Satelliten-Gewichtungsfunktionen erfolgt. Dennoch sind die Aussagen kritisch zu betrachten, da im Gegensatz zu FUEGLISTALER ET AL. [2011] keine Variationen von T_r und N^2 berücksichtigt wurden.

Das BDC-Signal im stratosphärischen Wasserdampf

Die jahreszeitliche Variation der tropischen Temperaturen in Zusammenhang mit dem Jahresgang der BDC beeinflusst auch andere atmosphärische Größen. Die Tropenregion ist entscheidend am Eintrag von Luftmassen aus der Troposphäre beteiligt, wobei u. a. Wasserdampf die

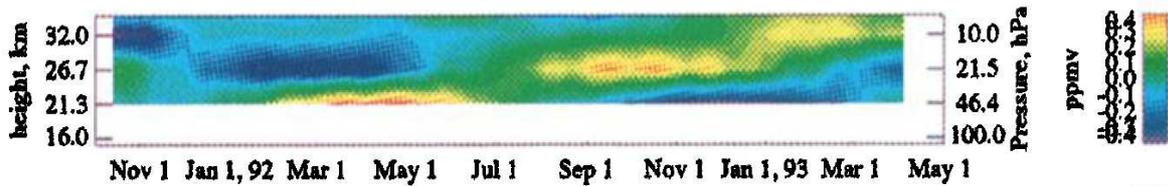


Abbildung 2.21: Zeitreihe der Wasserdampfanomalien aus MLS-Satellitendaten gemittelt über $12^{\circ}\text{N} - 12^{\circ}\text{S}$, 1991 – 1993, für die Höhen 46, 22 und 10 hPa mit Interpolation dazwischen, Abbildung 1 (oben) aus MOTE ET AL. [1995].

Stratosphäre erreicht. Der Eintrag von Wasserdampf über die tropische Tropopause ist stark temperaturabhängig: Kleine Temperaturschwankungen führen zu starken Unterschieden im Wasserdampfeintrag [MOTE ET AL., 1995]. Im Bereich der sehr kalten tropischen Tropopause kommt es zur sogenannten Gefrietrocknung der Luft: Infolge der sehr niedrigen Temperaturen ist der Sättigungsdampfdruck sehr gering, wodurch sehr niedrige stratosphärische Wasserdampfkonzentrationen resultieren. Da der Sättigungsdampfdruck stark temperaturabhängig ist, bewirken geringfügige Schwankungen der Tropopausentemperatur deutlich messbare Unterschiede im Wasserdampfmischungsverhältnis der in die Stratosphäre eingebrachten Luft. Das Wasserdampfmischungsverhältnis in der unteren Stratosphäre folgt somit dem Jahresgang der Tropopausentemperatur [ROSENLOF ET AL., 1997]. Die maximale Intensität der BDC im nordhemisphärischen Winter ist im Einklang mit einem verstärkten Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen und führt zu einer stärkeren Abkühlung der Tropopausenregion [YULAEVA ET AL., 1994] verglichen mit dem südhemisphärischen Winter und den Übergangsjahreszeiten. Durch diese Temperaturänderungen im Jahresverlauf wird der sogenannte ‘Wasserdampf-Rekorder’ (engl. water vapour tape-recorder) initiiert. Hierzu zeigt die Abbildung 2.21 die beobachteten Wasserdampfanomalien des Microwave Limb Sounder (MLS) Instruments an Bord des Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) für den Zeitraum von 1991 bis 1993 gemittelt über den tropischen Breitenbereich von $12^{\circ}\text{N} - 12^{\circ}\text{S}$ [MOTE ET AL., 1995]. Deutlich erkennbar sind maximale Wasserdampfkonzentrationen im untersten Höhenbereich (46 hPa) im März, welche sich nach oben hin fortsetzen und nach etwa einem Jahr das 10 hPa-Niveau erreichen. Wasserdampf ist ein guter Tracer für Transportprozesse in der unteren Stratosphäre, da dieser hier eine Lebenszeit im Bereich von Jahren aufweist [BRASSEUR und SOLOMON, 2005]. Damit bleibt die Wasserdampfkonzentration beim Transport in die mittlere Stratosphäre nahezu unverändert, was zur Bezeichnung Wasserdampf-Rekorder für den Aufwärtstransport ohne Informationsverlust führte [MOTE ET AL., 1995]. Der Eintrag von Wasserdampf in die Stratosphäre steht direkt mit der Tropopausentemperatur in Verbindung, wobei minimale Mischungsverhältnisse im Nordwinter durch die niedrigsten Tropopausentemperaturen zu erklären sind. Die im Nordwinter verstärkte BDC, gekennzeichnet durch die maximale Vertikalgeschwindigkeit im Jahresverlauf, bewirkt einen beschleunigten Aufwärtstransport des Wasserdampfminimums in diesem Zeitraum. Aufgrund der stabilen Schichtung der Stratosphäre und der relativ geringen Durchmischung tropischer mit extratropischer Luft, ist das Wasserdampfsignal noch nach mehr als 18 Monaten in der Stratosphäre erkennbar [MOTE ET AL., 1996]. Der Wasserdampfeintrag und die Geschwindigkeit des Vertikaltransports geben somit Auskunft über die Stärke der BDC. ROSENLOF ET AL. [1997] konnten mithilfe von hemisphärisch aufgelösten HALOE-

Satellitendaten belegen, dass neben dem insgesamt schnelleren Transport im nordhemisphärischen Winter jeweils das Wasserdampfminimum in die NH und das Wasserdampfmaximum in der SH, entsprechend der verstärkten BDC im Winter gegenüber dem Sommer schneller transportiert werden. Zudem zeigten ROSENLOF ET AL. [1997], dass ausreichend niedrige Temperaturen, die ein Ausfrieren von Wasserdampf zulassen neben der tropischen Tropopause auch im Bereich des stratosphärischen Polarwirbel in der Polarnacht der SH auftreten. Sehr niedrige Wasserdampfkonzentrationen im Bereich der Antarktis beeinflussen die mittlere Stratosphäre der SH bis in die mittleren Breiten. Die SH ist insgesamt trockener als die NH, was zusätzlich durch den verstärkten Abwärtstransport feuchter Luft mit der intensivierten nordhemisphärischen BDC zu erklären ist. Zudem ist auf der NH die Luft infolge des Indischen Monsuns feuchter als auf der SH [ROSENLOF ET AL., 1997].

Die BDC in Reanalysedaten

Eine weitere Möglichkeit, die BDC anhand von Beobachtungsdaten zu quantifizieren, ist die Berechnung der Zirkulationsgrößen durch die Anwendung der TEM-Gleichungen (Abschnitt 2.4.1) auf Reanalysedaten. Für diese Arbeit stehen hierzu die Reanalysen des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF, engl. European Centre for Medium-Range Weather Forecasts), ERA-40 [UPPALA ET AL., 2005] und ERA-Interim [DEE ET AL., 2011], zur Verfügung. Beide Reanalysen basieren auf der Assimilation von verschiedenartigen Beobachtungsdatensätzen, u. a. Bodenbeobachtungen, Radiosonden, Ballonen, Raketen und seit den 1970er Jahren Satellitendaten. Der Reanalysedatensatz ERA-40 (engl. ECMWF 40 Year Reanalysis) enthält die wichtigsten Felder atmosphärischer Variablen am Boden, sowie für die Tropo- und die Stratosphäre für den Zeitraum von 1957 bis 2002 in 6-stündlicher Auflösung. Die horizontale Auflösung des Reanalysemodells ist T159 (~125 km). In der Vertikalen werden 60 Schichten bis in eine Druckhöhe von 0,1 hPa erfasst. Die Nachfolgeneration ERA-Interim (engl. ECMWF Interim Reanalysis) liefert Erdbodenparameter in 3-stündlicher Auflösung und 6-stündliche Daten für die freie Atmosphäre ab 1979. Das Reanalysemodell wurde bei gleicher vertikaler Auflösung (60 Schichten bis in 0,1 hPa) in seiner horizontalen Auflösung auf T255 (~79 km) verfeinert. Genauere Informationen zu den Reanalysen sind den zugehörigen Veröffentlichungen UPPALA ET AL. [2005] und DEE ET AL. [2011] zu entnehmen. Im Abschnitt 4.4.2 werden Wind- und Temperaturfelder, sowie berechnete Zirkulationsgrößen aus ERA-Interim Reanalysedaten gezeigt und mit EMAC verglichen. Für den direkten Vergleich erfolgt eine Interpolation der ERA-Interim Reanalysedaten auf das EMAC-Modellgitter (T42). Wegen der in der Literatur belegten, zu starken BDC in ERA-40 [UPPALA ET AL., 2005] und der Verbesserung der BDC-Charakteristik in ERA-Interim [DEE ET AL., 2011], wird auf einen Vergleich mit ERA-40 verzichtet.

2.4.10 Die Änderungen der BDC mit dem Klimawandel

Die ansteigenden GHG-Konzentrationen bewirken eine Erwärmung der Troposphäre und eine Abkühlung der Stratosphäre, was bereits deutlich anhand von Beobachtungen der vergangenen Dekaden erkennbar ist [THOMPSON und SOLOMON, 2005; RANDEL ET AL., 2009]. Für die Zukunft simulieren GCMs und CCMs eine zunehmende Abkühlung der Stratosphäre (u. a. EYRING ET AL. [2010]; OMAN ET AL. [2010]). Diese Abkühlung bewirkt eine Verlangsamung der am Ozonabbau beteiligten Gasphasenreaktionen [JONSSON ET AL., 2004] und wird zusammen mit der projizierten Abnahme der ODS [WMO [2007], Tabelle 8-5] für eine zukünftige Erholung der Ozonkonzentrationen verantwortlich gemacht [OMAN ET AL., 2010].

Basierend auf einer Studie mit 17 CCMs aus dem Modellvalidierungsprogramm CCMVal [CCMVAL, 2010] zeigen EYRING ET AL. [2010] ein Wiedererreichen der Ozonkonzentrationen der 1980er Jahre in den mittleren Breiten der NH um 2045 und der SH um 2055 für das Mittel aller Modelle. Das die Temperaturänderungen in der Tropo- und der Stratosphäre neben der Chemie auch einen wesentlichen Einfluss auf die stratosphärischen Transportprozesse haben, wird im Folgenden verdeutlicht.

Wie ändert sich die BDC in einem sich ändernden Klima?

In den Abschnitten 2.4.8 und 2.4.9 wurden voneinander abweichende [u. a. YULAEVA ET AL. [1994]; ENGEL ET AL. [2009]; STILLER ET AL. [2012]] und regional unterschiedliche [STILLER ET AL., 2012] BDC-Trends für die Vergangenheit herausgestellt. Für die mittleren Breiten der NH zeigen ENGEL ET AL. [2009] einen leichten Anstieg im mittleren AoA und damit eine leichte BDC-Abnahme für die Vergangenheit. Anhand von NCEP/NCAR Reanalysedaten belegen HU und TUNG [2003] eine Abnahme der Wellenaktivität in der SH in Zusammenhang mit dem sich vertiefenden Ozonloch, welches eine zunehmende Abkühlung und damit eine Stabilisierung des südhemisphärischen Polarwirbels nach sich zieht. Demgegenüber bringen RANDEL ET AL. [2006] die beobachtete Abnahme der Ozonkonzentration und die Abkühlung der tropischen unteren Stratosphäre mit einem verstärkten Aufsteigen und demnach mit einer Intensivierung der BDC in Verbindung.

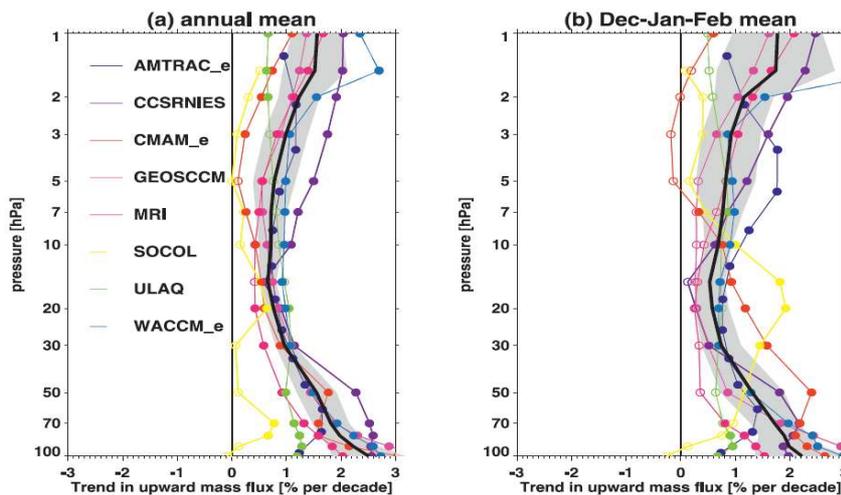


Abbildung 2.22: Vertikalprofile der Trends von F_1^{trop} im Jahresmittel (links) und in DJF (rechts). Gefüllte Kreise zeigen signifikante Änderungen auf dem 95%-Niveau in der jeweiligen Stratosphärenschicht. Die schwarze Linie markiert das Mittel aller Modelle (ohne Socol und ULAQ) und der graue Bereich die Standardabweichung von 2σ , Abbildung 8 aus BUTCHART ET AL. [2010].

Modellsimulationen zeigen für die Vergangenheit und die Zukunft weitgehend übereinstimmend eine Verstärkung der BDC (u. a. BUTCHART und SCAIFE [2001]; BUTCHART ET AL. [2006, 2010]; AUSTIN und LI [2006]; GARCIA und RANDEL [2008]; LI ET AL. [2008]; MCLANDRESS und SHEPHERD [2009]; OMAN ET AL. [2009]; GARCIA ET AL. [2011]). Pionierarbeiten hierzu stammen von RIND ET AL. [1990, 1998], die mit dem Goddard Institute for Space

Sciences (GISS) Global Climate Middle Atmosphere Model (GCMAM) eine Intensivierung der BDC in einem zukünftigen Klima projektieren. Entsprechend LI ET AL. [2008] hat die BDC in der Vergangenheit nur im nordhemisphärischen Winter zugenommen, wohingegen in der Zukunft eine Verstärkung in allen Jahreszeiten auftritt. OMAN ET AL. [2009] zeigen dagegen auch im Jahresmittel einen positiven BDC-Trend für die Vergangenheit und die Zukunft. Die Beschleunigung der BDC äußert sich insbesondere in der unteren Stratosphäre durch eine Zunahme im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss um 2 – 3% [BUTCHART und SCAIFE, 2001; BUTCHART ET AL., 2006, 2010]. Hierzu zeigt die Abbildung 2.22 die Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ für acht CCMs [BUTCHART ET AL., 2010]. Neben dem Modellmittel zeigen alle einzelnen Modelle einen positiven Trend im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss im Jahresmittel und in DJF für den gesamten stratosphärischen Höhenbereich von 100 – 1 hPa. Die größten Änderungen treten in der unteren und oberen Stratosphäre auf. Abweichende Trends in unterschiedlichen Studien kommen u. a. durch die Verwendung verschiedener Breitenbereiche zur Berechnung des Aufsteigens von Luftmassen in den Tropen zustande [MCLANDRESS und SHEPHERD, 2009]. Für drei verschiedene Modellversionen des GCMs ECHAM6 zeigen BUNZEL und SCHMIDT [2013] eine Steigerung der BDC, allerdings in unterschiedlich starker Ausprägung und können damit belegen, dass Unsicherheiten zwischen verschiedenen Modellen z. T. auf unterschiedliche Konfigurationen zurückzuführen sind.

Gegensätzlich zu dieser heute weitgehend anerkannten Lehrmeinung einer sich mit dem Klimawandel verstärkenden BDC zeigen SHINDELL ET AL. [1999] eine Abschwächung derselben anhand von verschiedenen Modellversionen des GISS GCMs der NASA (engl. National Aeronautics and Space Administration). Unter Verwendung unterschiedlicher horizontaler und vertikaler Auflösungen sowie eines Ozeanmoduls wird eine Verstärkung der troposphärischen Westwinde und des Polarwirbels in der unteren Stratosphäre und damit verbunden eine verstärkte Ablenkung von atmosphärischen Wellen in die hohen Breiten simuliert.

Welche Folgen hat eine sich mit dem Klimawandel verstärkende BDC?

Die Bedeutung der BDC für den stratosphärischen Transport von Spurenstoffen wurde u.a. im Abschnitt 2.4.2 dargelegt. Eine Änderung der BDC hat somit weitreichende Folgen für die Lebenszeit [BUTCHART und SCAIFE, 2001] und die Verteilung der atmosphärischen Spurengase [EYRING ET AL., 2010] und aufgrund der Strahlungseigenschaften derselben auch für die Absorption von solarer Strahlung und das Klima [ROSCOE, 2006]. BUTCHART und SCAIFE [2001] zeigen einen schnelleren Abtransport von CFCs aus der unteren Stratosphäre, welcher im verwendeten Met Office Unified Model (UM) die Erholung des stratosphärischen Ozons um 5 – 10 Jahre beschleunigt. Für die tropische untere Stratosphäre zeigen EYRING ET AL. [2010] anhand der CCMVal-Modelle eine Abnahme der stratosphärischen Ozonkonzentration, sodass im Gegensatz zu den anderen Regionen in der Stratosphäre dort keine Erholung der Ozonkonzentration auf 1980er-Werte stattfindet. Diese Ozonabnahme ist direkt durch die beschleunigte BDC zu erklären: Durch die Zunahme im Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen hat die Luft eine kürzere Verweilzeit in dieser Region, wodurch weniger Zeit für die Produktion von Ozon vorhanden ist [EYRING ET AL., 2010].

Wodurch werden die BDC-Änderungen hervorgerufen?

Die Temperaturtrends in der Tropo- und der Stratosphäre beeinflussen über die thermische Windrelation [Gleichung (2.4)] den Zonalwind und damit die subtropischen Strahlströme in der unteren Stratosphäre. In zahlreichen Studien (u. a. BUTCHART ET AL. [2010]) wird eine

Verstärkung der subtropischen Strahlströme gezeigt und mit einer Änderung im Wellenantrieb der BDC in Verbindung gebracht. Entsprechend SHEPHERD und MCLANDRESS [2011] führt die Erwärmung der Troposphäre zu einer verringerten vertikalen Stabilität und damit zu einer Anhebung der kritischen Schichten für das Dissipieren von atmosphärischen Wellen. Als Folge erreichen mehr Wellen die subtropische untere Stratosphäre und ziehen, aufgrund der besonderen Bedeutung dieser Region für den Wellenantrieb der BDC, eine Verstärkung derselben nach sich. Die stärksten BDC-Änderungen treten nach SHEPHERD und MCLANDRESS [2011] in dem für ihre Studie verwendeten Modell CMAM in DJF auf und sind auf Änderungen in aufgelösten und parametrisierten Wellen zurückzuführen. Von den explizit vom Modell aufgelösten Wellen tragen zu 80% transiente Wellen aus den Subtropen bei, wohingegen stationäre Wellen nur 20% der BDC-Änderungen in der unteren Stratosphäre ausmachen. Zu vergleichbaren Ergebnissen kommen GARCIA und RANDEL [2008], die die Verstärkung der BDC in der unteren Stratosphäre auf eine verstärkte Ausbreitung und Dissipation von aufgelösten Wellen in den Subtropen zurückführen. Die Autoren stellen in ihrer Studie mit dem CCM WACCM heraus, dass keine Änderungen in der Anregung von Wellen stattfinden, sondern sich lediglich die Bedingungen für die Ausbreitung und Dissipation der angeregten Wellen ändern und damit die simulierte Intensivierung der BDC bewirken.

Im Gegensatz dazu sind nach CALVO und GARCIA [2009] zukünftige Änderungen in der Wellenanregung, bedingt durch ansteigende SSTs, für die Verstärkung der BDC ausschlaggebend. Für die Vergangenheit führen CALVO und GARCIA [2009] eine Intensivierung der BDC auf eine verstärkte Wellenausbreitung zurück, welche anhand von Änderungen im Brechungsindex atmosphärischer Wellen erkennbar ist. In den Subtropen sind insbesondere stationäre Wellen an der BDC beteiligt. Transiente Wellen spielen nur in den mittleren Breiten für den Antrieb der BDC eine Rolle. Neben CALVO und GARCIA [2009], die in WACCM 80% der aufgelösten auf lange, planetare Wellen zurückführen, zeigen auch LI ET AL. [2008] und MCLANDRESS und SHEPHERD [2009] eine verstärkte Aktivität planetarer Wellen in der Troposphäre und eine verstärkte Ausbreitung derselben in die Stratosphäre als größten Anteil an der Intensivierung der BDC von der Vergangenheit bis in die Zukunft. Im Winter der NH liefern zudem synoptische Wellen einen wesentlichen Beitrag [MCLANDRESS und SHEPHERD, 2009]. Der durch die Ausbildung des Ozonlochs verstärkte meridionale Temperaturgradient und dessen Auswirkungen auf die Windstruktur in der UTLS-Region sind zu 60% am Gesamtsignal beteiligt. Für die Zukunft spielt nach LI ET AL. [2008] die Ozonerholung eine entscheidende Rolle für die Ausprägung der jahreszeitlichen Unterschiede in den BDC-Änderungen. LI ET AL. [2010] zeigen eine äquatorwärtige Verschiebung der Nullwindlinie verbunden mit einer Verkleinerung der tropischen Aufstiegsregion im GEOS CCM. Die Verschiebung der TLs in Richtung Äquator bewirkt eine verstärkte Wellenaktivität in der äquatorialen Stratosphäre. Gegenüber den Änderungen in der tropischen unteren Stratosphäre, begründen BUTCHART und SCAIFE [2001] die zukünftige BDC-Intensivierung mit einer verstärkten Aktivität extratropischer planetarer Wellen aus der Troposphäre. EICHELBERGER und HARTMANN [2005] sehen die troposphärische Erwärmung als Ursache für eine zunehmende troposphärische Baroklinität, welche zu einer verstärkten Aktivität synoptischer und planetarer Wellen führt.

Welche externen Einflussfaktoren bewirken die Änderungen in der BDC?

Verschiedene Studien befassen sich mit dem Einfluss von Änderungen in den Konzentrationen von ODS und GHGs auf die BDC, wobei letztere häufig ausschließlich CO₂ umfassen. Durch das Vorschreiben von SSTs in einem reinen Atmosphärenmodell ist es möglich, den

alleinigen Anteil des in den vorgeschriebenen SSTs enthaltenen GHG-Effekts abzuschätzen, auch wenn dieser Ansatz physikalisch unrealistisch ist [OLSEN ET AL., 2007]. Die Verwendung von verschiedenen SST-Datensätzen, stammend aus Beobachtungen bzw. Simulationen mit gekoppelten Atmosphären-Ozean-Modellen, enthält Unsicherheiten, welche Unterschiede in der Ausprägung und den Änderungen der BDC hervorrufen und bei der Interpretation der Änderungen berücksichtigt werden müssen [GARNY ET AL., 2009]. Die frühen Studien von RIND ET AL. [1990, 1998] zeigen, dass eine Verdopplung von CO₂ im GISS GCM zur Verstärkung der BDC beiträgt. HAKLANDER ET AL. [2008] bestätigen dies für MA-ECHAM4 und führen die Intensivierung der BDC auf einen verstärkten Wärmetransport aus der Tropo- in die untere und mittlere Stratosphäre zurück. Dieser ist bedingt durch eine Verstärkung der stationären Welle der Wellenzahl eins, hervorgerufen durch eine Zunahme des meridionalen Temperaturgradienten. OLSEN ET AL. [2007] treiben das GCM GEOS-4 mit beobachteten SSTs der Jahre 1949 bis 1998 an, um den Einfluss von durch GHG-Änderungen beeinflussten SSTs auf die BDC in der Vergangenheit zu untersuchen. Durch eine polwärtige Verschiebung der Regionen bevorzugten Wellenbrechens liefert ihre Modellstudie eine Änderung im Massenaustausch zwischen der Tropo- und der Stratosphäre in der NH durch die beobachteten SST-Änderungen um rund 2,7%. SIGMOND ET AL. [2004] zeigen unter Verwendung des gleichen Modellsystems, dass die Intensivierung der BDC zu zwei Dritteln auf eine troposphärische und zu einem Drittel auf eine mittelatmosphärische CO₂-Verdopplung zurückzuführen ist. Zudem zeigt diese Studie, dass beide Einflussfaktoren in großen Teilen der Stratosphäre linear additive Signale in Temperatur und Dynamik hervorrufen. Nichtlinearitäten treten in der mittleren Stratosphäre in den hohen nördlichen Breiten und in den Tropen auf und sind überwiegend auf die starke Variabilität der winterlichen Stratosphäre zurückzuführen (vgl. Abbildung 2.23 für die Temperatur). Mit dem CCM CMAM kommen FOMICHEV ET AL. [2007] zu ähnlichen Ergebnissen. Sie zeigen, dass der in den vorgeschriebenen SSTs enthaltene GHG-Effekt und der mittelatmosphärische Strahlungseinfluss der GHGs in erster Näherung additiv sind und führen kleinere Nichtlinearitäten v. a. auf die fehlende Erfassung der winterlichen Variabilität in zu kurzen Modellsimulationen zurück. Beide Studien schreiben dem troposphärischen bzw. den in den SSTs enthaltenen GHG-Effekt eine größere Bedeutung an den Änderungen der BDC zu, als der mittelatmosphärischen Treibhausgasänderung. Die Erwärmung der Troposphäre, welche eine Verstärkung der subtropischen Strahlströme und eine damit verbundene Zunahme im Wellenantrieb in den niederen Breiten bewirkt, ist FOMICHEV ET AL. [2007] zufolge v. a. auf die Erhöhung der SSTs zurückzuführen. In den Extratropen finden keine Änderungen im Wellenantrieb durch die geänderten SSTs statt.

Die zukünftige Erhöhung des Strahlungseinflusses der GHGs ist entsprechend SIGMOND ET AL. [2004] und FOMICHEV ET AL. [2007] für die Änderungen in der Temperaturstruktur und der Dynamik der mittleren Atmosphäre entscheidend. Mit dem GCM MIROC kommen KAWATANI ET AL. [2012] zu ähnlichen Ergebnissen: Während die zukünftig ansteigenden SSTs zu einer Zunahme von \bar{w}^* in der unteren Stratosphäre führen, nimmt \bar{w}^* durch eine alleinige Verdopplung der atmosphärischen CO₂-Konzentration (ohne Einfluss auf die SSTs) in der unteren Stratosphäre ab und in der oberen zu. Die Änderungen im Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen führen zu einer um ein bis drei Monate verlängerten Phase der QBO, sowie einer Verringerung der QBO-Amplitude in der Zukunft bedingt durch die in den SSTs enthaltenen GHG-Änderungen. KODAMA ET AL. [2007] simulieren im GCM MJ98 im Gegensatz zu den zuvor angeführten Studien eine deutliche Verstärkung des NH Polarwirbels, sowohl durch die direkte Strahlungsantwort einer CO₂-Verdopplung, als auch durch deren Einfluss auf die SSTs. Trotz dieser Verstärkung, zeigt sich eine Beschleunigung der BDC in einem zukünftigen Klima. Der direkte Strahlungsantrieb durch CO₂ führt insbeson-

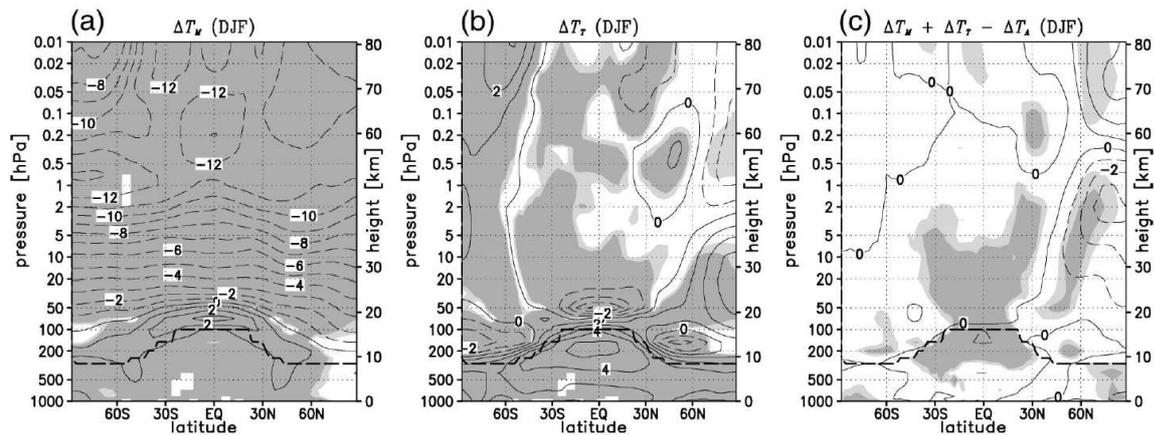


Abbildung 2.23: Zonal-gemittelte Temperaturdifferenzen für das mittelatmosphärische (a) und das troposphärische (b) Änderungssignal sowie den nichtlinearen Anteil (c) aus Simulationen mit MA-ECHAM4 in DJF. Die helle (dunkle) Schattierung zeigt signifikante Änderungen auf dem 95% (99%)-Niveau. Die Tropopause ist dick-gestrichelt, Abbildung 5 aus SIGMOND ET AL. [2004].

dere zu einer Verstärkung des oberen Astes der BDC durch stationäre Wellen in der oberen Stratosphäre der Winterhemisphäre. Demgegenüber bewirkt der in den SSTs enthaltene GHG-Einfluss eine Verstärkung des unteren Astes der BDC in der Sommerhemisphäre.

Zusätzlich zur Separierung des GHG-Effekts in seine Anteile, untersuchen OMAN ET AL. [2009] den Einfluss der ODS anhand von Zeitscheibenexperimenten und transienten Simulationen mit dem GEOS CCM. Änderungen in der Temperaturverteilung und den zonalen Winden, verbunden mit einer verstärkten Windscherung führen zu einer zunehmenden Ausbreitung von Wellen in die Stratosphäre. Für die Vergangenheit ist die Zunahme der ODS und die damit verbundene Abnahme der Ozonkonzentration hauptverantwortlich für den positiven Trend in der BDC. In der Zukunft bewirken die abnehmenden ODS eine Zunahme im mittleren AoA, welcher die ansteigenden GHGs entgegenwirken. Netto ergibt sich eine Beschleunigung der BDC, insbesondere durch den Einfluss der Treibhausgase auf die SSTs, welche allerdings schwächer ausfällt als für die Vergangenheit. Während ODS-Änderungen in der SH einen verstärkten Einfluss haben, sind die Änderungen im mittleren AoA durch GHGs und SSTs für beide Hemisphären annähernd symmetrisch [OMAN ET AL., 2009]. Entsprechend RIND ET AL. [2009] bewirkt eine starke südhemisphärische Ozonzerstörung eine interhemisphärische Kopplung. Mit dem NASA GISS GCM untersuchen sie die Folgen einer kompletten Ozonentfernung in der unteren Stratosphäre der SH, vergleichbar mit einem extrem ausgebildeten Ozonloch in den hohen südlichen Breiten. Durch die Ozonreduktion kühlt sich die polare Stratosphäre der SH stark ab und die vertikale Stabilität verringert sich. Dadurch können mehr Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre propagieren und verstärken die BDC, wodurch wiederum ein verstärktes Absinken in den hohen südlichen Breiten resultiert. In der NH kommt es zu einer zusätzlichen Aufstiegsbewegung und somit zu einem verringerten Absinken in den hohen Breiten, sodass sich die Zirkulation abschwächt. Somit führt eine starke südhemisphärische Ozonreduktion zu einer stärkeren BDC in der SH und einer Abschwächung derselben in der NH. Die Effekte sind im südhemisphärischen Frühling am deutlichsten ausgeprägt, da in dieser Jahreszeit die geringsten Ozonwerte auftreten und die

BDC in der NH gegenüber dem Frühjahr und Sommer verstärkt ist [RIND ET AL., 2009]. Zur Untersuchung des Einflusses von ODS und GHGs auf die BDC dienen MCLANDRESS ET AL. [2010] transiente Simulationen (1960 – 2100) mit CMAM. Während die GHG-Zunahme in allen Jahreszeiten eine Beschleunigung der BDC bewirkt, ist der Einfluss der ODS durch variierende Effekte in verschiedenen Jahreszeiten und einen Vorzeichenwechsel der Änderungen zwischen Vergangenheit und Zukunft gekennzeichnet. In der Vergangenheit führen die ODS in SON zu einer Abnahme und in DJF zu einer Zunahme der BDC, wohingegen sich die Änderungen in der Zukunft umkehren. Dieser Vorzeichenwechsel wird auf einen verzögerten Zusammenbruch des Polarwirbels zurückgeführt und ist verbunden mit einer verspäteten Umstellung auf die Sommerzirkulation in der Zukunft. Der negative Zukunftstrend der BDC in DJF ist auf die durch die O₃-Zunahme bedingte Erwärmung zurückzuführen, welche durch Änderungen im Zonalwind für eine Verringerung des extratropischen Massenflusses in der SH sorgt [MCLANDRESS ET AL., 2010].

Basierend auf dem Vorschreiben von SSTs aus Simulationen gekoppelter Atmosphären-Ozean-Modelle, ist es möglich, neben globalen SST-Änderungen durch ansteigende GHG-Konzentrationen auch regionale Änderungen in den Tropen und den Extratropen zu berücksichtigen. Eine alleinige Erhöhung der SSTs in den Tropen verstärkt die tropische Tiefenkonvektion, wodurch vermehrt quasi-stationäre Wellen angeregt werden [DECKERT und DAMERIS, 2008]. Diese breiten sich in die tropische untere Stratosphäre aus und dissipieren in der Übergangsregion zu den Ostwinden. Dadurch wird die BDC in der Sommerhemisphäre lokal in der tropischen unteren Stratosphäre verstärkt [DECKERT und DAMERIS, 2008]. Auswirkungen auf den unteren Ast der BDC durch geänderte SSTs in den Tropen zeigen auch GARNY ET AL. [2011a], ebenfalls mit dem CCM E39C, erweitert um das Advektionsschema ATTILA (Atmospheric Tracer Transport in a Lagrangian Model) zu E39C-A. In E39C-A sorgen ansteigende tropische SSTs ganzjährig für einen positiven Trend im Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen und erklären den größten Anteil der prognostizierten zukünftigen Beschleunigung der BDC. Diese Intensivierung des unteren Astes der BDC ist bedingt durch die Verstärkung und aufwärtige Verschiebung der subtropischen Strahlströme, wodurch eine vermehrte vertikale Ausbreitung von Wellen in die untere Stratosphäre resultiert [GARNY ET AL., 2011a]. Der Trend im Sommer und Winter ist dabei hauptsächlich auf stationäre, planetare Wellen aus den Tropen zurückzuführen, wohingegen transiente, synoptische Wellen aus den Extratropen im Frühjahr und Herbst den Antrieb der BDC und deren Änderungen ausmachen. Klimatologie und Trends zeigen gleiche Muster in den angeregten Wellen in der jeweiligen Jahreszeit und Region, wobei aufgelöste Wellen den größten Beitrag zum Antrieb der BDC und deren Änderungen liefern. Übereinstimmend mit BIRNER und BÖNISCH [2011] wird durch eine verstärkte Wellenanregung in den Tropen und Subtropen die lokale, tropische Zirkulationszelle verstärkt. Die Anregung dieses unteren Astes erfolgt fast ausschließlich durch tropische SSTs, eine Änderung der extratropischen SSTs hat nahezu keinen Einfluss [GARNY ET AL., 2011a]. Die verstärkten BDC-Signale bei alleiniger tropischer gegenüber globaler SST-Erhöhung sind auf zusätzlich induzierte meridionale Temperaturgradienten zurückzuführen [GARNY ET AL., 2011a]. KODAMA und IWASAKI [2009] zeigen für einen reinen Wasserplaneten einen verringerten Massentransport durch eine alleinige SST-Erhöhung um 3 K in den Extratropen. Die Temperaturerhöhung in der extratropischen unteren Troposphäre führt zu einer Abschwächung der meridionalen Temperaturgradienten, wodurch die Wellenaktivität in der Troposphäre verringert ist. Im Rahmen der Untersuchung der Reaktion von Zyklonenzugbahnen auf SST-Änderungen in verschiedenen Breitenbereichen finden GRAFF und LACASCE [2012] eine polwärtige (äquatorwärtige) Verschiebung der subtropischen Strahlströme bei alleiniger SST-Erhöhung in den mittleren Breiten (Tropen).

Konsistent dazu bewirkt nach LI ET AL. [2010] eine äquatorwärtige Verschiebung der TLs eine Zunahme der Wellenaktivität in der äquatorialen Stratosphäre und damit eine Verstärkung der BDC.

Welche Auswirkungen hat eine starke Abnahme des arktischen Meereises auf die BDC?

Das arktische Meereis spielt eine entscheidende Rolle in unserem Klimasystem. Bei einer Abnahme, bis hin zum vollständigen Verschwinden im Sommer, werden globale Folgen erwartet. Der Einfluss der Abnahme des Arktischen Meereises auf das Klima in der Tropo- und Stratosphäre ist ein wichtiger Ansatzpunkt zahlreicher Studien unter Verwendung von Beobachtungsdaten [FRANCIS ET AL., 2009; JAISER ET AL., 2012; ORSOLINI ET AL., 2012] und im Rahmen zukünftiger Klimaänderungen mit Modellen [SINGARAYER ET AL., 2006; SEIERSTAD und BADER, 2009; SCINOCCA ET AL., 2009; SEDLÁČEK ET AL., 2012; CAI ET AL., 2012]. Anhand von Satellitendaten stellen FRANCIS ET AL. [2009] nach Sommern mit geringer arktischer Meereis-Bedeckung in der Troposphäre signifikant höhere Herbst- und Wintertemperaturen fest, bedingt durch die Zunahme von Wärme- und Feuchteflüssen. Eine wärmere und feuchtere Atmosphäre führt zu einer vermehrten Wolkenbedeckung und damit zu einer verstärkten langwelligen Strahlungsemission, die eine weitere Erwärmung bedingt. Mithilfe einer Komposite-Analyse aus Jahren mit kleiner gegenüber großer Arktischer Meereisfläche, wird ein verstärkt negativer Index der Nordatlantischen Oszillation (NAO) festgestellt, woraus weniger Winterstürme resultieren. Der NAO-Index ist über den normierten Druckunterschied zwischen Islandtief und Azorenhoch definiert. In einer früheren Studie machen ALEXANDER ET AL. [2004] für den Vergleich von CCM3-Modellsimulationen angetrieben mit Winter-Meereiskonzentrationen (SICs, engl. sea ice concentrations) für Jahre mit maximaler und minimaler Eisbedeckung aus Beobachtungen (Zeitraum von 1979 bis 1999), neben lokalen Effekten in der Nähe der Eisflächen, großskalige Änderungen der NAO aus. In Wintermonaten mit minimaler Eisbedeckung simulieren sie einen negativeren Index. Eine albedo-induzierte SIC-Verringerung bewirkt globale Änderungen in der Ozeanzirkulation, demgegenüber sind atmosphärische Signale eher regional begrenzt und klingen nach drei bis fünf Jahren ab [SEDLÁČEK ET AL., 2012].

Zahlreiche Modellstudien zeigen, dass der Effekt einer kompletten Meereisentfernung in der Arktis den einer alleinigen Erhöhung der SSTs deutlich übersteigt [SINGARAYER ET AL., 2006; SEIERSTAD und BADER, 2009]. Hierbei ist der Albedo-Effekt des verringerten Meereises ausschlaggebend: Ein dunkler Ozean nimmt mehr Wärme auf und erwärmt die bodennahen Luftschichten stärker, als eine helle Eisfläche. SINGARAYER ET AL. [2006] zeigen durch den Vergleich von zwei transienten Simulationen mit abnehmender SIC, bei denen einmal die Erwärmung des Ozeans durch das abnehmende Meereis berücksichtigt wird und einmal unberücksichtigt bleibt, dass der Albedo-Effekt mit rund 87%, der Effekt erhöhter SSTs dagegen nur mit rund 13% an der Erhöhung der bodennahen Temperatur in der Arktis beteiligt ist. Regionale Temperaturänderungen erreichen bis zu 22°C. Insgesamt zeigt die Studie einen vergleichsweise geringen Temperatureffekt bezogen auf die gesamte NH, wohingegen ein entscheidender Einfluss auf den hydrologischen Kreislauf mit großräumigen Änderungen in der atmosphärischen Zirkulation belegt wird. Eine Abnahme des Luftdrucks auf Meeresebene infolge der Erwärmung über der Arktis hat eine leichte Verschiebung des NAO-Index hin zu positiveren Werten zur Folge, wodurch in Europa mehr Stürme und damit leicht erhöhte Niederschlagsmengen auftreten [SINGARAYER ET AL., 2006]. Eine positivere NAO-Phase finden auch ORSOLINI ET AL. [2012]. Für eine rückblickende Analyse der Herbst- und Wintermonate des Jahres 2007 mit Rekordeisverlust in der Arktis verwenden sie das operationelle ECMWF-

Vorhersagemodell. Durch die starke Eisanomalie erwärmt sich die arktische Troposphäre, wodurch Aläuten- und Islandtief sich verstärken und der subtropische Strahlstrom sich intensiviert und äquatorwärts verschiebt. Die zugehörigen Geopotentialänderungen reichen bis in die untere Stratosphäre.

Diese Ergebnisse stehen im Gegensatz zur Studie von SEIERSTAD und BADER [2009]. Mithilfe von Simulationen mit dem GCM ECHAM5 mit vorgeschriebenen SSTs für die Vergangenheit (1981 – 1999, RAYNER ET AL. [2003]) und die Zukunft (2081 – 2099, aus dem A1B-Szenarienlauf [IPCC, 2007] mit ECHAM5/MPIOM) werden hier signifikante Änderungen in der Sturmhäufigkeit gezeigt. Für zukünftig verringerte SICs werden weniger Winterstürme und eine negativere Phase der NAO (hier definiert im 500 hPa-Niveau) mit maximalen Signalen im März ausgemacht.

Trotz minimaler zukünftiger Eisbedeckung im Monat September werden die größten troposphärischen Auswirkungen in der Arktis im Herbst und v. a. im Winter simuliert [SINGARAYER ET AL., 2006; FRANCIS ET AL., 2009; CAI ET AL., 2012]. Aufgrund des verringerten Temperaturgradienten zwischen Ozean und Atmosphäre sind die Boden-Wärmeflüsse im Sommer sehr viel geringer als im Winter, sodass der Einfluss auf das Klima in den Sommermonaten gering ausfällt [SINGARAYER ET AL., 2006]. Zudem werden bei Verwendung reiner Atmosphärenmodelle mit vorgeschriebenen SSTs und SICs durch den oben beschriebenen Albedo-Effekt nur Wärmeflüsse vom Ozean in die Atmosphäre berücksichtigt. Der Ozean kann nicht auf die geänderten atmosphärischen Bedingungen reagieren, was die Auswirkungen insbesondere in den Sommermonaten zusätzlich verringert.

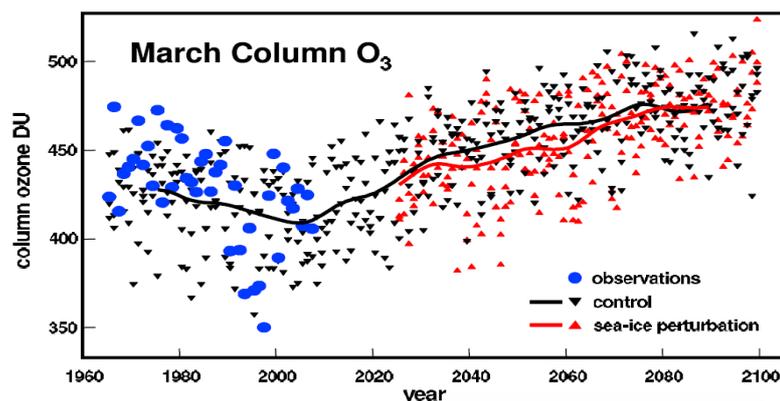


Abbildung 2.24: Zeitreihe der Totalozonsäule aus CMAM gemittelt über $60^{\circ}\text{N} - 90^{\circ}\text{N}$ für den Monat März, Kontrollensemble (schwarz) und Ensemble mit albedo-induzierter SIC-Störung ab 2025 (rot), sowie Beobachtungsdaten (blau). Dreiecke zeigen jeweilige Einzelwerte, durchgezogene Linie ein gleitendes 10-Jahres-Mittel, Abbildung 2 (oben) aus SCINocca ET AL. [2009].

Den Einfluss einer Albedo-induzierten Störung des Arktischen Meereises auf die Stratosphäre zeigen SCINocca ET AL. [2009] mithilfe des gekoppelten Atmosphären-Ozean-Modellsystems CMAM mit NCOM1.3. Im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen reinen Atmosphärenmodellen mit vorgeschriebenen SSTs ist hier die Rückkopplung der Atmosphäre auf den Ozean berücksichtigt. Die Studie zeigt einen verstärkten Ozonabbau im Frühjahr mit Maximalwerten von 10 DU (engl. Dobson unit) für ein gestörtes Ensemble mit gegenüber dem Kontrolllauf verringerter arktischer Eisbedeckung (rot gegenüber schwarz in Abbildung 2.24).

Die Ursachen für diesen zusätzlichen Ozonverlust sind dynamischer Natur: Eine verringerte Wellenanregung im Winter führt zu einem stabileren und kälteren Polarwirbel und damit zu einem verringerten Ozontransport aus den Tropen in die hohen Breiten [SCINOCCA ET AL., 2009]. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen CAI ET AL. [2012] mit dem CCM E39C-A für eine Zeitscheibensimulation mit kompletter Meereisentfernung in der Arktis im Sommer. Statistisch signifikante Signale in der Stratosphäre treten hier nur im Frühwinter auf, möglicherweise bedingt durch die starke zwischenjährliche Variabilität, welche die stratosphärischen Signale in den anderen Monaten überdeckt [CAI ET AL., 2012]. Die Studie liefert Ergebnisse zu den alleinigen Auswirkungen einer SIC-Störung ohne Wechselwirkungen mit anderen Einflussgrößen und ist, durch die Festlegung der Simulationen im Rahmen von SHARP, direkt mit der in dieser Arbeit gezeigten Simulation SENSIC (Tabelle 3.5) vergleichbar. Die Ergebnisse mit EMAC werden im Abschnitt 5.3.6 gezeigt.

Welchen Anteil haben Schwerewellen an den zukünftigen Änderungen der BDC?

In Atmosphärenmodellen müssen entsprechend der verwendeten Gitterauflösung, kleinskalige Prozesse parametrisiert werden. Somit liefern auch parametrisierte Wellen einen wichtigen Beitrag an der BDC. Während Schwerewellen in der Mesosphäre den Hauptantrieb der Zirkulation ausmachen, schreibt ALEXANDER ET AL. [2010] in der Stratosphäre planetaren Wellen in den Extratropen und äquatorialen Wellen in den Tropen den entscheidenden Anteil an der Zirkulation zu. Schwerewellen liefern in bestimmten stratosphärischen Regionen wichtige zusätzliche Beiträge. So ermöglichen NGWs in der Sommerhemisphäre den Übergang zu den sommerlichen Ostwinden. OKAMOTO ET AL. [2011] weist OGWs als wichtigen zusätzlichen Antrieb der BDC nach, der insbesondere an der Ausprägung des BDC-Astes von der Winter- in die Sommerhemisphäre beteiligt ist. Aufgrund des größeren Topographieantriebs auf der NH haben OGWs in der NH eine größere Bedeutung für die BDC und ihre zukünftigen Änderungen [LI ET AL., 2008; MCLANDRESS und SHEPHERD, 2009]. Für 10 CCMs zeigen BUTCHART ET AL. [2006] einen durchschnittlichen Anteil aufgelöster Wellen am gesamten BDC-Antrieb von 60%, die restlichen 40% sind durch parametrisierte Wellen verursacht. Der Anteil zu parametrisierender Wellen nimmt mit zunehmender Modellauflösung ab [BUTCHART ET AL., 2006]. In CMAM beträgt der OGW-Anteil an F_1^{trop} bei einer Auflösung von T63L71 (bis 100 km Höhe) in der unteren Stratosphäre rund 25% (Abbildung 2.25, links).

Anhand von verschiedenen CCMs aus der Modellvergleichsinitiative CCMVal [CCMVAL, 2010] zeigen BUTCHART ET AL. [2010] eine starke Variation im Anteil parametrisierter Schwerewellen. Entsprechend BUNZEL und SCHMIDT [2013] treten bereits bei Verwendung eines Modells (ECHAM6) in verschiedenen Konfigurationen starke Unterschiede im Anteil der parametrisierten Wellen an der Ausprägung der BDC und ihrer zukünftigen Entwicklung auf. In einer Modellkonfiguration mit Untergrenze in 10 hPa gegenüber einem hochreichenden Modellsystem, welches die gesamte Stratosphäre auflöst, ist die BDC um 30% schwächer ausgeprägt. Den zusätzlichen Beitrag im hochreichenden Modellsystem liefern parametrisierte Schwerewellen, wobei eine zunehmende vertikale Auflösung die parametrisierten Wellenanteile verringert. Somit ist die Variation im Anteil parametrisierter Prozesse zwischen den verschiedenen Modellen in BUTCHART ET AL. [2010] z. T. auf unterschiedliche Konfigurationen bzgl. horizontaler und vertikaler Auflösung sowie Modellobergrenze zurückzuführen [BUNZEL und SCHMIDT, 2013]. Insgesamt tragen OGWs mit 40 – 60% zum zukünftigen BDC-Trend in der unteren Stratosphäre bei [MCLANDRESS und SHEPHERD, 2009; BUTCHART ET AL., 2006, 2010; BUNZEL und SCHMIDT, 2013]. NGWs nehmen in höheren Schichten an

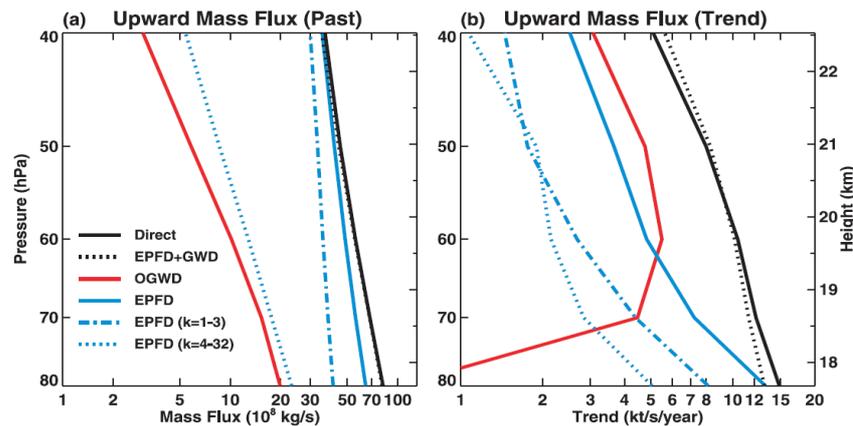


Abbildung 2.25: Höhenprofile von F_1^{trop} für das Mittel der Jahre 1960 bis 1979 (links) und den linearen Trend von 1960 bis 2099 im Jahresmittel aus CMAM, Abbildung 20 aus MCLANDRESS und SHEPHERD [2009].

Bedeutung zu. Auch wenn F_1^{trop} in 70 hPa häufig als Indikator für die Stärke der BDC verwendet wird, ist der Trend nicht immer genau in diesem Niveau maximal. Hierzu zeigt die Abbildung 2.25 (rechts) den Trend im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss zwischen 80 und 40 hPa für CMAM. Der maximale OGW-Trend von rund 50% tritt in 60 hPa auf.

Entsprechend GARCIA und RANDEL [2008] wirken sich Änderungen in den Zonalwinden neben den aufgelösten auch auf die Ausbreitung von parametrisierten Wellen aus und führen somit in der mittleren und oberen Stratosphäre zu einem in der Zukunft verstärkten Einfluss von Schwerewellen auf die BDC. Die Zunahme von GHGs führt zu einer Erwärmung der Troposphäre und zu einer Abkühlung der Stratosphäre, wodurch sich die subtropischen Strahlströme verstärken und nach oben verschieben. OGWs, welche bevorzugt in der Schwachwindregion oberhalb der subtropischen Strahlströme dissipieren, nehmen somit an Bedeutung für den Antrieb der zukünftigen BDC zu [ALEXANDER ET AL., 2010; OKAMOTO ET AL., 2011]. Auch SIGMOND und SCINOCCA [2009] zeigen einen indirekten Einfluss veränderter Ausbreitungsbedingungen aufgelöster Wellen auf parametrisierte Wellen. Änderungen in der Parametrisierung von OGWs haben keinen direkten Einfluss auf den Zonalwind im Winter der NH, liefern indirekt dennoch einen abweichenden Beitrag an der zukünftigen BDC durch veränderte Ausbreitungsbedingungen [SIGMOND und SCINOCCA, 2009]. Das steht im Widerspruch zu ALEXANDER ET AL. [2010], wonach Änderungen in der Ausbreitung von Schwerewellen auch zu Änderungen in den Zonalwinden führen und sich somit indirekt auf die Ausbreitung planetarer Wellen auswirken.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Modellstudien zeigen relativ einheitlich eine Beschleunigung der BDC in einem zukünftigen Klima mit ansteigenden GHGs und abnehmenden ODS. Trotz dieses Konsens über die Änderung, herrscht wenig Einigkeit bezüglich der Ursachen. Hier setzt diese Arbeit an. Mithilfe von Zeitscheibenexperimenten zur gezielten Untersuchung der entscheidenden externen Einflussfaktoren werden die Änderungen der BDC (Kapitel 5) und deren Ursachen im Antrieb aufgelöster und parametrisierter Wellen (Kapitel 6) für die Vergangenheit und die Zukunft untersucht. Damit liefert diese Arbeit einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der BDC und ihrer Änderungen.

Kapitel 3

Modellbeschreibung und Simulationen

Das nachfolgende Kapitel stellt das Klima-Chemie-Modell ECHAM/MESSy Atmospheric Chemistry (EMAC) vor, welches die Datengrundlage dieser Arbeit bildet. Zudem werden die wesentlichen Merkmale und Randbedingungen der angefertigten und ausgewerteten Simulationen sowie die Methoden zur Auswertung der Modelldaten vorgestellt.

3.1 Das Klima-Chemie-Modell EMAC

EMAC ist ein numerisches Klima-Chemie-Simulationssystem. Das Einbeziehen verschiedener, untergeordneter Module, sogenannter ‘Submodels’, ermöglicht die Beschreibung troposphärischer und mittelatmosphärischer Prozesse und ihre Interaktion mit Ozean, Land und menschengemachten Einflüssen [JÖCKEL ET AL., 2006].

3.1.1 Das Basismodell ECHAM5

Als atmosphärisches Kern- oder Basismodell dient das GCM European Centre Hamburg general circulation model in seiner fünften Generation (ECHAM5) [ROECKNER ET AL., 2003]. Die Grundlage von ECHAM5 bildet die numerische Lösung der primitiven Gleichungen für die feuchte Atmosphäre. Da eine analytische Lösung der Gleichungen (2.26) – (2.30) in geschlossener Form nicht möglich ist, kommt eine Diskretisierung in Raum und Zeit als approximierete Lösungsmethode zum Einsatz [ROECKNER, 2003].

Räumlich gesehen handelt es sich bei ECHAM5 um ein Spektralmodell, d. h. die prognostischen Variablen werden in Kugelflächenfunktionen, angepasst an die Geometrie der Erde, entwickelt. Die horizontale Auflösung ergibt sich aus der maximalen Anzahl aufgelöster Wellenzahlen im Spektralraum. ECHAM5 wird in unterschiedlichen horizontalen Auflösungen betrieben, von der recht groben Auflösung T21 ($5,6^\circ$ geographische Breite \times $5,6^\circ$ geographische Länge bzw. $\Delta x_{(\phi=60^\circ)} \sim 600$ km, ROECKNER [2003]) für Klimasimulationen über Hunderte von Jahren, bis hin zur feinen Auflösung T159 ($0,75^\circ$ geographische Breite \times $0,75^\circ$ geographische Länge bzw. $\Delta x_{(\phi=60^\circ)} \sim 80$ km) für die Wettervorhersage der nächsten Tage.

Die Lösung der primitiven Gleichungen erfolgt für die prognostischen Variablen Temperatur, Vorticity, Divergenz und den Logarithmus des Bodendrucks im Spektralraum sowie die spezifische Feuchte im Gitterpunktraum. Die Berechnung im Spektralraum ist an die Kugelgestalt der Erde angepasst und im linearen Fall nicht komplizierter als eine Integration auf dem kartesischen Gitter. Bei Hinzutreten nichtlinearer Terme und Korrelationsprodukte sind numerische Berechnungen im Spektralraum sehr rechenzeitintensiv. Entsprechend BOURKE [1972] steigt für reine Spektralmodelle die Rechenzeit mit zunehmender Gitterauflösung

stark an, wohingegen Modelle, die Transformationen zwischen Gitterpunkts- und Spektralraum durchführen, einen moderateren Rechenzeitanstieg aufweisen (vgl. Abbildung 1 in BOURKE [1972]). Moderne Klima-Modelle führen daher bei jedem Zeitschritt eine Transformation vom Spektral- in den Gitterpunktsraum und zurück aus, sodass nicht-lineare Prozesse auf dem kartesischen Gitter berechnet werden. Der Transport von atmosphärischen Spurenstoffen, sogenannten Tracern, wird durch ein erweitertes semi-Lagrange'sches Advektionsschema realisiert [LIN und ROOD, 1996]. Dieses berücksichtigt die Massenerhaltung bzgl. des jeweiligen Tracers und der Kontinuitätsgleichung der zugrunde liegenden Hintergrundströmung. Bestehende Tracerbeziehungen bleiben erhalten.

Die Zeitintegration basiert auf einem semi-impliziten Integrationsverfahren nach ROBERT [1982]. Semi-implizit bedeutet, dass für den Wert der Variable zum Zeitschritt t ein Mittel der Werte am vorangegangenen $t - 1$ und am nächsten Zeitschritt $t + 1$ zugrunde gelegt wird. Die Kombination eines semi-impliziten Zeitintegrationsschemas in Verbindung mit einem Lagrange'schen Transportschema erlaubt, verglichen mit herkömmlichen expliziten Zeitschrittverfahren, bei denen die Berechnung für jeden Zeitschritt aus dem vorangegangenen erfolgt, die Verwendung wesentlich größerer Zeitschritte, zur Gewährleistung einer numerisch stabilen Lösung [ROBERT, 1982]. Mit dieser Abmilderung des CFL-Kriteriums [LIN und ROOD, 1996] ist es in ECHAM5 möglich, einen Zeitschritt von 15 Minuten bei einer Gitterauflösung von T42 ($2,8^\circ$ geographische Breite \times $2,8^\circ$ geographische Länge bzw. $\Delta x_{(\phi=60^\circ)} \sim 300$ km, ROECKNER [2003]) zu verwenden. Ein solcher kommt für die hier gezeigten Modellsimulationen zum Einsatz.

Das für die Klimamodellierung grundlegende Courant-Friedrichs-Levy (CFL) Kriterium verbindet die Diskretisierungen in Raum und Zeit:

$$\frac{\Delta u \cdot \Delta t}{\Delta x} \leq 1. \quad (3.1)$$

Dieses besagt, dass mit feinerer Modellauflösung (Δx) immer kleinere Zeitschritte (Δt) notwendig sind, um eine stabile Lösung (Δu) zu gewährleisten. Das führt zu einem rapiden Anstieg der Rechenzeit mit zunehmender Gitterauflösung [COURANT ET AL., 1928].

Vertikal erfolgt die Berechnung unter Verwendung von Hybrid-Koordinaten η , die in den unteren Modellschichten der Bodentopographie folgen (Sigma-Koordinaten, $\Sigma = \frac{p}{p_0}$) und in der unteren Stratosphäre in isobare Flächen übergehen [ROECKNER ET AL., 2004]. In seiner ursprünglichen Version reicht ECHAM5 bis 10 hPa (~ 30 km Höhe). Zusätzlich existiert die Mittelatmosphärenversion (MAECHAM) bis in eine Druckhöhe von 0,01 hPa (~ 80 km).

Aufgrund der Diskretisierung der Modellgleichungen, werden nicht alle ablaufenden Prozesse in ECHAM5 explizit erfasst [ROECKNER, 2003]. Der hydrologische Zyklus, verbunden mit Konvektionsprozessen und Wolken [TIEDTKE, 1989] sowie kleinskalige Prozesse in der atmosphärischen Grenzschicht müssen parametrisiert werden. Für die Stratosphäre sind v. a. die Parametrisierungen von Strahlung und Schwerewellen relevant [ROECKNER, 2003].

Die Strahlungsparametrisierung

Zur Bestimmung der planetaren Energiebilanz werden am Modelloberrand Nettoflüsse solarer Strahlung vorgeschrieben. An der Erdoberfläche wird die terrestrische Strahlung berücksichtigt. Der Strahlungstransfer in der Atmosphäre wird durch die Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung realisiert. Die in der Atmosphäre ablaufenden Strahlungsprozesse finden an Gasen und Aerosolen und somit auf der Mikroskala statt und müssen durch Vorgabe von Absorptionskoeffizienten parametrisiert werden. Molekulare Absorptionsspektren

sind durch eine Vielzahl diskreter spektraler Linien gekennzeichnet, welche im GCM aus Effizienzgründen nicht separat berücksichtigt werden können. Zu diesem Zweck werden in Atmosphärenmodellen mehrere Absorptionslinien zu spektralen Bändern zusammengefasst [ROECKNER, 2003]. Da die beiden Strahlungsquellen Sonne und Erde sehr unterschiedlich sind (vgl. Abschnitt 2.2.2), werden beide im Modell separat behandelt.

Der **kurzwellige Spektralbereich** wird in ECHAM5 entsprechend FOUQUART und BONNEL [1980] parametrisiert. Dabei sind die Rayleigh-Streuung, die Absorption durch H₂O, O₃ und die gut durchmischten Gase CO₂, N₂O, CO, CH₄ und O₂, sowie Absorptions- und Streuprozesse an Aerosolen und Wolkentropfen enthalten. Der kurzwellige Spektralbereich umfasst vier spektrale Banden. Der ultraviolette und der sichtbare werden durch eine und der nah-infrarote Spektralbereich durch drei Banden abgedeckt (Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1: *Spektrale Banden der kurzwelligen Strahlungsparametrisierung in ECHAM5 unter Angabe von Wellenlängen- und Spektralbereichen, sowie Anteil an der totalen solaren Einstrahlung (I_0), nach Tabelle 11.1 in ROECKNER ET AL. [2003].*

Band	Δ [μ m]	Spektralbereich	Anteil I_0 %
1	0,25 – 0,69	UV + VIS	45,9760
2	0,69 – 1,19	NIR	32,6158
3	1,19 – 2,38	NIR	18,0608
4	2,38 – 4,00	NIR	3,3474

Für den **langwelligen Spektralbereich** ist in ECHAM5 das sogenannte 'Rapid Radiative Transfer Model' (RRTM) nach MLAWER ET AL. [1997] implementiert. Unterteilt in 16 spektrale Banden werden Flüsse im Spektralbereich zwischen 10 cm⁻¹ und 3000 cm⁻¹ berechnet. Berücksichtigt wird die Absorption durch H₂O, CO₂, O₃, CH₄, N₂O, CFC-11, CFC-12 und Aerosole [ROECKNER ET AL., 2004].

Trotz der Verwendung breiter Banden statt einzelner Spektrallinien ist die Strahlungsübertragungsrechnung noch so rechenzeitaufwändig, dass sie nicht in jedem Modellschritt erfolgt. In der in dieser Arbeit verwendeten Modellkonfiguration (vgl. Abschnitt 3.2) erfolgt der Strahlungsaufwurf in jedem dritten Zeitschritt.

Die Parametrisierung von Schwerewellen

Im Rahmen der Einführung der theoretischen Grundlagen wurden atmosphärische Wellen als Antrieb der BDC vorgestellt. Bei einer horizontalen Auflösung von T42, wie sie hier zur Anwendung kommt, können kleinskalige Wellen nicht aufgelöst werden. Insbesondere Schwerewellen sind von grundlegender Bedeutung für die Temperaturstruktur der Strato- und der Mesosphäre (vgl. Abbildung 2.7) und müssen somit in ECHAM5 berücksichtigt werden. Dies erfolgt über Parametrisierungen, welche zwei Prozesse unterscheiden: Die Anregung von Wellen beim Um- und Überströmen von Gebirgen und die Anregung von Schwerewellen durch andere kleinskalige Prozesse.

Orographische Schwerewellen werden auf Basis der Arbeit von LOTT und MILLER [1997] parametrisiert. Hierbei wird unterschieden in Schwerewellen, welche beim Überströmen von orographischen Hindernissen angeregt werden und Strömungen in den unteren Atmosphärenschichten, welche durch orographische Blockierungen entstehen. Oberhalb der

Quelle der Wellenanregung bleibt die Wellenenergie konstant, bis eine kritische Schicht erreicht wird, in welcher die Wellen instabil werden und dissipieren. Durch die Abgabe des Wellenimpulses erfolgt ein Energieübertrag an den Grundstrom, sodass dieser abgeschwächt wird. Mit dem vertikalen Impulsfluss durch die Schwerewellen τ_{gw} ergibt sich für die Windänderung aufgrund von Schwerewellen in Hybridkoordinaten [SAUSEN ET AL., 1993]:

$$\left(\frac{d\vec{v}}{dt}\right)_{gw} = -g \frac{\partial \tau_{gw}}{\partial \eta}. \quad (3.2)$$

Der kritische Wert für die Wellendissipation wird erreicht, wenn die Richardson-Zahl, ein Maß für die Turbulenzen in der Atmosphäre und definiert als Verhältnis von potentieller zu kinetischer Energie, den Grenzwert von 0,25 unterschreitet [ROECKNER ET AL., 2003].

Nicht-orographische Schwerewellen umfassen Phänomene, die für eine Wellenanregung sorgen, aber nicht in Verbindung mit der Orographie stehen. Hierzu zählen beispielsweise Windscherung, Fronten und Konvektion. Die Parametrisierung erfolgt nur für die Mittelatmosphärenversion MAECHAM und basiert auf den Arbeiten von HINES [1997a,b] unter der Annahme eines breiten, kontinuierlichen Wellenspektrums. Ausgehend von einem mittleren horizontalen Grundstrom mit nur geringen vertikalen Änderungen bleiben die horizontalen Wellenzahlen beim Aufwärts-Propagieren der Wellen unverändert. Bei der Anregung der Wellen in einer geringen Höhe sind die Amplituden zunächst so klein, dass nicht-lineare Effekte vernachlässigt werden können. Beim Aufwärts-Propagieren werden die Amplituden infolge der abnehmenden Luftdichte größer und es kommt innerhalb des Wellenspektrums zu nicht-linearen Wechselwirkungen von Wellen mit verschiedenen vertikalen Wellenzahlen. Die Doppler-Verschiebung hin zu immer größeren vertikalen Wellenzahlen basiert auf der Berechnung einer sogenannten ‘cut-off’ Wellenzahl, der maximalen vertikalen Wellenzahl, welche noch aufwärts propagieren kann. Diese wird in immer höhere Schichten ‘hindurchge- reicht’, bis ein Grenzwert erreicht ist. In der entsprechenden Schicht wird der Wellenimpuls an den Grundstrom abgegeben. In ECHAM5 erfolgt die Berechnung der ‘cut-off’ Wellenzahl für jede Schicht oberhalb der Wellenanregung [ROECKNER ET AL., 2003].

3.1.2 Das Modellsystem EMAC

Nach ausführlicher Beschreibung des Kernmodells ECHAM5 folgen nun einige Erläuterungen zur MESSy-Architektur und dem CCM EMAC. Bei den oben eingeführten ‘Submodels’ handelt es sich um abgegrenzte Module, welche jeweils die Implementierung eines Teilprozesses umfassen. Um das einfache Zu- und Abschalten von Teilprozessen zu ermöglichen, wird das Kopplungsmodul MESSy (engl. Modular Earth Submodel System) eingesetzt. Eine vereinfachte Darstellung der MESSy-Architektur zeigt die Abbildung 3.1. Für weitere Informationen zur MESSy-Kopplung siehe u. a. JÖCKEL ET AL. [2005] und MESSY [2013]. Durch die Verbindung von ECHAM5 mithilfe des MESSy-Kopplers mit dem Modul MECCA (engl. Module Efficiently Calculating the Chemistry of the Atmosphere) [SANDER ET AL., 2005] wird das GCM ECHAM5 zu einem vollständig gekoppelten Klima-Chemie-Modell, was für unsere Untersuchungen von grundlegender Bedeutung ist. MECCA ist ein reines Chemie-Modul und enthält die wesentlichen atmosphärischen Reaktionsmechanismen basierend auf den grundlegenden Reaktionen von O_3 , CH_4 , HO_x , NO_x , NMHCs (engl. non-methane hydrocarbons, nicht-Methanhaltige Kohlenwasserstoffe), Halogenen (Cl, Br, I) und Schwefelreaktionen in Form von Gas- und Flüssigphasenchemie sowie heterogenen Reaktionen. Mithilfe von MECCA ist es möglich, einzelne Reaktionsmechanismen gezielt auszuwählen oder abzuschalten [SANDER ET AL., 2005]. Für die Nutzung von MECCA ist der Kinetische Pre-Prozessor KPP

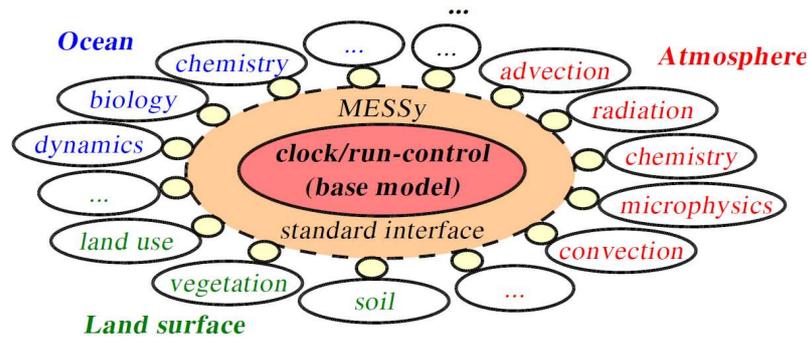


Abbildung 3.1: MESSy-Architektur zur Anbindung verschiedener untergeordneter Module an das Kernmodul, Abbildung 2 aus JÖCKEL ET AL. [2005].

(engl. Kinetic Preprocessor) notwendig [SANDU und SANDER, 2006]. KPP gewährleistet die Umwandlung der ausgewählten chemischen Mechanismen in den modellbasierten Fortran95-Code. Dabei unterscheidet KPP zwischen reaktiven und konstanten Spezies, wobei letztere in die chemischen Reaktionen eingehen, ihre Konzentration aber erhalten bleibt. Bei der Integration kann zwischen verschiedenen numerischen Verfahren zur Zeitschrittkontrolle gewählt werden [SANDU und SANDER, 2006]. Bei den hier vorgestellten Simulationen kommt der dreistufige Rosenbrock-Integrator (Ros-3) zur Anwendung, welcher eine Verallgemeinerung linear-impliziter Lösungsmethoden darstellt und durch die direkte Verwendung der Jacobi-Determinante in der Integrationsformel keine vorherige Iteration mehr benötigt und damit einen höheren Grad an Kontinuität gewährleistet. Zusätzlich ist eine sogenannte Zeitschritt-Kontrolle integriert, d. h. für kleinere Gradienten werden größere Zeitschritte zugelassen, für größere Gradienten sind dagegen kleinere Zeitschritte nötig [SANDU ET AL., 1997].

3.2 Die Modellkonfiguration von EMAC an der Freien Universität Berlin

An der Freien Universität Berlin (FUB) wurde EMAC bzgl. seiner Strahlungsparametrisierung im kurzwelligen Spektralbereich erweitert und das Zusatzmodul RAD4ALL-FUBRAD definiert. Hierbei wird das ursprüngliche 4-Band-Strahlungsschema des ECHAM5-Modells [ROECKNER ET AL., 2003] im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich zwischen 121,56 und 683 nm durch 49 spektrale Banden ersetzt [NISSEN ET AL., 2007]. Dadurch wird im Höhenbereich von 70 bis 0,01 hPa die Strahlungsabsorption durch Ozon und Sauerstoff verbessert repräsentiert. Im direkten Vergleich mit einem spektral sehr hochaufgelösten, sogenannten 'line-by-line'-Modell ergeben sich sehr gute Übereinstimmungen in den kurzwelligen Erwärmungsraten [NISSEN ET AL., 2007]. Insbesondere für Studien zum Einfluss der solaren Variabilität auf stratosphärische Erwärmungsraten und Temperaturen liefert die gegenüber dem ursprünglichen 4-Band-Strahlungsschema erhöhte spektrale Auflösung deutlich verbesserte Resultate [NISSEN ET AL., 2007; FORSTER ET AL., 2011]. Die Verwendung des Moduls RAD4ALL-FUBRAD zusammen mit der horizontalen Auflösung T42 und 39 Schichten in der Vertikalen bis in eine Druckhöhe von 0,01 hPa machen die Modellkonfiguration von EMAC an der FUB aus.

3.2.1 Das Modellsetup für SHARP

Im Rahmen von SHARP wurden einige Modellmodifikationen durchgeführt, welche in den im Abschnitt 3.3.2 vorgestellten Zeitscheibenexperimenten zur Anwendung kommen. Hierzu zählt zunächst die Verwendung des MESSy-Moduls O3ORIG. O3ORIG dient der Unterscheidung von großskaligen Ozon-Transportprozessen T^{O_3} und chemischen Prozessen, welche die O_3 -Konzentration beeinflussen (Produktion P^{O_3} und Zerstörung D^{O_3}). Für die Tendenz der in Region i produzierten Ozonkonzentration $\partial O_3^i / \partial t$ am Ort j in der Stratosphäre gilt [GREWE, 2006; GARNY ET AL., 2011b]:

$$\frac{\partial O_3^i}{\partial t} = P^{O_3} \delta_{ij} - D^{O_3} O_3^i + T_i^{O_3}. \quad (3.3)$$

Für jede der Ozonproduktionsregionen i wird ein zusätzlicher Ozon-Tracer O_3^i definiert, welcher angibt, ob ein Ozonmolekül in der entsprechenden Region gebildet wurde. Die Summe aller Ozon-Tracer der einzelnen Regionen ergibt dabei wieder die Gesamt-Ozonkonzentration. Die Ozonzerstörung wird dagegen nicht nach Regionen unterteilt. Nach Vorarbeiten von Volker Grewe und Hella Garny (jeweils neun Regionen für E39C und MAECHAM4/CHEM, siehe GREWE [2006]) erfolgte die Erweiterung des Moduls auf 19 Regionen und der Einbau in die EMAC-Version 1.7 von mir in Zusammenarbeit mit Stefanie Meul und Andreas Kerschbaumer. Die Abbildung 3.2 zeigt die 19 Ozonproduktionsregionen. Neben der vertikalen Abgrenzung troposphärischer, stratosphärischer (untere und mittlere Stratosphäre) und mesosphärischer Ursprungsregionen sind Transportbarrieren durch die subtropischen Strahlströme und den Polarwirbel berücksichtigt. Im Gegensatz zu GREWE [2006] und GARNY ET AL. [2011b] wurden an der FUB nicht nur bestehende Regionen unterteilt und neue hinzudefiniert, sondern auch die feste Troposphären-Stratosphären-Begrenzung durch eine zeitlich variable Tropopause ersetzt, welche direkt aus der jeweiligen Modellsimulation abgeleitet wird. Die Berechnung der Ozontendenzen steht in enger Verbindung mit dem MESSy-Modul

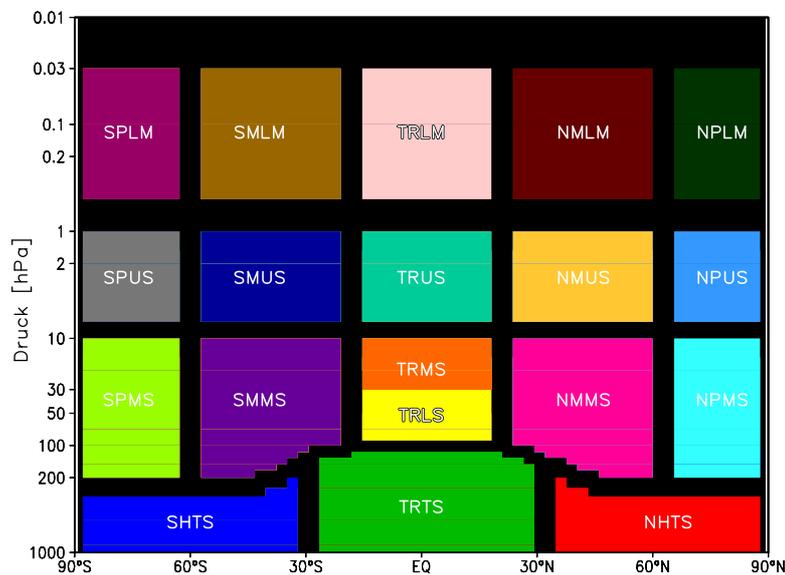


Abbildung 3.2: 19 definierte Herkunfts-Regionen für Ozon in EMAC, Abbildung zur Verfügung gestellt von Stefanie Meul.

MECCA. Im Gegensatz zu MECCA erfolgt die Integration in O3ORIG mithilfe eines impliziten Zeitschrittverfahrens, der Euler-Rückwärts-Integration. Um eine Konsistenz mit der Rosenbrock-Integration in MECCA zu erreichen, war der Einbau einer Routine erforderlich, welche den nahtlosen Übergang der Größen zwischen den beiden Modulen ermöglicht, was in Zusammenarbeit mit Volker Grewe erfolgte. Das im EMAC-Modellsystem vordefinierte MESSy-Modul TRACER [JÖCKEL ET AL., 2008] dient der Verfolgung atmosphärischer Spurenstoffe oder Gruppen von Spurenstoffen (sogenannten Familien) von ihrer Emission, über Modifikationsprozesse in Form von chemischen Reaktionen und ihrem Transport in der Atmosphäre bis hin zur Entfernung beispielsweise durch Depositionsprozesse oder die Aufnahme durch die Biosphäre. Die globale Massenerhaltung wird gewährleistet. Zudem ist es möglich, zu den bereits im Modell vorhandenen, weitere atmosphärische Tracer zu definieren.

Für die Bestimmung des mittleren Alters der stratosphärischen Luft ist im Modell Schwefelhexafluorid als weitgehend passiver Tracer angelegt. Wie bereits in Abschnitt 2.4.8 eingeführt, ist SF_6 ein stabiles, langlebiges Gas, welches am Boden anthropogen emittiert wird und ohne troposphärische Senken unverändert die Stratosphäre erreicht. Am Boden wird SF_6 annähernd linear ansteigend vorgeschrieben. Der einzige im Modell vorhandene chemische Abbauprozess ist die Photolyse in der Mesosphäre. Da in der Stratosphäre nur Transport- und Mischungsprozesse eine Rolle für die Verteilung des Spurengases spielen und kein chemischer Abbau stattfindet, eignet sich SF_6 für die Bestimmung des mittleren AoA. Um die ab etwa 60 km Höhe an Bedeutung zunehmende chemisch bedingte Verringerung der SF_6 -Konzentration durch Photolyse zu umgehen [REDDMANN ET AL., 2001], werden das mittlere AoA und dessen Änderungen nur bis in diese Höhe gezeigt. Zusätzlich zu SF_6 wurden für die AoA-Bestimmung acht neue, inerte Tracer eingeführt, welche in Form von Puls-Tracern einmalig am Erdboden initialisiert werden. Diese erfahren keinerlei chemische Abbauprozesse und werden in der Atmosphäre transportiert, bis sie durch Deposition oder andere Prozesse vollständig abgebaut sind. Die Puls-Emissionen werden im Verlauf der Simulationen jeweils im Abstand von zwei Jahren im Sommer (Juli) und Winter (Januar) initiiert, wodurch zum Einen eine jahreszeitliche Variation im Transport abgeschätzt werden kann, zum Anderen ein kleines Ensemble entsteht, welches Signifikanzaussagen zulässt. Die Implementierung von mehr als diesen acht zusätzlichen Tracern würde die Rechenzeit des Modellsystems enorm erhöhen. Im Gegensatz zu einem linear ansteigenden Tracer lässt ein Puls-Tracer Aussagen über die Altersverteilung in einer Luftmasse zu, sodass ein Altersspektrum abgeleitet werden kann [WAUGH und HALL, 2002]. Die Implementierung für EMAC wurde im Rahmen von SHARP erstmalig vorgenommen. Ähnliche Ansätze sind für das GEOS CCM bekannt [LI ET AL., 2012].

Für die hier gezeigten Untersuchungen wird die Mittelatmosphärenversion mit 39 Schichten in der Vertikalen gewählt. Horizontal wird die Auflösung T42 verwendet, was einer Gitterauflösung von rund 2.8° geographischer Breite \times 2.8° geographischer Länge entspricht und einen Kompromiss zwischen Rechenzeitaufwand und Nutzen darstellt. Hierbei wird in Kauf genommen, dass eine interne Generierung der QBO nicht möglich ist (vergleiche hierzu Abschnitt 3.3.1) und kleinskalige Prozesse (beispielsweise Schwerewellen, vgl. Abschnitt 3.1.1) parametrisiert werden müssen. Durch die MESSy-Kopplung mit dem Chemiemodul MECCA, findet EMAC als vollständiges CCM Anwendung. Die stratosphärische Chemie ist vollständig enthalten, was u. a. für die Simulation der stratosphärischen Ozonzerstörung (vgl. Abschnitt 2.3), aber auch für die Zirkulation in der Stratosphäre (vgl. Abschnitt 2.4) von enormer Bedeutung ist. In der Troposphäre werden aufgrund der stark erhöhten Rechenzeit bei Ver-

wendung des vollständigen Chemiemoduls Abstriche gemacht, sodass hier nur eine ‘abgespeckte’ Gasphasenchemie, unter Vernachlässigung von Chlor-, Brom- und Jod-Reaktionen, berücksichtigt wird. Alle im Folgenden beschriebenen Modellsimulationen beruhen auf der Modellversion 1.7. Die Auswertung erfolgt jeweils nach 2 Jahren, welche dem Einschwingen des Modellsystems dienen. Die Berechnungen werden unter Verwendung eines Zeitschritts von 15 Minuten durchgeführt. Ausgegeben werden 6-stündliche Daten aller Modellvariablen, welche für die weiteren Auswertungen als Tagesmittel und die prognostischen Variablen zur Analyse planetarer Wellen zusätzlich als 6h-Werte abgespeichert werden (siehe Abschnitt 3.4). Die Tabelle 3.2 enthält die verwendeten MESSy-Module und jeweils eine kurze Erläuterung.

Tabelle 3.2: *Verwendete MESSy-Module für Simulationen mit EMAC.*

Modul	transiente Simulationen	Zeitscheiben	Modul-Eigenschaften [JÖCKEL ET AL., 2006; MESSY, 2013]
CLOUD	x	x	Berechnung von Wolken-Mikrophysik, -Verteilung und Niederschlag
CONVECT	x	x	Berechnung des Konvektionsprozesses, hier TIEDTKE [1989]
CVTRANS	x	x	Berechnung des durch Konvektion verursachten Tracer-Transportes
DRYDEP	x	x	Berechnung der trockenen Deposition atmosphärischer Spurenstoffe
H2O	x	x	Definition von Wasserdampf als Tracer, Initialisierung in Strato- und Mesosphäre mithilfe von Satellitendaten, Kontrolle der Rückkopplung von Wasserdampf mit der spezifischen Feuchte des Basismodells
HETCHEM	x	x	Berechnung heterogener Reaktionsraten an stratosphärischen NAT- (Salpetersäuretrihydrat), Eis- und unterkühlten Lösungen, sowie an strato- und troposphärischen Sulfataerosolen
JVAL	x	x	Berechnung von Photolyseraten unter Verwendung von Wolkenwasser- und Eisgehalt, Bewölkungsgrad und klimatologischer Aerosolverteilung
LNOX	x	x	Berechnung der Stickoxid-Produktion (NO _x) durch Blitzaktivität
MECCA1	x	x	Berechnung tropo- und stratosphärischer Chemie
O3ORIG	nein	x	Ermittlung der Herkunft von Ozon aus verschiedenen Regionen der Tropo- und Stratosphäre
OFFLEM	x	x	Berechnung von Tracer-Tendenzen aus vorgegebenen Bodenemissionen als Input für andere Module
ONLEM	x	x	Berechnung von Bodenemissionsflüssen für Spurenstoffe in Gasphase und Anpassung der Spurenstoff-Tendenzen
PSC	x	x	Berechnung mikrophysikalischer Prozesse, welche zur Bildung Polarer Stratosphärenwolken (PSCs) führen, heterogener Reaktionen, sowie Denitrifizierung und Dehydrierung durch Sedimentation an PSCs
QBO	x	nein	Assimilation der QBO aus zonalen Windbeobachtungen bei fehlender Generierung im Modell
RAD4ALL	x	x	4-Band-Strahlungsschema des ECHAM5-Modells, Untermodul RAD4ALL-FUBRAD [NISSEN ET AL., 2007]
SCAV	x	x	Nasse Deposition und Flüssig-Phasenchemie in Wolken und Niederschlägen
SEDI	x	x	Sedimentation von Aerosolpartikeln und ihren Komponenten
TNUDGE	x	x	Anpassen benutzerdefinierter Spurenstoffe an Hintergrundfelder
TRACER	x	x	Informationen zu den Daten und Eigenschaften der verschiedenen chemischen Spezies
TROPOP	x	x	Tropopausen-Festlegung anhand unterschiedlicher Definitionen
VAHR	x	nein	Berücksichtigung zusätzlicher Erwärmungsraten bei Vorhandensein von vulkanischem Aerosol

3.3 Die Modellsimulationen mit EMAC an der FUB

In diesem Abschnitt werden die dieser Arbeit zugrunde liegenden Simulationen mit EMAC vorgestellt. Die transienten Simulationen (Abschnitt 3.3.1) wurden an der FUB im DFG-Projekt ProSECCO (Project on Solar Effects on Chemistry and Climate Including Ocean Interactions) angefertigt. Die Zeitscheibenexperimente (Abschnitt 3.3.2) wurden im Rahmen von SHARP definiert und in enger Zusammenarbeit von Stefanie Meul und mir durchgeführt. Zusätzlich wurde ein Vergleich mit einigen am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Oberpfaffenhofen mit dem CCM E39C-A (ECHAM4.L39(DLR)/CHEM/ATTILA) und am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg (MPI-M) mit dem GCM ECHAM6 angefertigten Modell-Experimenten durchgeführt und ist im Kapitel 7 gezeigt.

3.3.1 Transiente Simulationen

Zum Abbilden der Vergangenheit und für Projektionen der zukünftigen Klimaentwicklung, dienen transiente Modellsimulationen unter Vorgabe zeitlich variierender Randbedingungen. Im Rahmen der Modellvalidierungsinitiative für Klima-Chemie-Modelle CCMVal (engl. CCM Validation Activity for SPARC), wurden Randbedingungen für transiente Simulationen definiert [EYRING ET AL., 2008]. Mit EMAC wurden im Rahmen von ProSECCO an der FUB drei dieser transienten Simulationen angefertigt, welche in dieser Arbeit zur Auswertung mit herangezogen werden. Die Eigenschaften und Randbedingungen dieser Simulationen werden hier kurz vorgestellt, als Überblick dient die Tabelle 3.3.

Tabelle 3.3: *Transiente Simulationen mit EMAC.*

Name	GHGs	ODS	Sonne	SSTs/SICs	Vulkane
REF-B1 (1960 – 2005)	Beobachtungen [IPCC, 2001]	Beobachtungen [WMO, 2007]	Beobachtungen [LEAN ET AL., 2005]	Beobachtungen HadISST [RAYNER ET AL., 2003]	berücksichtigt
SCN-B2d (1960 – 2100)	Beobachtungen, A1B-Szenario [SRES, 2000]	Beobachtungen, A1-Szenario [WMO, 2007]	Beobachtungen, Wiederholung (Zyklen 20 – 23) in Zukunft [LEAN ET AL., 2005]	ECHAM5/MPIOM 1960 – 2100 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]	berücksichtigt für Vergangenheit
SCN-B2c (NCC) (1960 – 2100)	fest (1960er Bedingungen) [IPCC, 2001]	Beobachtungen, A1-Szenario [WMO, 2007]	Beobachtungen, Wiederholung (Zyklen 20 – 23) in Zukunft [LEAN ET AL., 2005]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 1955 – 1964 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]	berücksichtigt für Vergangenheit

- **REF-B1-Simulation:**

Die transiente REF-B1-Simulation umfasst den Zeitraum von 1960 bis 2005 und damit die jüngste Vergangenheit. Die Randbedingungen stammen aus Beobachtungen für GHGs [IPCC, 2001] und ODS [WMO [2007], Tabelle 8-5] und werden als Konzentrationen vorgeschrieben. Umgangssprachlich werden ODS meist nur als FCKWs bezeichnet, allerdings zählen weitere Substanzen (u. a. Halone), welche stratosphärisches Ozon zerstören, ebenfalls dazu. Zudem wird vulkanisches Aerosol der in diesem Zeitraum für

die Stratosphäre relevanten, hochreichenden Vulkaneruptionen, in der Simulation berücksichtigt. Zu diesen zählen: Agung (1963), El Chichón (1982) und Pinatubo (1991) [SCHULTZ ET AL., 2007]. Der solare Zyklus geht unter Verwendung spektral aufgelöster kurzwelliger Flüsse nach LEAN ET AL. [2005] ins Modell ein. Für die SSTs und SICs steht der assimilierte HadISST Reanalysedatensatz des englischen Met Office Hadley Centre zur Verfügung. Dieser umfasst monatliche Daten ab 1871 in einer geographischen Auflösung von 1° Breite \times 1° Länge [RAYNER ET AL., 2003]. Für diese und die folgenden beiden Simulationen wird die QBO (vgl. Abschnitt 2.1) im Modell genudged, d. h. an tropische Windbeobachtungen angepasst, wobei für den Zukunftszeitraum eine Wiederholung der Beobachtungen erfolgt. Das ‘QBO-Nudging’ ist notwendig, da die verwendete vertikale Auflösung von 39 Schichten nicht ausreicht, um eine QBO im Modell intern zu generieren (vgl. Abschnitt 3.2). Das Ozonfeld und alle anderen wichtigen atmosphärischen Spurengase werden nicht vorgeschrieben, sondern interaktiv im Modell berechnet. Ozon-Vorläufer-Substanzen werden mithilfe des RETRO-Datensatzes (engl. REanalysis of the TROpospheric chemical composition) berücksichtigt [SCHULTZ ET AL., 2007]. Zusätzlich liefert der EDGAR-HYDE-Datensatz (engl. Emission Database for Global Atmospheric Research History Database of the Global Environment) in RETRO fehlende Informationen zu SO_2 -Emissionen [VAN AARDENNE ET AL., 2001].

Die Simulation REF-B1 dient der Validierung des Modells mithilfe von Beobachtungsdaten und ermöglicht es abzuschätzen, inwiefern das Modell in der Lage ist, die Vergangenheit zu simulieren. Hierbei gilt das besondere Interesse der Fähigkeit von EMAC, die zunehmende stratosphärische Ozonzerstörung ab den 1980er Jahren wiederzugeben. Um die Nutzung für die Vorhersage der zukünftigen Klimaentwicklung zu rechtfertigen ist eine gute Repräsentation der Vergangenheit notwendig (vgl. Abschnitte 4.3 und 4.4).

- **SCN-B2d-Simulation:**

Die transiente Szenariensimulation SCN-B2d wurde von 1960 bis 2100 unter Berücksichtigung natürlicher Antriebsfaktoren, d. h. der solaren Variabilität, der QBO und von Vulkanemissionen (für die Vergangenheit), integriert. Für die Jahre 1960 bis 2005 werden die beobachteten Randbedingungen der Simulation REF-B1 verwendet. Lediglich die SSTs und SICs stammen nicht aus Beobachtungen, sondern aus dem gekoppelten Atmosphären-Ozean-Modell (AOGCM) ECHAM5/MPIOM des Max-Planck-Instituts für Meteorologie (siehe MARSLAND ET AL. [2003], für die Beschreibung des Ozeanmodells und JUNGCLAUS ET AL. [2006], für mehr Informationen zur gekoppelten Modellversion). Als Randbedingung für EMAC werden die SSTs und SICs einer A1B-Szenariensimulation [SRES, 2000] des gekoppelten AOGCMs ECHAM5/MPIOM vorgeschrieben, welche im Rahmen von CMIP3 (engl. Coupled Model Intercomparison Project 3) erstellt wurde. Die unteren Randbedingung beinhaltet eine Anpassung der SSTs an veränderte atmosphärische GHGs. Für eine instantane Reaktion der SSTs auf Änderungen in den atmosphärischen Bedingungen ist hingegen ein gekoppeltes Ozeanmodul notwendig (vgl. Abschnitt 8.2).

Die Abbildung 3.3 zeigt einen Vergleich der beobachteten und der modellierten SSTs für die Tropenregion. Deutlich erkennbar sind die geringen jahreszeitlichen Schwankungen der modellierten SSTs gegenüber den beobachteten. In den Beobachtungen treten einzelne starke Warm- (El Niño) und Kaltphasen (La Niña) auf, welche mit der El Niño-Southern Oscillation (ENSO) im tropischen Pazifik in Zusammenhang ste-

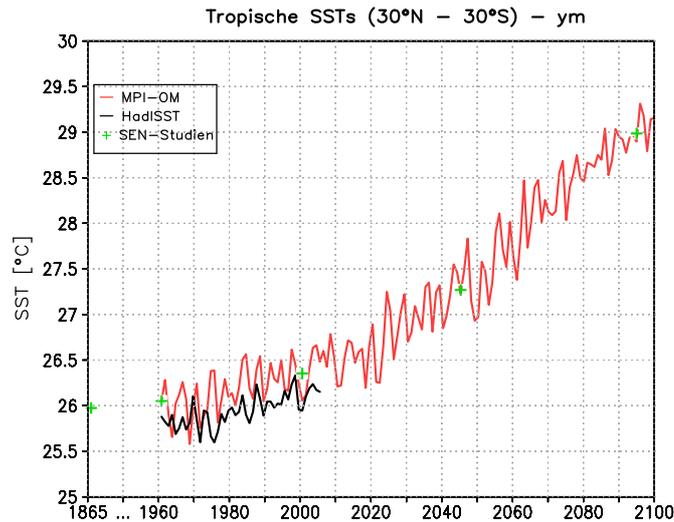


Abbildung 3.3: Vergleich von beobachteten (schwarz, HadISST, RAYNER ET AL. [2003]) und modellierten SSTs (rot sowie Zeitscheiben in grün, ECHAM5/MPIOM, JUNGCLAUS ET AL. [2006]), gemittelt über $30^{\circ}\text{N} - 30^{\circ}\text{S}$ im Jahresmittel.

hen und in den modellierten SSTs nur abgeschwächt enthalten sind. Im Mittel sind die beobachteten SSTs (HadISST) geringfügig niedriger als die modellierten SSTs des ECHAM5/MPIOM.

Für den Zukunftszeitraum (2005 bis 2100) werden Konzentrationen entsprechend Szenarienrechnungen des IPCC (Weltklimarat, engl. Intergovernmental Panel on Climate Change) und der WMO (Weltorganisation für Meteorologie, engl. World Meteorological Organisation) für GHGs [SRES, 2000; IPCC, 2001] bzw. ODS [WMO, 2007] im Modell vorgeschrieben. Das SRES (engl. Special Report on Emission Scenarios) A1B-Szenario für die GHG-Entwicklung bis zum Ende des Jahrhunderts geht von einer gleichmäßigen Nutzung aller Energiequellen aus, sodass es zunächst zu einem Anstieg der weltweiten GHG-Emissionen mit einem Maximum um 2050 und anschließend zu einem leichten Abfall kommt [SRES, 2000]. Bis zum Ende des 21. Jahrhunderts werden die Werte von 2000 für CH_4 und N_2O bereits unterschritten (Abbildung 3.4). Für ODS zeigt das A1-Szenario [WMO [2007], Tabelle 8-5] einen Abfall nach den Maximalwerten um das Jahr 2000. Vulkanisches Aerosol wird bei dieser Simulation nur für die Vergangenheit berücksichtigt [SCHULTZ ET AL., 2007]. Für die Zukunft werden keine Annahmen über mögliche vulkanische Eruptionen gemacht. Die QBO wird für die Zukunft ebenso berücksichtigt und durch 'Nudging' an die Beobachtungen der Vergangenheit angepasst. Die solare Variabilität wird für Vergangenheit und Zukunft realisiert: Für die Vergangenheit (bis 2004) werden analoge Vorgaben zum Referenzlauf REF-B1 verwendet [LEAN ET AL., 2005], für die Zukunft erfolgt eine Wiederholung der solaren Zyklen 20 – 23 (Zeitraum: 1962 bis 2004) [EYRING ET AL., 2008].

- **SCN-B2c-Simulation:**

Hierbei handelt es sich um eine weitere transiente Simulation, integriert von 1960 bis 2100, wobei die ODS entsprechend dem A1-Szenario [WMO, 2007] vorgeschrieben werden und die GHGs [IPCC, 2001] bzw. SSTs und SICs [JUNGCLAUS ET AL., 2006] je-

weils auf den Werten von 1960 bzw. einem Mittel der Jahre 1960 bis 1969 festgehalten werden. Die Mittelung der mit ECHAM5/MPIOM modellierten SSTs beabsichtigt, gegenüber der Verwendung nur eines Jahres, das Heraussmitteln starker ENSO-Jahre, sodass eine annähernd neutrale Phase erreicht wird. Die SCN-B2c-Simulation wird auch als ‘non-climate-change’ (NCC)-Lauf bezeichnet. Das besondere Interesse liegt darin, im Vergleich mit der SCN-B2d-Simulation den Einfluss der GHGs und der ODS am Klimaänderungssignal zu separieren.

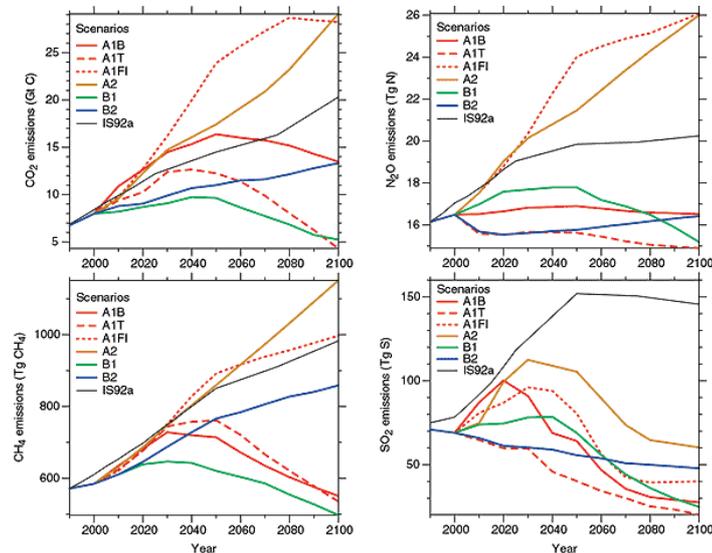


Abbildung 3.4: IPCC-Szenarien zur Entwicklung der Konzentrationen von CO₂ (oben links), N₂O (oben rechts), CH₄ (unten links) und SO₂ (unten rechts). Die EMAC-Simulationen (Tabellen: 3.3, 3.4 und 3.5) beruhen auf dem A1B-Szenario (rot, durchgezogen), Abbildung 17 aus IPCC [2001].

3.3.2 Zeitscheibenexperimente

Zeitscheibenexperimente (engl. timeslice) sind Simulationen, bei denen ein Modelljahr mehrfach wiederholt wird, die monatlich variierenden Randbedingungen werden somit alle zwölf Monate analog vorgeschrieben. Damit erhält man eine Art Ensemble von Realisierungen eines Modelljahres, wobei jahreszeitliche Variationen Berücksichtigung finden. Der Vorteil dieser Art von Modellintegration ist, dass ein großes Ensemble von Daten für Signifikanzausagen (vgl. Abschnitt 3.4.4) zur Verfügung steht und im Gegensatz zu langen transienten Simulationen mit relativ geringem Rechenzeitaufwand bestimmte Fragestellungen durch Abänderungen einzelner Parameter untersucht werden können. Infolge der Änderung in verschiedenen Diagnostiken sind für alle im Rahmen von SHARP angefertigten Zeitscheibensimulationen unterschiedlich viele zusammenhängende Simulationsjahre vorhanden. Diese sind in den Tabellen 3.4 und 3.5 vermerkt. Für die Berechnung der dynamischen Größen ist eine Mittelung über alle je Simulation vorhandenen Simulationsjahre zulässig, im Rahmen der AoA-Berechnung ergeben sich hingegen Einschränkungen (vgl. Abschnitte 3.4.2 und 3.4.3). Neben einem Referenzlauf (Tabelle 3.4, erste Reihe) wurden zwei Gruppen von Zeitscheibensimulationen definiert:

- Die erste Gruppe (Tabelle 3.4) befasst sich mit Aspekten des Klimawandels und umfasst Zeitscheibenexperimente unter Vorgabe externer Antriebsfaktoren für die Vergangenheit und Prognosen zur zukünftigen Entwicklung derselben.
- Die zweite Gruppe (Tabelle 3.5) umfasst Sensitivitätsstudien zu ausgewählten Fragestellungen zum Aufdecken von Ursachen für Klimaänderungen. Hierbei steht nicht die realitätsgetreue Abbildung der Vergangenheit oder Prognose der Zukunft, sondern die Identifikation und Separierung verschiedener Einflussfaktoren im Vordergrund.

Tabelle 3.4: *Zeitscheibenexperimente mit EMAC Teil I: Gegenwart – Vergangenheit – Zukunft.*

Name	Simulationsjahre	GHGs	ODS	SSTs/SICs
2000 (Gegenwart)	75 (3 x 20 + 15)	Beobachtungen 2000 [IPCC, 2001]	Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 1995 – 2004
1865 (vorindustriell)	40	1865 (Rekonstruktion nach LAMARQUE ET AL. [2010])	1865 (Skalierung nach FAHEY und HEGGLIN [2011])	ECHAM5/MPIOM Mittel: 1860 – 1869
1960 (Vergangenheit)	40	Beobachtungen 1960 [IPCC, 2001]	Beobachtungen 1960 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 1955 – 1964
2095 (Zukunft)	40	2095 (A1B-Szenario) [SRES, 2000]	2095 (A1-Szenario) [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 2090 – 2099

Für alle Zeitscheibenexperimente wird keine solare Variabilität berücksichtigt, sondern ein Mittel des solaren Zyklus Nummer 22 mit dem Maximum im November 1989 und dem Minimum im September 1986. Analog zu den transienten Simulationen stammen die spektral hochaufgelösten solaren Flüsse für das FUBRad-Strahlungsschema von LEAN ET AL. [2005]. Aerosole werden nur als atmosphärischer Hintergrund berücksichtigt, über vulkanische Eruptionen werden keine Annahmen gemacht. Zudem ist das ‘QBO-Nudging’ mithilfe des MESSY-Moduls QBO (vgl. Tabelle 3.2) in den Simulationen nicht inbegriffen und es bildet sich eine schwache Ostphase aus. Ozon und alle anderen atmosphärischen Spurenstoffe werden interaktiv berechnet, die Vorläufer-Substanzen werden zum Simulationsbeginn analog zu den transienten Simulationen vorgeschrieben [SCHULTZ ET AL., 2007; VAN AARDENNE ET AL., 2001]. Die SSTs/SICs gehen, vergleichbar mit der SCN-B2c-Simulation, jeweils als 10-Jahresmittel ein, wodurch eine möglichst neutrale ENSO-Phase gewährleistet wird. Es folgt eine Vorstellung der Zeitscheibenexperimente bzgl. ihrer Eigenschaften und Zielsetzung:

- Die Referenzsimulation **2000** ist ein Zeitscheibenexperiment, für welches Beobachtungsdaten des Jahres 2000 für Konzentrationen von GHGs [IPCC, 2001] und ODS [WMO, 2007] vorgeschrieben werden. Diese und weitere Randbedingungen entsprechen dem in EYRING ET AL. [2008] definierten REF-B0-Lauf, abgesehen von den SSTs und SICs. Diese werden für die Simulation 2000 nicht aus Beobachtungen, sondern als Mittel der Jahre 1995 bis 2004 modelliert vom AOGCM ECHAM5/MPIOM [JUNGC LAUS ET AL.,

2006] vorgegeben. Diese Modifikation gegenüber der REF-B0-Simulation ist günstig für den Vergleich mit den Zeitscheibenexperimenten für die Zukunft und mit den transienten Simulationen SCN-B2c und SCN-B2d. Die Abbildung 3.5 (links) zeigt die vorgeschriebenen SSTs als Längen-Breiten-Schnitte im Jahresmittel (oben) und für den nordhemisphärischen Winter (DJF, unten).

- Die vorindustrielle Simulation **1865** beinhaltet GHGs [LAMARQUE ET AL., 2010] und ODS [FAHEY und HEGGLIN, 2011] für vorindustrielle Bedingungen (1865). Die untere Randbedingung bilden SSTs und SICs gemittelt über die Jahre 1860 bis 1869 aus drei Ensemble-Läufen des AOGCMs ECHAM5/MPIOM [JUNGCLAUS ET AL., 2006] unter vorindustriellen Randbedingungen. Ein Vergleich mit der Referenzsimulation 2000 zeigt Klimaänderungen seit dem Beginn der Industrialisierung.
- Die Vergangenheitssimulation **1960** basiert auf Beobachtungsdaten des Jahres 1960 für GHGs [IPCC, 2001] und ODS [WMO, 2007]. SSTs und SICs sind als Mittel der Jahre 1955 bis 1964 vom AOGCM ECHAM5/MPIOM [JUNGCLAUS ET AL., 2006] vorgeschrieben. Der Vergleich mit der Referenzsimulation 2000 verdeutlicht Klimaänderungen in der jüngsten Vergangenheit. Dazu zählt der Einfluss des südhemisphärischen Ozonlochs auf Chemie und Dynamik.
- Die Zukunftssimulation **2095** enthält für das Jahr 2095 prognostizierte GHG-Konzentrationen entsprechend dem SRES A1B-Szenario [SRES, 2000] und ODS für 2095 nach dem A1-Szenario [WMO, 2007]. Die SSTs und SICs stammen aus einem Simulationslauf des Modells ECHAM5/MPIOM, angetrieben mit GHGs nach dem A1B-Szenario [IPCC, 2001], gemittelt über die Jahre 2090 bis 2099. In den SSTs ist somit die Änderung durch ansteigende GHGs enthalten. Ein Vergleich mit der Referenzsimulation 2000 erlaubt eine Abschätzung der möglichen zukünftigen Entwicklung unserer Atmosphäre bis zum Ende des 21. Jahrhunderts.
- Im Rahmen der Simulation **SEN1865** wird durch eine verringerte CH_4 -Konzentration (entsprechend der Simulation 1865) eine Wasserdampfstörung in der Strato- und Mesosphäre gegenüber 2000 induziert. Diese beruht auf der Bildung von Wasserdampf aus Methan durch Methanoxidation in der Strato- und Mesosphäre (vgl. Abschnitt 2.3.2). In diesen Höhen stellt Methan die wichtigste Wasserdampfquelle dar. Alle anderen externen Randbedingungen entsprechen der Referenzsimulation 2000.
- Die Simulation **SEN1960** dient zur Beantwortung der Fragestellung, wie sich das Klima ohne Ozonabnahme entwickelt hätte. Dazu werden ODS aus Beobachtungen des Jahres 1960 [WMO, 2007], also vor Beginn des anthropogenen Ozonabbaus, vorgeschrieben. Alle anderen Randbedingungen folgen der Referenzsimulation 2000.
- Die beiden Sensitivitätssimulationen **SEN2045** und **SEN2095** enthalten GHGs entsprechend dem A1B-Szenario [IPCC, 2001] jeweils für die Jahre 2045 und 2095. Die SSTs und SICs stammen analog zum SCN-B2d-Lauf aus einer transienten Simulation des AOGCMs ECHAM5/MPIOM, wobei jeweils die 10-Jahresmittel 2040 bis 2049 und 2090 bis 2099 vorgeschrieben werden. Die ODS wurden für 2000 entsprechend dem Referenzexperiment festgehalten. Diese Vorgabe zielt auf ein 'World-Avoided-Szenario' mit folgender Fragestellung hin: Wie würde sich das Klima ändern, wenn keine Regulierung der ODS mit dem Protokoll von Montreal (1987) und seinen Nachfolgern [MONTREAL-PROTOKOLL, 2009] stattgefunden hätte, sondern diese in der Zukunft auf dem hohen

Tabelle 3.5: Zeitscheibenexperimente mit EMAC Teil II:
Sensitivitätsstudien zu ausgewählten Fragestellungen.

Name	Simulations- jahre	GHGs	ODS	SSTs/SICs
SEN1865 (Methan- störung)	20	Beobachtungen 2000 [IPCC, 2001], CH ₄ : 1865 [LAMARQUE ET AL., 2010]	Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 1995 – 2004 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]
SEN1960 (Vor-Ozonloch-Zeit)	40	Beobachtungen 2000 [IPCC, 2001]	Beobachtungen 1960 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 1995 – 2004 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]
SEN2045 (GHG-Zukunft I)	55 (2 x 20 + 15)	2045 (A1B-Szenario) [SRES, 2000]	Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 2040 – 2049 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]
SEN2095 (GHG-Zukunft II)	40 (2 x 20)	2095 (A1B-Szenario) [SRES, 2000]	Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 2090 – 2099 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]
SENSIC (eisfreie Arktis im Sommer)	20	Beobachtungen 2000 [IPCC, 2001]	Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM SST: Mittel 1995 – 2004 SIC: Mittel 2090 – 2099 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]
SENTropSST (Wellenanregung Tropen)	20	Beobachtungen 2000 [IPCC, 2001]	Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM 30° – 90°N/S: 1995 – 2004 15°N – 15°S: 2090 – 2099 15° – 30°N/S: lin. Interpolation [JUNGCLAUS ET AL., 2006]
SENSST (Wellenanregung Tropen/ Extratropen)	20	Beobachtungen 2000 [IPCC, 2001]	Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 2090 – 2099 [JUNGCLAUS ET AL., 2006]

Niveau von 2000 verbleiben würden? Im Vergleich zu den Simulationen 2000 und 2095 bzw. dem SCN-B2d-Lauf ergeben sich die separierten Effekte von GHGs und ODS.

- Die Simulationen mit den Bezeichnungen **SENSST** und **SENTropSST** sind für diese Arbeit von grundlegender Bedeutung. Hierbei werden globale (SENSST) bzw. tropische (SENTropSST) SST-Anomalien gegenüber der Referenzsimulation 2000 vorgeschrieben. Für die Simulation SENSST werden SSTs und SICs der Simulation 2095 verwendet, wohingegen alle anderen Randbedingungen der Simulation 2000 entsprechen. Demgegenüber werden für die Simulation SENTropSST in den Tropen zwischen 15°N und 15°S Breite die SSTs der Simulation 2095 vorgeschrieben, wohingegen zwischen 30° Breite und dem jeweiligen Pol die SSTs der Simulation 2000 verwendet werden. Zwischen 15° und 30° nördlicher bzw. südlicher Breite erfolgt eine lineare Interpolation. Alle anderen

externen Randbedingungen, so auch die SICs entsprechen der Simulation 2000. Die Unterschiede in den vorgeschriebenen SSTs gegenüber der Referenzsimulation 2000 zeigt die Abbildung 3.5 (rechts) für das Jahresmittel (oben) und ein Mittel über den nordhemisphärischen Winter (DJF, unten). Maximale Unterschiede treten mit um ~ 4 K höheren SSTs für SENtropSST gegenüber dem Mittel der Jahre 1995 bis 2004 in Äquatornähe im Westpazifik, im Atlantik und im westlichen Indischen Ozean auf. Durch den Vergleich der beiden Simulationen SENSST und SENtropSST untereinander und mit der Simulation 2000 können Aussagen über die Anregungsgebiete von planetaren Wellen in der Troposphäre gemacht werden. Damit ist es möglich die Ursachen für Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen von planetaren Wellen in die Stratosphäre zu untersuchen. Diese stellen einen entscheidenden Antrieb der BDC dar (vgl. Abschnitt 2.4).

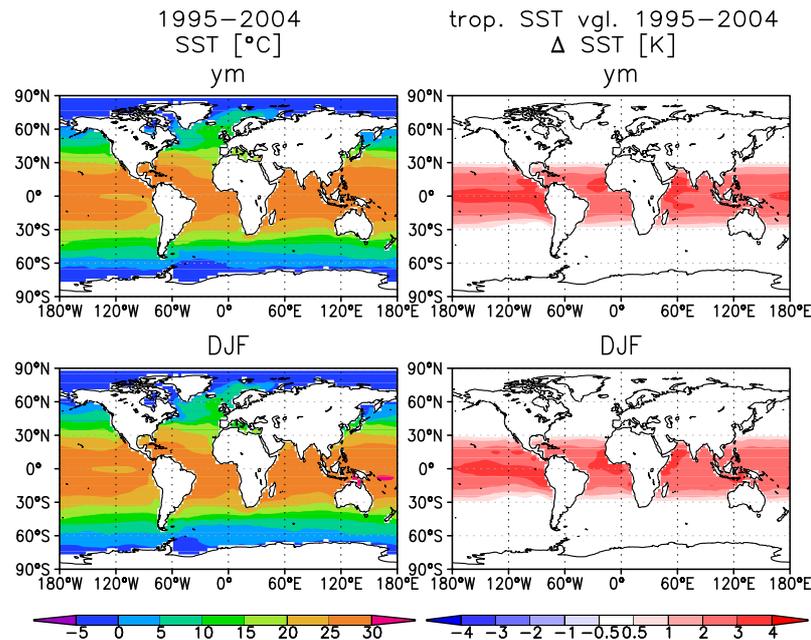


Abbildung 3.5: Vorgeschriebene, modellierte SSTs des AOGCMs ECHAM5/MPIOM für die Simulation 2000 (links) und die Differenz der Simulationen SENtropSST und 2000 (rechts) im Jahresmittel (oben) und für DJF (unten).

- Die Simulation **SENSIC** behandelt die Fragestellung, wie sich eine im Sommer eisfreie Arktis auf das Klima und v. a. auf die Stratosphäre auswirkt. Hierzu werden SICs für ein Mittel der Jahre 2090 bis 2099 aus dem AOGCM ECHAM5/MPIOM [JUNGCLAUS ET AL., 2006] vorgeschrieben. Alle anderen externen Randbedingungen, so auch die SSTs verbleiben analog zur Referenzsimulation 2000. Einen Vergleich der vorgeschriebenen SICs für die Mittel der Jahre 1995 bis 2004 (links) und 2090 bis 2099 (rechts) zeigt die Abbildung 3.6 für das Jahresmittel (oben) und den Monat September (unten). Hierbei wird eine Meereiskonzentration je Modell-Gitterbox von über 50% als eisbedeckt angenommen und rot markiert. Deutliche Unterschiede zwischen den 2000er und den 2095er Jahren in den SICs sind v. a. für den Monat September (unten) mit einer minimalen arktischen Meereisbedeckung im Zeitraum von 2090 bis 2099 (rechts) erkennbar.

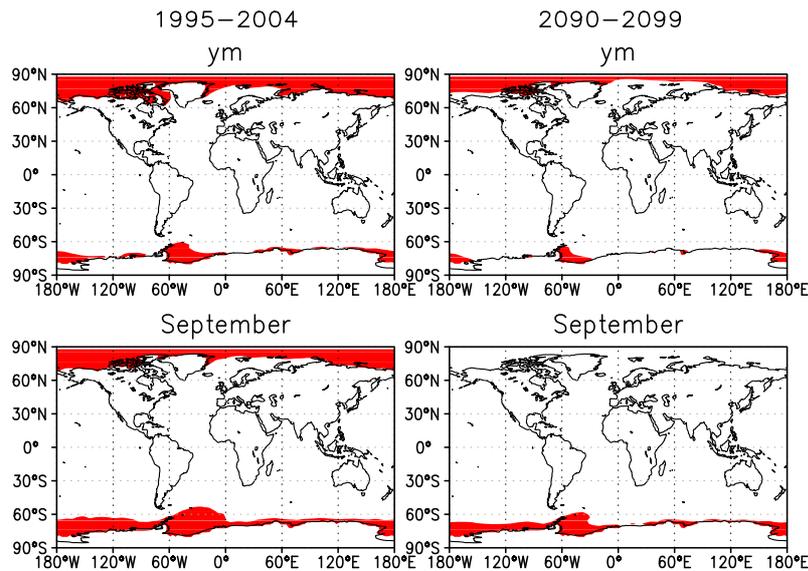


Abbildung 3.6: Vorgeschriebene, modellierte SICs des AOGCMs ECHAM5/MPIOM für das Mittel der Jahre 1995 bis 2004 (links) und 2090 bis 2099 (rechts) im Jahresmittel (oben) und für den Monat September mit minimaler arktischer Eisbedeckung (unten). Eisbedeckte Flächen mit SICs $\geq 50\%$ sind rot markiert.

Tabelle 3.6: GHG- [LAMARQUE ET AL., 2010; SRES, 2000; IPCC, 2001] und ODS-Konzentrationen [WMO, 2007] für die Initialisierung der Zeitscheibenexperimente mit EMAC. 'CFC12' wird dabei im Modell wie folgt definiert: $F12 + 1,5 \times F113 + F114 + F141 + 0,5 \times (F22 + F142 + F115)$.

Referenzjahr	CO ₂ [ppm]	CH ₄ [ppm]	N ₂ O [ppm]	CFC11 [ppm]	CFC12 [ppm]
1865	286,9	0,813	276,9	0	0
1960	316,5	1,253	292,3	6,81	20,52
2000	367	1,75	316	262	540
2045	502,2	2,378	346,93	–	–
2095	689,42	2,02413	369,63	1313,14	233,5

Eine Zusammenfassung der Eigenschaften der Zeitscheibensimulationen liefern die Tabellen 3.4 und 3.5. Die GHG- und ODS-Konzentrationen entsprechend der Szenarien A1B [IPCC, 2001] bzw. A1 [WMO, 2007] zeigt die Tabelle 3.6 für die jeweiligen Zeiträume. Aufgrund der Verwendung von ODS für 2000 in der Simulation SEN2045 ist in der Tabelle 3.6 keine Angabe für CFC11 und CFC12 für 2045 enthalten.

Die Abbildungen 3.7 und 3.8 dienen der Veranschaulichung der Unterschiede in den vom AOGCM ECHAM5/MPIOM modellierten und für die Sensitivitätsstudien als untere Randbedingung vorgeschriebenen SSTs. Die Abbildung 3.7 zeigt Längen-Breiten-Schnitte der SST-Unterschiede zwischen den Sensitivitätsstudien und der Referenzsimulation im Jahresmittel. Für die Vergangenheit sind die Änderungen nahezu überall negativ und beinhalten somit

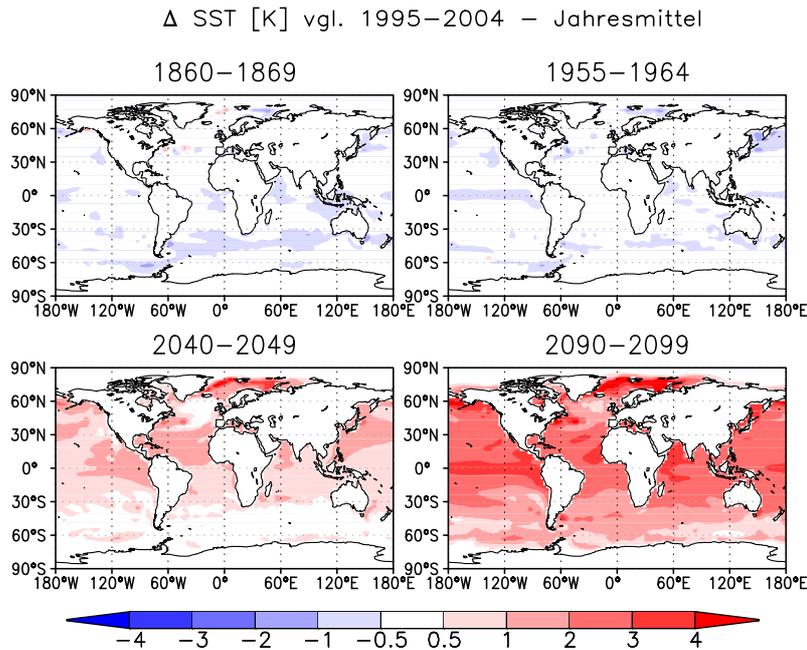


Abbildung 3.7: Differenzen der vorgeschriebenen, mit dem AOGCM ECHAM5/MPIOM modellierten SSTs gegenüber den SSTs der Simulation 2000 als Längen-Breiten-Schnitte, Jahresmittel. Zeiträume: 1860 bis 1869 (oben links), 1955 bis 1964 (oben rechts), 2040 bis 2049 (unten links) und 2090 bis 2099 (unten rechts).

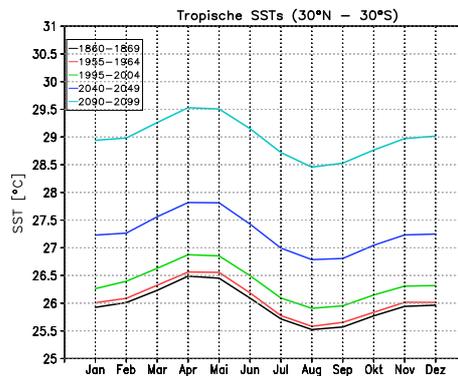


Abbildung 3.8: Vorgeschriebene, mit dem AOGCM ECHAM5/MPIOM modellierte SSTs gemittelt über die Tropenregion (30°N – 30°S) im Jahresverlauf.

niedrigere SSTs als das Mittel der Jahre 1995 bis 2004. Zukünftige SSTs sind durchweg höher als das Mittel der Jahre 1995 bis 2004 mit maximalen Änderungen in den hohen nördlichen und den äquatorialen Breiten von z. T. über 4 K bis zum Ende des 21. Jahrhunderts. Die Abbildung 3.8 zeigt die vorgeschriebenen tropischen SSTs (Mittel über den Breitenbereich 30°N – 30°S) im Jahresverlauf. Über das ganze Jahr hinweg ergeben sich annähernd gleiche SST-Unterschiede, wobei diese für die Vergangenheit (1860 – 1869 bzw. 1955 – 1964) mit rund 0,5 K vergleichsweise gering sind. Deutliche Unterschiede von mehr als 2,5 K sind für

die 2090 – 2099 gegenüber 1995 – 2004 erkennbar.

Die Zeitscheibensimulationen (Abschnitt 3.3.2) wurden auf Supercomputern des Norddeutschen Verbunds zur Förderung des Hoch- und Höchstleistungsrechnens (HLRN) am Berliner Standort ZIB (Konrad-Zuse-Zentrum für Informationstechnik Berlin) gerechnet. Die transienten Simulationen (Abschnitt 3.3.1) wurden im Rahmen von ProSECCO z. T. am HLRN (REF-B1 und SCN-B2c) und z. T. beim ECMWF im englischen Reading (SCN-B2d) durchgeführt.

3.4 Die Methoden zur Auswertung der Modelldaten

Simulationen mit Klima-Chemie-Modellen sind nicht nur rechenzeitaufwändig, sondern liefern zudem auch eine enorme Menge an Daten, sodass die Grenzen des verfügbaren Speicherplatzes schnell erreicht sind. Die Ausgabe der auf Basis eines 15 minütigen Zeitschritts berechneten prognostischen und diagnostischen Größen erfolgt daher als Mittel über sechs Stunden (vgl. Abschnitt 3.2.1). Eine Reduktion der Datenmenge um den Faktor vier wird durch die Erzeugung von Tagesmitteln erreicht. Abgesehen von den dynamischen Größen, die für die weitere Wellenanalyse in 6-stündlicher Form notwendig sind, stehen somit tägliche Daten aller Ausgabevariablen für die Analyse der Vorgänge in der Atmosphäre zur Verfügung. Für die weitere Auswertung werden die η -Koordinaten in Druck- bzw. approximierten Höhenkoordinaten umgerechnet. Dynamische Größen werden aus dem Spektral- in den Gitterpunktraum umgewandelt [ROECKNER ET AL., 2003]. Hierzu haben sich zwei Softwarepakete durchgesetzt: CDO- und sogenannte ‘Afterburner’-Programme. Die Abkürzung CDO steht für Climate Data Operators und ist ein Programmtool des Max-Planck-Instituts für Meteorologie zur vereinfachten Analyse von Daten numerischer Wettervorhersage- und Klimamodelle. Sie dienen der Nachbearbeitung von Modelldaten der ECHAM-Familie, wozu auch EMAC gehört (vgl. Abschnitt 3.1). Mit dieser Software erfolgt die Umrechnung von Variablen vom Spektral- in den Gitterpunktraum. Zusätzlich ist die vertikale Interpolationen von Hybrid- auf Höhen- bzw. Druckschichten und die Modifikation des Daten-Ausgabeformats möglich. Weiterführende Informationen liefern die beiden zugehörigen Webseiten des Max-Planck-Instituts für Meteorologie: <https://code.zmaw.de/projects/cdo> und <https://code.zmaw.de/projects/afterburner>.

Die Berechnung der RC erfolgt nachträglich unter Verwendung der spektralen Felder von Temperatur, Vorticity und Divergenz in 6-stündlicher Auflösung. Vor der Anwendung der TEM-Gleichungen werden diese Felder in die Temperatur und die drei Windkomponenten umgerechnet und können dann direkt, ohne vorherige quasi-geostrophische Näherung herangezogen werden. Die zugrunde liegenden TEM-Gleichungen wurden in Abschnitt 2.4.1 ausführlich behandelt. Hierbei verknüpft die Gleichung (2.37) die meridionale und die vertikale Residualgeschwindigkeit mit den antreibenden Kräften durch aufgelöste und im Modell parametrisierte Wellen.

Die in EMAC aufgelösten Wellen können im Rahmen der nachträglichen Analyse der Modellausgabe entsprechend ihrer zeitlichen bzw. räumlichen Variation aufgespalten werden. Die zeitliche Einteilung erfolgt in stationäre und transiente Anteile. Stationäre Anteile sind Abweichungen vom zonalen Mittel im Monatsmittel, wohingegen Differenzen zum Monatsmittel als transient bezeichnet werden (vgl. Abschnitt 2.4.3). Für die Berechnung ergeben sich stationäre Komponenten, indem die Felder von Temperatur und Windkomponenten zunächst über einen Monat gemittelt werden, bevor die Anwendung der TEM-Gleichungen erfolgt. Transiente Wellenkomponenten ergeben sich nach Abzug des stationären Terms vom Gesamtsignal aller Wellen, berechnet auf der Basis 6-stündlicher Modelldaten. Eine ausführ-

liche Beschreibung hierzu liefern MONIER und WEARE [2011] für die Anwendung der TEM-Gleichungen auf ERA-40-Daten. Räumlich werden planetare und synoptische Wellen unterschieden. Mithilfe einer Fourieranalyse werden die atmosphärischen Wellen in ihre zonalen Wellenzahlen aufgespalten. Die Berechnung der TEM-Größen erfolgt im Anschluss für jede Wellenzahl, sodass die resultierende meridionale Restzirkulation durch Wellen der jeweiligen Wellenzahl separat angegeben werden kann. Die Zusammenfassung aller Wellen mit den Wellenzahlen eins bis drei liefert den Beitrag der planetaren Wellen zur mittleren RC, wohingegen die Differenz des Beitrags planetarer Wellen vom Gesamtsignals aller Wellen den synoptischen Anteil (Wellenzahlen vier bis 42) ausmacht.

Kleinskalige, nicht in EMAC aufgelöste Wellen müssen entsprechend Abschnitt 3.1.1 parametrisiert werden. Für die Untersuchung der Anteile der verschiedenen Wellentypen an der mittleren RC, steht der Antrieb durch nicht-orographische Schwerewellen direkt als Ausgabevariable in EMAC zur Verfügung. Der Antrieb der BDC durch orographische Schwerewellen ist in EMAC keine Ausgabevariable, sodass die Bestimmung nachträglich erfolgt. Dieser Anteil wurde mithilfe der Gleichung (2.37) bei Kenntnis des nicht-orographischen Wellenantriebs \overline{X}_{NGWD} , sowie des Antriebs durch aufgelöste Wellen $\frac{1}{\rho a \cos \varphi} \nabla \cdot \vec{F}$, der Änderung des mittleren Zonalwindes $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$, des Coriolisterms $f \bar{v}^*$ und der Advektionsterme $\bar{v}^* \left(\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} \right)$ und $\bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ abgeleitet:

$$\overline{X}_{OGWD} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left(\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} - f \right) + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{1}{\rho a \cos \varphi} \nabla \cdot \vec{F} - \overline{X}_{NGWD}. \quad (3.4)$$

Damit stehen für die Analysen zonal-gemittelte Felder des Wellenantriebs durch aufgelöste, nicht-orographische und orographische Schwerewellen zur Verfügung. Die Abkürzungen EPFD, NGWD und OGWD bezeichnen hier und im Folgenden den Antrieb der BDC durch aufgelöste, nicht-orographische und orographische Schwerewellen. Der Buchstabe D (engl. drag) bezeichnet die Eigenschaft der Wellen den mittleren Zonalwind abzubremsen, wodurch eine Beschleunigung der welleninduzierten BDC resultiert (vgl. Abschnitt 2.4).

3.4.1 Die Anwendung des DC-Prinzips auf EMAC-Modelldaten

Unter der Annahme stationärer Bedingungen, was im Sommer und Winter in der Stratosphäre in guter Näherung erfüllt ist [OKAMOTO ET AL., 2011], wird das DC-Prinzip auf EMAC-Modelldaten angewendet. Entsprechend der Erläuterungen im Abschnitt 2.4.6 werden Ergebnisse ab 20° geographischer Breite bis zu den Polen gezeigt. Unter Verwendung der verschiedenen Antriebe $\overline{\mathcal{F}}$ für aufgelöste (EPFD) und parametrisierte Wellen (NGWD, OGWD) in der Gleichung (2.57), ist es möglich, jeweils eine zugehörige Massenstromfunktion anzugeben, die durch den entsprechenden Antrieb verursacht ist. Die residuale Massenstromfunktion Ψ_{resid} , welche sich nach Anwendung der TEM-Gleichungen ergibt [vgl. Gleichung (2.63)], wird unter stationären Bedingungen mit der Summe der einzelnen, mit dem DC-Prinzip bestimmten Massenstromfunktionen Ψ_{DC} gleichgesetzt:

$$\Psi_{DC} = \Psi_{EPF} + \Psi_{GW} = \Psi_{EPF} + \Psi_{NGW} + \Psi_{OGW} \cong \Psi_{\text{resid}}. \quad (3.5)$$

Dabei bezeichnen Ψ_{EPF} , Ψ_{GW} , Ψ_{NGW} und Ψ_{OGW} jeweils die Massenstromfunktionsanteile durch alle explizit vom Modell aufgelösten Wellen, alle parameterisierten, nicht-orographische und orographische Schwerewellen. Anhand der Gleichung (3.5), kann die Massenstromfunktion durch den Antrieb der orographischen Schwerewellen Ψ_{OGW} , aus der Differenz der anderen Massenstromfunktionsanteile bestimmt werden:

$$\Psi_{OGW} \cong \Psi_{\text{resid}} - \Psi_{EPF} - \Psi_{NGW}. \quad (3.6)$$

Die Gleichung (3.6) wird in den in dieser Arbeit gezeigten Analysen verwendet und stellt eine gute Alternative zur vorherigen Berechnung des Antriebs durch orographische Schwerkwellen mithilfe von Gleichung (3.4) dar. Bei der Interpretation der Ergebnisse ist darauf zu achten, dass kleine Anteile von Ψ_{OGW} z. T. in einer nicht ganz exakten Übereinstimmung von Ψ_{resid} und Ψ_{DC} begründet sein können. Um Abweichungen vom stationären Zustand der Atmosphäre so gering wie möglich zu halten und damit das DC-Prinzip nicht zu verletzen, wird daher auf eine Anwendung für die Übergangsjahreszeiten verzichtet. Die oben beschriebene Aufspaltung der explizit aufgelösten Wellen in planetare (EPF_{plan}) und synoptische (EPF_{syn}), sowie transiente ($\text{EPF}_{\text{trans}}$) und stationäre (EPF_{stat}) Wellenanteile, ist mit der Anwendung des DC-Prinzips auch für die Stromfunktionsanteile möglich. Mit der Aufspaltung des Antriebs durch aufgelöste Wellen lässt sich somit eine separate Massenstromfunktion für jeden Anteil angeben:

$$\Psi_{\text{EPF}} = \Psi_{\text{EPF}_{\text{stat}}} + \Psi_{\text{EPF}_{\text{trans}}} = \Psi_{\text{EPF}_{\text{syn}}} + \Psi_{\text{EPF}_{\text{plan}}}. \quad (3.7)$$

Die Massenflüsse in Tropen und Extratropen wurden in Abschnitt 2.4.7 in Abhängigkeit von der Massenstromfunktion im Bereich der TLs eingeführt. Demnach kann analog zur Massenstromfunktion auch für die abwärts-gerichteten extratropischen und den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss eine Aufspaltung in die antreibenden Wellenanteile erfolgen. Der gesamte aufwärts-gerichtete Massenfluss in den Tropen $F_{\uparrow \text{tot}}^{\text{trop}}$ ist somit durch die Summe der Antriebe der einzelnen Wellenanteile bestimmt:

$$F_{\uparrow \text{DC}}^{\text{trop}} = F_{\uparrow \text{EPF}}^{\text{trop}} + F_{\uparrow \text{GW}}^{\text{trop}} = F_{\uparrow \text{EPF}}^{\text{trop}} + F_{\uparrow \text{NGW}}^{\text{trop}} + F_{\uparrow \text{OGW}}^{\text{trop}} \cong F_{\uparrow \text{resid}}^{\text{trop}}. \quad (3.8)$$

Die Summe der aufwärts-gerichteten tropischen Massenflussanteile $F_{\uparrow \text{DC}}^{\text{trop}}$ kann dabei unter stationären Bedingungen mit dem aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss aus der residualen Massenstromfunktion $F_{\uparrow \text{resid}}^{\text{trop}}$ (vgl. Abschnitt 2.4.7) gleichgesetzt werden. Dabei umfasst $F_{\uparrow \text{resid}}^{\text{trop}}$ aufgelöste und nicht-aufgelöste Wellenanteile. Für die Berechnung des orographischen Anteils $F_{\uparrow \text{OGW}}^{\text{trop}}$ wird die nach Gleichung 3.6 bestimmte Stromfunktion Ψ_{OGW} zugrunde gelegt. Auch für den Massenfluss erfolgt eine weitere Aufspaltung der aufgelösten Wellen in räumliche und zeitliche Skalen. Eine zu Gleichung (3.8) analoge Formel kann für die beiden abwärts-gerichteten extratropischen Massenflüsse angegeben werden.

Für die Referenzsimulation 2000 werden in den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.4 Ergebnisse für die Anteile der verschiedenen Wellen an Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ gezeigt.

3.4.2 Die Berechnung des mittleren Alters der stratosphärischen Luft

Das mittlere AoA wurde in Abschnitt 2.4.8 als mittlere Zeitdauer für den Weg eines Luftpakets vom Eintrag bis zur aktuellen Position in der Stratosphäre definiert [WAUGH und HALL, 2002]. In EMAC werden annähernd linear ansteigende Bodenemissionen von Schwefelhexafluorid (SF_6) vorgeschrieben (vgl. Abschnitt 3.2.1). SF_6 wird in der Tropo- und der Stratosphäre chemisch nicht abgebaut, sondern nur transportiert und eignet sich somit für die Bestimmung des mittleren AoA. Oberhalb von etwa 60 km Höhe wird SF_6 bei $\Lambda \leq 240$ nm photolytisch abgebaut [REDDMANN ET AL., 2001]. Das mittlere AoA und dessen Änderungen werden darum hier bis in eine Druckhöhe von 0,1 hPa (~ 65 km) gezeigt. Als Eintragsregion wird das 100 hPa-Niveau in den inneren Tropen (zwischen 5°N und 5°S) definiert.

Die Berechnung des mittleren AoA τ zu einem Zeitpunkt t erfolgt aus der Differenz der SF_6 -Konzentration an einer beliebigen Position in der Stratosphäre x und der Konzentration im Bereich der Eintragsregion a , normiert mit dem linearen Anstieg der SF_6 -Konzentration

am Erdboden im Jahresmittel b :

$$\tau(t) = -\frac{x(t) - a(t)}{b}. \quad (3.9)$$

Die tropische Eintragsregion ist so definiert das $\tau(t) = -\frac{x(t) - a(t)}{b} = \frac{0}{b} = 0$ gilt. Für den Erdboden wird die unterste Modellschicht in Σ -Koordinaten verwendet. So werden Einflüsse der Bodentopographie durch die Umrechnung auf Druckflächen vermieden.

Für die Auswertung ist ein vorangegangener linearer Anstieg von SF_6 über einen längeren Zeitraum notwendig. Infolge mehrmaliger Änderungen in den Diagnostiken enthält ein Großteil der Zeitscheibenexperimente (vgl. Tabellen 3.4 und 3.5) nur einen zusammenhängenden Zeitraum von 20 Simulationsjahren. Nach 19-jährigem linearen Anstieg der SF_6 -Konzentration wird jeweils das letzte Modelljahr für die Auswertung des mittleren AoA verwendet. Somit beziehen sich x und a in Gleichung (3.9) auf das Jahr 20 und b beschreibt den linearen Anstieg als Differenz der Modelljahre 19 und 1 im Jahresmittel. $x(t)$ und $a(t)$ variieren monatlich. Für die Referenzsimulation existieren drei solcher 20-Jahreszeiträume, sodass die Angabe eines Mittelwertes und einer Standardabweichung aus drei Einzelberechnungen möglich ist. Für die Simulationen SEN2045 und SEN2095 existieren jeweils zwei 20-Jahreszeiträume, sodass hier ein Mittel mit zugehöriger Standardabweichung aus zwei Einzelberechnungen angegeben werden kann. Für alle anderen Simulationen erfolgt die AoA-Berechnung nur für einem 20-Jahreszeitraum. Für die Simulationen 1865, 1960, SEN1960 und 2095 sind jeweils 40 zusammenhängende Modelljahre verfügbar (vgl. Tabellen 3.4 und 3.5). Bei gleicher Behandlung der Daten ist eine zusammenhängende Analyse des mittleren AoA aus 21 aufeinanderfolgenden Jahren möglich. Allerdings kann aufgrund der veränderten Berechnungsgrundlage kein Vergleich mit den anderen Zeitscheibenexperimenten erfolgen. Dies liegt darin begründet, dass SF_6 für die ersten 20 Jahre aus Beobachtungen stammt und eben nur einen annähernd linearen Anstieg beschreibt, während für den zweiten Zeitraum eine künstliche Verlängerung der Zeitreihe mit einem exakt linearen Anstieg vorgenommen wurde. Die Mischung von Zeiträumen mit leichten Abweichungen im Konzentrationsanstieg kann z. T. große Unterschiede in den Ergebnissen bewirken (vgl. GARCIA ET AL. [2011] für Trendunterschiede im mittleren AoA zwischen beobachteten Spurenstoffen und Modellsimulationen unter Verwendung vollständig linearer Tracer). Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten werden für die Simulationen 1865, 1960, SEN1960 und 2095 ebenfalls nur die ersten 20 Jahre zur Analyse des mittleren AoA herangezogen.

Zusätzlich zu den Zeitscheibensimulationen wird ein transienter Modelllauf zur Bestimmung des mittleren AoA herangezogen. Diese Simulation wurde von Stefanie Meul (SHARPOCF) angefertigt und beruht auf den gleichen Vorgaben, wie der in der Tabelle 3.3 vorgestellte REF-B1-Lauf, mit der Besonderheit, dass zusätzlich zu den langlebigen ODS sehr kurzlebige ODS, sogenannte VLS-Substanzen (engl. very short-lived substances) berücksichtigt werden. Zur Abgrenzung wird diese Simulation als REF-B1V-Lauf bezeichnet. Die Grundlage für die AoA-Berechnung bildet ein inerter, künstlicher Tracer mit einem exakt linearen Anstieg am Erdboden. Hierzu wird nach 20-jährigem, linearen Konzentrationsanstieg (ab 1980), der Auswertzeitpunkt t jeweils als gleitendes Mittel verschoben [vgl. Gleichung (3.9)]. Als Resultat ergibt sich die modellierte AoA-Entwicklung für einen Zeitraum von 26 Jahren. Diese kann bei entsprechender Interpretation, zum Vergleich mit Beobachtungsdaten herangezogen werden. Aufgrund der abweichenden Definition und der veränderten Initialisierung des exakt linearen Tracers (im Gegensatz zum annähernd linearen Anstieg von SF_6), wird auf einen Vergleich mit den Zeitscheibenexperimenten verzichtet. Mithilfe des mittleren AoA ist es möglich, beide Anteile der BDC – die RC und Mischungsprozesse – zu untersuchen.

In den Abschnitten 4.1.7 und 4.3 werden Ergebnisse für das mittlere AoA in EMAC am Beispiel von Referenz- und transients REF-B1V-Simulation gezeigt. Änderungen im mittleren AoA folgen im Abschnitt 6.4.1.

3.4.3 Die Ableitung eines Altersspektrums aus EMAC-Modelldaten

Im Rahmen der Zeitscheibensimulationen wurden für die AoA-Bestimmung zusätzlich zu SF₆ acht inerte Tracer definiert. Die Initialisierung dieser Puls-Tracer wurde in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Das Abklingverhalten der Tracer-Pulse kann für die Bestimmung der Altersverteilung innerhalb einer Luftmasse herangezogen werden. Dadurch ist es möglich, ein Altersspektrum anzugeben [WAUGH und HALL, 2002]. Zunächst wird für jeden der acht Tracer ein eigenes Altersspektrum T_{AoA} bestimmt. Hierzu wird zu jedem Zeitschritt t die aktuell in der Stratosphäre vorhandene Konzentration des jeweiligen Tracers x durch die ursprünglich (zum Zeitpunkt t_0) am Erdboden (definiert als unterste Modellschicht in terrain-folgenden Σ -Koordinaten) in den Tropen eingetragene Konzentration e_T geteilt:

$$T_{AoA}(t) = \frac{x(t)}{e_T(t_0)}. \quad (3.10)$$

T_{AoA} ist eine Wahrscheinlichkeitsverteilung (PDF) und gibt für alle Luftpartikel an einem Ort die Wahrscheinlichkeit an, ein bestimmtes Alter aufzuweisen. Die Auswertung erfolgt zonal gemittelt, sodass für jede Breite und Höhe eine solche Wahrscheinlichkeitsverteilung angegeben werden kann. Nach der Berechnung von acht Spektren werden alle diese Spektren zusammengefasst und ein Mittelwert, sowie eine Standardabweichung angegeben. Dieses gemittelte Spektrum, berechnet aus acht Tracer-Pulsen, von denen je vier im Januar und Juli gestartet wurden, umfasst eine gewisse jahreszeitliche Variabilität und wird hier repräsentativ als jahresgemittelte Altersverteilung angenommen. Zudem kann bei Mittelung jeweils aller vier Januar- bzw. Julispektren ein mittleres Spektrum für Januar bzw. Juli mit zugehöriger Standardabweichung angegeben werden. Auf diese Weise werden Alterspektren für Januar, Juli und das Jahresmittel für die Zeitscheibensimulationen 2000, SEN2045, SEN2095, SENSST und SENTropSST abgeleitet. Für die Simulationen 1865, 1960, SEN1960 und 2095 sind jeweils 40 zusammenhängende Modelljahre verfügbar (vgl. Tabellen 3.4 und 3.5). Hierbei wurden für die Berechnung des Altersspektrums die Puls-Tracer nach den ersten 20 Jahren auf null gesetzt und erneut initialisiert. Somit steht für die Auswertung mit insgesamt 16 Spektren ein doppelt so großes Ensemble zur Verfügung. Da die Initialisierung völlig analog zu der für die Simulationen mit nur 20 zusammenhängenden Modelljahren erfolgt, ist ein direkter Vergleich mit diesen möglich. Im Gegensatz zum mittleren AoA finden hier alle 40 zusammenhängenden Modelljahre Anwendung.

Die Ergebnisse zur Altersverteilung werden für die Referenzsimulation im Abschnitt 4.1.7 gezeigt. Mit den Änderungen für die Vergangenheit und die Zukunft beschäftigt sich der Abschnitt 6.4.2.

3.4.4 Standardabweichung, Signifikanz und Korrelation

In diesem Abschnitt werden wichtige statistische Größen vorgestellt, die für die Analysen verwendet wurden. Die theoretischen Grundlagen sind u. a. in BRONSTEIN ET AL. [2001] und SCHÖNWIESE [2006] zu finden.

Standardabweichung

Der Mittelwert \bar{x} einer Messgröße x , welche aus n Messwerten x_i besteht, wird hier über das arithmetische Mittel definiert:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i. \quad (3.11)$$

Die Standardabweichung σ beschreibt die Streuung von x um ihren Mittelwert \bar{x} :

$$\sigma = \sqrt{\chi} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (3.12)$$

mit der Varianz χ .

Normalverteilung

Atmosphärische Messgrößen sind häufig normalverteilt. Die Normal- oder Gauß-Verteilung einer Größe x um ihren Mittelwert \bar{x} hat folgende Form:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2}. \quad (3.13)$$

Die zu Gleichung (3.13) gehörige Gauß'sche Glockenkurve veranschaulicht die Abbildung 3.9. Bei normalverteilten Größen liegen 68,3% der Messwerte im Bereich $\bar{x} \pm \sigma$, 95,4% im Bereich

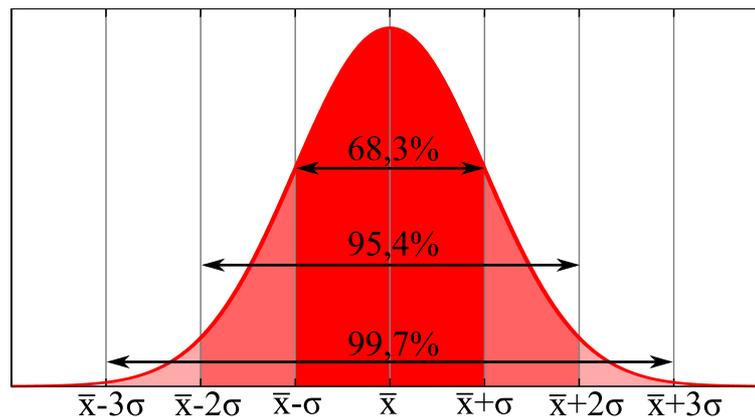


Abbildung 3.9: Normalverteilung in Form einer Gauß'schen Glockenkurve entsprechend der Gleichung (3.13) mit dem Mittelwert \bar{x} und der Standardabweichung σ .

$\bar{x} \pm 2\sigma$ und 99,7% im Bereich $\bar{x} \pm 3\sigma$. Umgekehrt sind 95% aller Werte der Verteilung im Bereich $\pm 1,96\sigma$ um den Mittelwert und 99% im Bereich $\bar{x} \pm 2,58\sigma$ zu finden. Streng genommen gelten diese Bereiche nur für unendlich große Stichproben.

Signifikanzen

Signifikanztests beruhen auf der Prüfung einer sogenannten Nullhypothese, welche anzeigt, dass eine Besonderheit bzw. ein Unterschied rein zufällig ist. Demgegenüber steht eine Alternativhypothese, welche besagt, dass ein Unterschied nicht zufällig, d. h. signifikant ist. Bei Gültigkeit der Alternativhypothese wird zudem eine Wahrscheinlichkeit angegeben, welche

als Signifikanzniveau bezeichnet wird. Dabei hängen die Irrtumswahrscheinlichkeit α und das Signifikanzniveau S_i wie folgt zusammen:

$$\alpha = 1 - S_i. \quad (3.14)$$

Das Signifikanzniveau wird meist in % angegeben, wobei $S_i = 90\%$ als signifikant, $S_i = 95\%$ als sehr signifikant und $S_i = 99\%$ als hochsignifikant bezeichnet werden.

Signifikanztests sind meist verteilungsgebunden. Der in dieser Arbeit verwendete t-Test (engl. Students-t-test) ist nur für normalverteilte Größen anwendbar und gibt Auskunft darüber, ob die Unterschiede zweier Messgrößen rein zufällig sind, oder ob diese sich systematisch voneinander unterscheiden.

In dieser Arbeit findet der t-Test, sowohl beim Vergleich atmosphärischer Größen aus den transienten Simulationen (Tabelle 3.3) für verschiedene Zeiträume, als auch beim Vergleich der verschiedenen Zeitscheibenexperimente untereinander (Tabelle 3.4 und 3.5), Anwendung. Hierbei wird die Fragestellung untersucht, ob sich die Mittelwerte einer atmosphärischen Größe aus zwei verschiedenen Zeiträumen bzw. Experimenten signifikant voneinander unterscheiden. Mithilfe des t-Tests wird die sogenannte Prüfgröße t bestimmt:

$$t = \frac{\bar{x} - \bar{y}}{\sqrt{\frac{\sigma_x^2}{n_x} + \frac{\sigma_y^2}{n_y}}}, \quad (3.15)$$

welche der Differenz der Mittelwerte geteilt durch eine gewichtete Standardabweichung der beiden Messgrößen x und y entspricht. Dabei gehen die Varianzen σ_x^2 und σ_y^2 der beiden Größen x und y [entsprechend der Gleichung (3.12)], sowie die ggf. unterschiedliche Anzahl der Stichprobenumfänge n_x und n_y in die Berechnung ein. t kann sowohl positive als auch negative Werte annehmen, je nachdem ob die Messgröße x größer als y ist, oder umgekehrt. t ist (betragsmäßig) groß, wenn der Unterschied der Mittelwerte der beiden Testgrößen groß ist bzw. die gewichteten Varianzen klein sind.

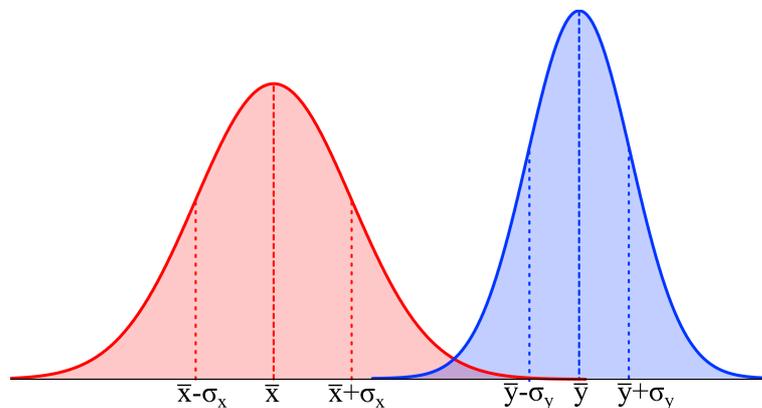


Abbildung 3.10: Verdeutlichung des Signifikanztests anhand von zwei sich überschneidenden Gauß-Verteilungen [vgl. Gleichung (3.13)] mit den Mittelwerten \bar{x} und \bar{y} und den Standardabweichungen σ_x und σ_y .

Die Signifikanzaussage wird anhand der Abbildung 3.10 veranschaulicht: Man stelle sich zwei normalverteilte Messgrößen x (rot) und y (blau) mit den Mittelwerten \bar{x} und \bar{y} vor. x und

y sind genau dann signifikant unterschiedlich, wenn sich weniger als 5% bzw. 1% der Werte der beiden Normalverteilungen überschneiden. Hohe Signifikanz (Si = 95%) bedeutet für die Prüfgröße t aus Gleichung (3.15), unter der Annahme unendlich vieler Freiheitsgrade, dass $t \leq -1,96$ bzw. $t \geq 1,96$ gelten muss. Für höchste Signifikanz (Si = 99%) ist unter gleichen Bedingungen $t \leq -2,58$ bzw. $t \geq 2,58$ notwendig.

Die Anwendung des t-Tests ist nur für normalverteilte Variablen zulässig, wobei sich in meteorologischen Anwendungen Variablen mit 100 und z. T. weniger Messwerten häufig als normalverteilt erweisen, sodass auch hier der t-Test zum Einsatz kommt. Liegt keine Normalverteilung vor, verliert dieser Signifikanztest seine Aussagekraft.

Korrelationen

Die Korrelation zweier Größen x und y gibt Auskunft über Stärke und Richtung eines möglichen linearen Zusammenhangs zwischen beiden Größen. Voraussetzungen sind, dass beide Größen den gleichen (nicht zu kleinen) Stichprobenumfang n haben, linear unabhängig und (zumindest annähernd) normalverteilt sind. Ist das der Fall, so lässt sich der Korrelationskoeffizient ρ_{xy} angeben:

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum_i [(x_i - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y})]}{\sqrt{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_i (y_i - \bar{y})^2}} \quad (3.16)$$

mit der Kovarianz $\sigma_{xy} = \frac{1}{n-1} \sum_i x'_i y'_i$ und den Standardabweichungen σ_x und σ_y der Messgrößen x und y . Dabei sind $x'_i = x_i - \bar{x}$ und $y'_i = y_i - \bar{y}$ die Abweichungen der n Stichproben x_i und y_i vom Mittelwert. Der Korrelationskoeffizient ρ_{xy} kann definitionsgemäß nur Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen, wobei für Werte nahe ± 1 eine starke Korrelation, also ein starker linearer Zusammenhang zwischen den Variablen x und y besteht. Werte nahe 0 signalisieren einen rein zufälligen Zusammenhang beider Größen. Das Vorzeichen von ρ_{xy} gibt die Richtung des Zusammenhangs an: Ein positives Vorzeichen besagt, dass eine Zunahme von x eine Zunahme von y nach sich zieht, bzw. umgekehrt. Für $\rho_{xy} < 0$ besteht eine Anti-Korrelation, d. h. eine Abnahme von x geht mit einer Zunahme von y einher und umgekehrt.

3.4.5 Die Multiple Lineare Regressionsanalyse

Mithilfe der transienten Simulationen (Tabelle 3.3) ist es möglich neben einer zeitlichen Entwicklung Trends für verschieden lange Zeiträume anzugeben. Zur Berechnung von Trends wird das Verfahren der Multiplen Linearen Regression (MLR, engl. multiple linear regression) [BODEKER ET AL., 1998; CCMVAL, 2010] angewendet. Die Regressionsanalyse MLR dient zunächst, wie jede andere Art der Regression, der möglichst genauen Annäherung einer atmosphärischen Größe durch einen funktionalen Zusammenhang. Der Begriff ‘multipel’ kommt von der Verwendung mehrerer Einflussgrößen (Prädiktoren), während ‘linear’ die jeweils vorhandene lineare Abhängigkeit der atmosphärischen Größe von den einzelnen Prädiktoren beschreibt. Zusätzlich zu einer bloßen Annäherung ist mit der MLR die Bestimmung der relativen Anteile verschiedener externer Parameter an der atmosphärischen Größe möglich.

Die Zeitreihe einer Variable (auch Zielgröße oder Prädiktant genannt) $y(t)$ lässt sich aufspalten in einen konstanten Offset y_{off} , einen Trend $y_{tr}(t)$ und mehrere externe Prädiktoren $y_i(t)$. Zusammen mit den Regressionskoeffizienten β_{off} , β_{tr} und β_i ergibt sich:

$$y(t) = \beta_{off} \times y_{off} + \beta_{tr}(t) \times y_{tr}(t) + \sum_i \beta_i(t) \times y_i(t) + \mathcal{R}(t). \quad (3.17)$$

Die Abweichungen der Summe aller Terme der Regression von der ursprünglichen Zeitreihe werden zum Residuum \mathcal{R} zusammengefasst. Eine wesentliche Anforderung an die Prädiktoren ist die lineare Unabhängigkeit untereinander. Zur Erfassung der jahreszeitlichen Variabilität erfolgt eine Fourier-Entwicklung der Regressionskoeffizienten mithilfe von Sinus- und Cosinustermen:

$$\beta_{\mu}(t) = \beta_{\mu,0} + \sum_{k=1}^N \left[\beta_{\mu,2k-1} \sin\left(\frac{2\pi k t}{365,25}\right) + \beta_{\mu,2k} \cos\left(\frac{2\pi k t}{365,25}\right) \right], \quad \mu \in \{tr, i\}. \quad (3.18)$$

Je nach Anzahl der Fourier-Koeffizienten β_{μ} ist die jahreszeitliche Variabilität besser oder schlechter erfasst. Für unsere Analysen werden drei Fourier-Koeffizienten im Trendterm zugelassen, womit die Saisonalität gut wiedergegeben wird. Die einzelnen $\beta_i(t)$ gehen trendbereinigt in die Analyse ein, sodass der Term $\beta_{tr}(t)$ der einzige trendbehaftete Term ist.

Für die in dieser Arbeit gezeigten Analysen werden die folgenden externen Parameter als monatlich-gemittelte Zeitreihen vorgegeben:

- Die **solare Variabilität** wird in Form des solaren Flusses der Wellenlänge 10,7 cm (F10.7cm-Radiofluss genannt) für die Vergangenheit (bis 2004) berücksichtigt. Für die Zukunft erfolgt eine Wiederholung der solaren Zyklen 20 bis 23 (Zeitraum von 1962 bis 2004) [LEAN ET AL., 2005].
- **Vulkanische Aerosole** werden nur für die Vergangenheit erfasst. Die vorgeschriebene Zeitreihe enthält die für die Stratosphäre bedeutsamen Eruptionen von Agung (1963), El Chichón (1982) und Pinatubo (1991) [SCHULTZ ET AL., 2007].
- Die Zeitreihe der **QBO** geht in Form des mittleren Zonalwindes in den Tropen (Mittel über 15°N – 15°S) in 50 hPa, sowie einem orthogonalen Term für das 10 hPa-Niveau ein. Diese Zeitreihen werden für den REF-B1-Lauf aus Beobachtungen entnommen (<http://www.geo.fu-berlin.de/met/ag/strat/produkte/qbo/index.html>) und für die Szenarienzläufe SCN-B2d und SCN-B2c aus dem simulierten Zonalwind abgeleitet. Für die QBO werden zwei Fourier-Koeffizienten herangezogen, um den stärkeren Einfluss der QBO im Winter gegenüber dem Sommer zu erfassen [BODEKER ET AL., 1998].
- Die **ENSO**-Zeitreihe in Form des Niño 3.4-Index (SST-Mittel über 120°W – 170°W und 5°N – 5°S) wird für die REF-B1-Simulation aus dem Beobachtungsdatensatz HADISST [RAYNER ET AL., 2003] abgeleitet und für die Simulationen SCN-B2d und SCN-B2c anhand der vorgeschriebenen SSTs des ECHAM5/MPIOM bestimmt.
- Die **NAO**-Zeitreihe aus den normierten Druckdifferenzen zwischen Islandtief und Azorenhoch basiert für die REF-B1-Simulation auf NCEP/NCAR Reanalysen (<http://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/precip/CWlink/pna/norm.nao.monthly.b5001.current.ascii.table>). Für die transienten Szenarienzläufe wird der NAO-Index aus den Druckdifferenzen der jeweiligen Simulation an den entsprechenden Gitterpunkten bestimmt.
- Zum Erfassen des dynamischen Anteils, z. B. der Temperatur im Winter der NH, wird die Zeitreihe der z-Komponente des EP-Flussvektors \mathbf{EP}_z gemittelt über 40°N – 80°N im 100 hPa-Niveau als zusätzlicher Regressor verwendet. Die Definition ist entsprechend der Gleichung (2.49) an den Wärmefluss angelehnt, welcher den troposphärischen Antrieb der BDC durch propagierende Wellen widerspiegelt. Dieser Regressor ist nur für die entsprechende Jahreszeit und ausgewählte Variablen sinnvoll.

Die Ergebnisse der Regressionsanalyse für die beiden transienten Simulationen SCN-B2c und SCN-B2d sind im Abschnitt 5.1 gezeigt.

4.1.1 Die Referenzfelder für Temperatur und Dynamik

Die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen Temperaturmittel aus 75 Modelljahren der Simulation 2000 im Jahresmittel und für Frühling (März – April – Mai, MAM), Sommer (Juni – Juli – August, JJA), Herbst (September – Oktober – November, SON) und Winter (Dezember – Januar – Februar, DJF) als Höhen-Breiten-Schnitte im zonalen Mittel. Das Temperaturfeld zeigt deutlich die Temperaturabnahme mit der Höhe vom Boden bis zur Tropopause. Die höchsten troposphärischen Temperaturen werden in äquatorialen Breiten am Erdboden, die tiefsten im Bereich der äquatorialen Tropopause erreicht (Abbildung 4.1). Je nach geographischer Breite

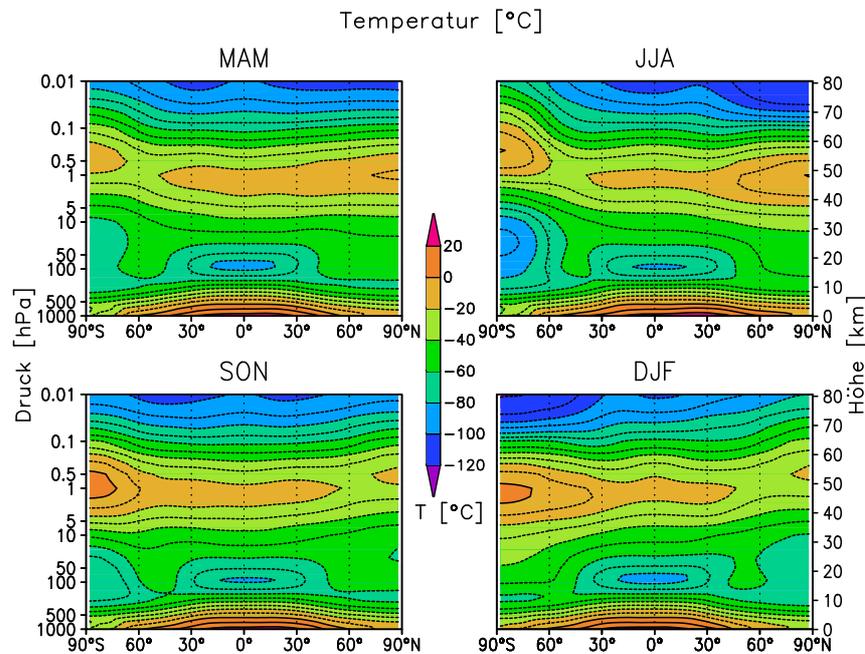


Abbildung 4.2: Wie in Abbildung 4.1 für alle vier Jahreszeiten.

und Jahreszeit liegt die Tropopause zwischen 90 und 260 hPa: höher in den Tropen (niedrigerer Druck) und tiefer zu den Polen (höherer Druck). Im Gegensatz zu den Tropen ist die Variabilität in den mittleren und v. a. in den hohen Breiten sehr groß, wobei die Tropopause in den mittleren Breiten im Sommer höher liegt als im Winter (vgl. Abbildung 4.3). In der Stratosphäre nimmt die Temperatur, bedingt durch die solare Strahlungsabsorption durch Ozon (vgl. Abschnitt 2.2.2), wieder zu und erreicht ihr Maximum in rund 50 km Höhe (1 hPa) am jeweiligen Sommerpol. In SON und DJF treten leicht positive Temperaturen in der SH auf (Abbildung 4.2). Die winterliche Stratosphäre ist durch den kalten stratosphärischen Polarwirbel gekennzeichnet. Dieser kühlt sich einstrahlungsbedingt auf Temperaturen unter -80°C ab, wobei im Bereich der SH die Abkühlung ungestörter vonstatten geht und somit niedrigere Temperaturen als auf der NH erreicht werden (vgl. Abschnitt 2.1). In DJF ist aufgrund der elliptischen Erdbahn die Erde der Sonne näher, sodass höhere Temperaturen für den südhemisphärischen Sommer resultieren, verglichen mit dem nordhemisphärischen Pendant. In der darüberliegenden Mesosphäre nimmt die Temperatur ab. Im Bereich der jeweiligen Sommermesopause werden mit unter -100°C die niedrigsten Werte erreicht (Abbildung 4.2).

Wie im Abschnitt 2.1 beschrieben, befindet sich die Stratosphäre größtenteils im geostrophischen

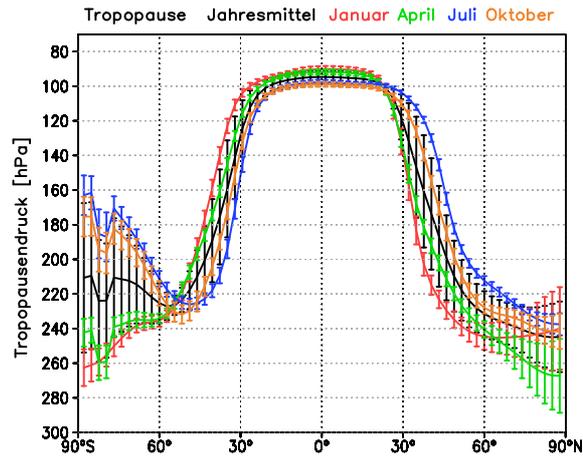


Abbildung 4.3: Tropopausendruck [hPa] für die Referenzsimulation 2000 im Jahresmittel (schwarz) und für die Monate Januar (rot), April (grün), Juli (blau) und Oktober (orange), 90°S – 90°N, zonal-gemittelt. Balken geben die Standardabweichung aus 75 Simulationsjahren an.

schen Gleichgewicht [vgl. Gleichung (2.1)], sodass Temperatur und Zonalwind in engem Zusammenhang stehen. Entsprechend der Gleichung (2.4) bedingen Änderungen in der meridionalen Temperaturverteilung Windänderungen. Die Abbildung 4.4 zeigt den zonal-gemittelten

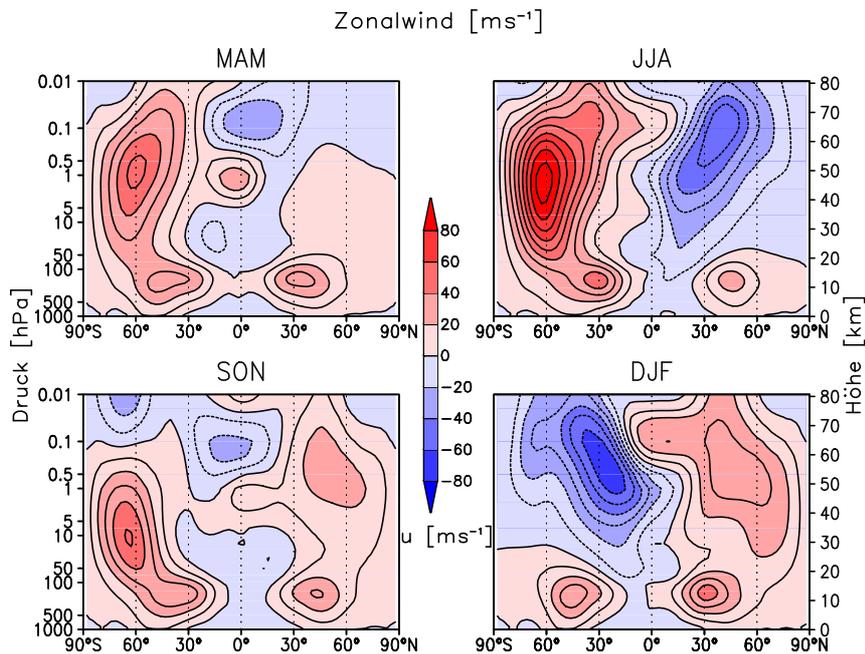


Abbildung 4.4: Höhen-Breiten-Schnitte des Zonalwindes [ms^{-1}] für die Referenzsimulation 2000 in allen vier Jahreszeiten, 1000 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, Westwinde in rot und Ostwinde in blau, Konturabstände: 10 ms^{-1} .

Zonalwind für die einzelnen Jahreszeiten. Im Bereich der Tropopause sind in allen Jahreszeiten die subtropischen Strahlströme mit Westwinden von 20 bis 40 ms^{-1} erkennbar. Bedingt durch die starke Strahlungsabkühlung der Polarregion in der Polarnacht bildet sich in der jeweiligen Winterstratosphäre (DJF – NH, JJA – SH) ein starker Tiefdruckwirbel aus, welcher sich wegen der darunterliegenden kalten Luftsäule mit der Höhe intensiviert. Unter geostrophischen Verhältnissen resultiert ein Westwind, der sich mit tieferem Polarwirbel verstärkt und im Bereich der Stratopause maximale Windgeschwindigkeiten aufweist. Infolge der ungestörteren Abkühlung auf der SH resultieren dort auch stärkere Westwinde. Im Sommer bewirkt die verstärkte Sonneneinstrahlung die Ausbildung eines Hochdruckgebiets über dem jeweiligen Pol, und die Zirkulation stellt sich auf Ostwinde um. Stärkere Ostwinde in der SH stehen in direktem Zusammenhang mit höheren Temperaturen im Südsommer. In der tropischen unteren Stratosphäre herrschen ganzjährig Ostwinde, da in der Modellsimulation keine QBO generiert oder assimiliert wird (vgl. Abschnitt 3.3.2). In der oberen Strato- und Mesosphäre sind die tropischen Winde durch eine halbjährige Schwingung, die SAO (engl. semi-annual oscillation) gekennzeichnet [HIROTA, 1980]. Diese ist, verglichen mit der Literatur, in EMAC gut wiedergegeben. Im Bereich der Stratopause treten im Frühjahr und Herbst West- und im Sommer und Winter Ostwinde auf, welche abwärts propagieren. Im Höhenbereich zwischen 60 und 80 km dreht sich die Phase der SAO um, bedingt durch die Filterung von ost- bzw. westwärtigen Schwerewellen, entsprechend der Phase der stratosphärischen SAO [DUNKERTON, 1982].

In den Abschnitten 2.4.1 und 2.4.3 wurde die BDC als zweidimensionales Konzept vorgestellt. Zudem wurde im Abschnitt 2.4.5 eine Verallgemeinerung der Gleichungen auf drei Dimensionen unter Einbeziehung der geographischen Länge eingeführt. In dieser Arbeit kommt die traditionelle, zwei-dimensionale Betrachtungsweise zur Anwendung. Im Abschnitt 4.1.6 werden drei-dimensionale Spurengasverteilungen gezeigt. Längen-aufgelöste Darstellungen von Temperatur- (links), Zonalwind- (Mitte) und Geopotentialfeld (rechts) zeigen die Abbildungen 4.5 und 4.6 für die untere Stratosphäre (50 hPa) als polar-stereographische Projektionen, jeweils für den Nord- und den Südwinter. Für den Winter der NH sind deutliche Ab-

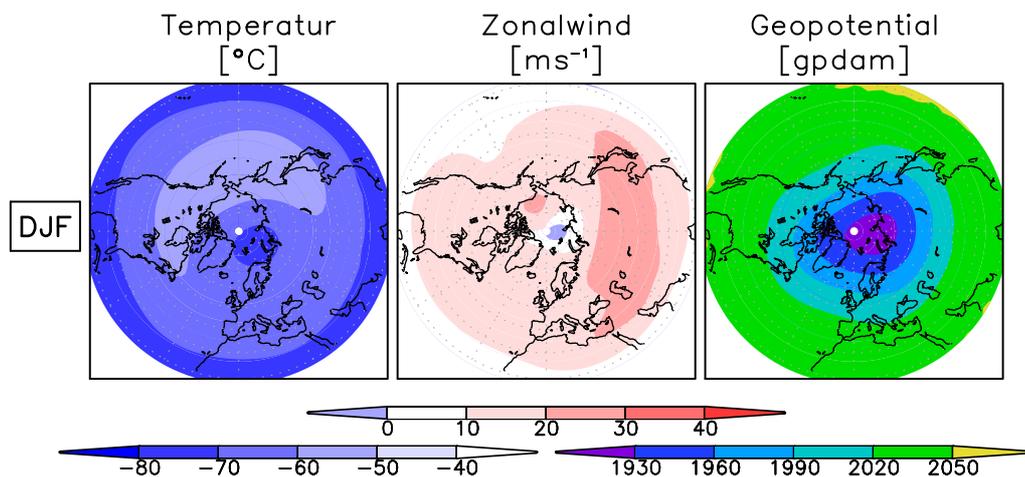


Abbildung 4.5: Polarstereographische Projektionen für die NH und das 50 hPa-Niveau für die Referenzsimulation 2000, DJF, 20° – 90°N. Von links nach rechts: Temperatur [$^{\circ}\text{C}$], Zonalwind [ms^{-1}] und Geopot. Höhe [geopot. Dekameter (gpdam)].

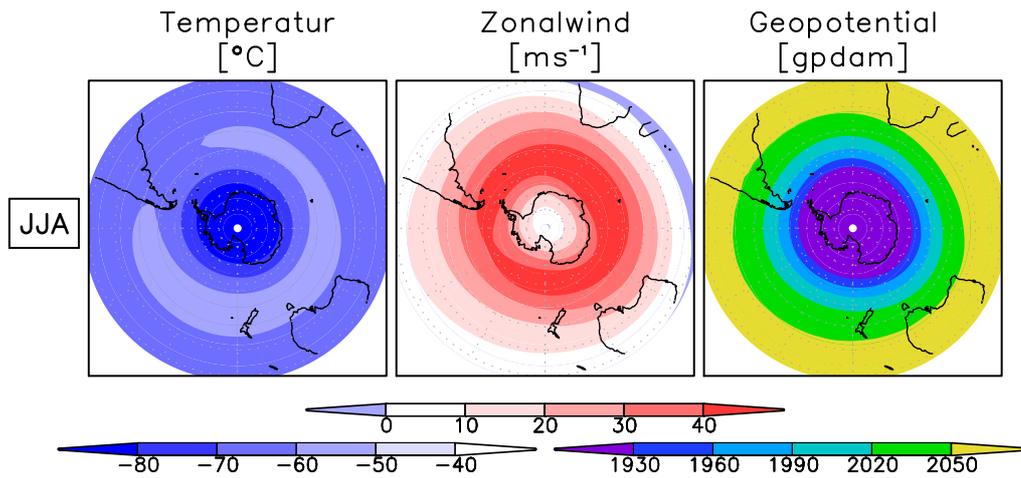


Abbildung 4.6: Wie in Abbildung 4.5 für die SH (20° – 90°S) in JJA.

weichungen vom zonalen Mittel erkennbar (Abbildung 4.5), wohingegen der südhemisphärische Winter ungestörter ist (Abbildung 4.6). Dieser Sachverhalt wurde anhand der Abbildungen 2.2 und 2.3 für beobachtete Verteilungen von Temperatur und Geopotential im 30 hPa-Niveau bereits ausführlich diskutiert. Die Abbildung 4.5 verdeutlicht, dass EMAC in der Lage ist, die Dynamik der NH zu simulieren und zeigt zugleich, dass die Abweichungen vom zonalen Mittel essentiell für den Winter der NH sind.

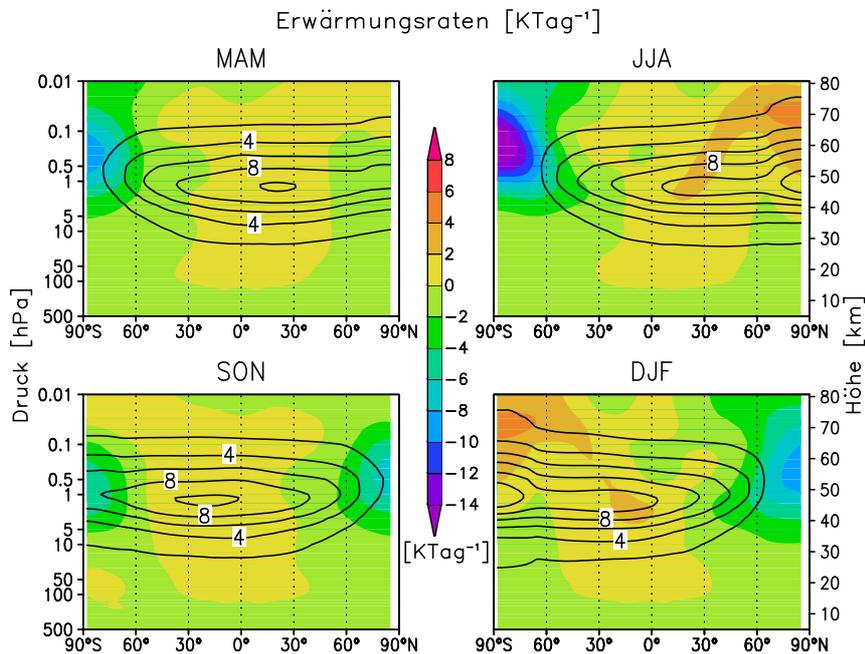


Abbildung 4.7: Höhen-Breiten-Schnitte der Erwärmungsraten $[KTag^{-1}]$ für die Referenzsimulation 2000, Jahreszeiten, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, kurzwellig (Kontur) und gesamt (kurzwellig + langwellig, Farbschattierung).

Die stratosphärische Temperaturverteilung sowie die Felder von Geopotential und Zonalwind lassen sich durch die Kombination aus Strahlungseffekten und Dynamik erklären. Die kurzwelligen und die gesamten Erwärmungsraten (Summe kurzweiliger und langweiliger Erwärmungsraten) für die einzelnen Jahreszeiten zeigt die Abbildung 4.7 im zonalen Mittel. An den Sommerpolen erfolgt die maximale Erwärmung durch die kurzweilige Einstrahlung mit Erwärmungsraten von bis zu 12 KTag^{-1} im Bereich der Stratopause in rund 50 km Höhe. In der jeweiligen Sommerhemisphäre folgt die stratosphärische Temperaturverteilung in guter Näherung der solaren Einstrahlung. In den Wintermonaten findet keine einstrahlungsbedingte Erwärmung der Polarregionen statt, sodass diese Gebiete durch die langwellige Ausstrahlung stark abgekühlt werden. Entsprechend dem Abschnitt 2.2.4 ist die Temperaturverteilung in der Winterstratosphäre nur unter Berücksichtigung dynamischer Effekte zu erklären (vgl. Abbildung 2.7). Die Ausbreitung und Dissipation atmosphärischer Wellen, welche die Abweichungen vom zonalen Mittel hervorrufen, sind somit von grundlegender Bedeutung für das Verständnis von Temperaturverteilung und Zirkulation in der Strato- und Mesosphäre.

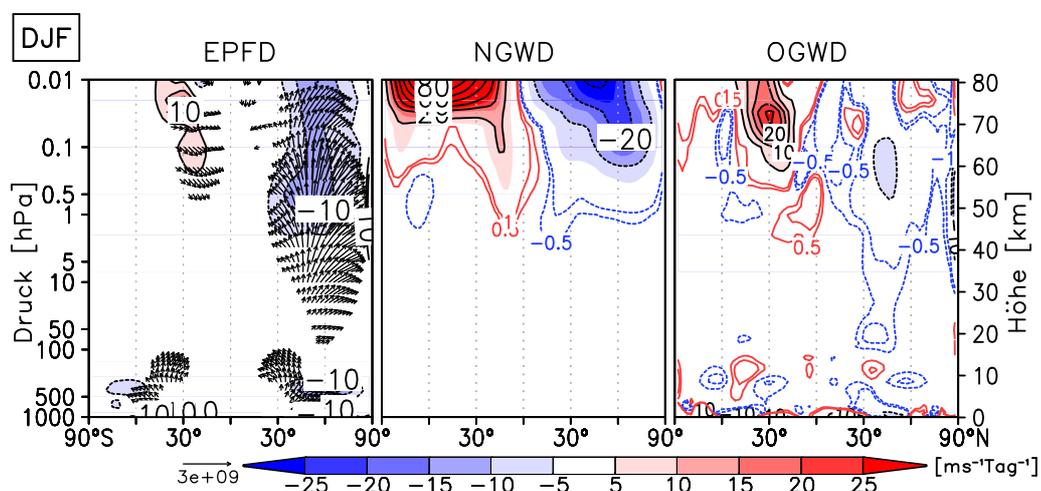


Abbildung 4.8: Höhen-Breiten-Schnitte der Wellenantriebe für die Referenzsimulation 2000, 1000 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, DJF. Links: EPFD [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$] sowie EP-Flussvektoren [m^2s^{-2}]; Mitte und rechts: NGWD und OGWD [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$] mit zusätzlichen Konturen (blau - negativ, rot - positiv), zur Verdeutlichung des Antriebs durch Schwerewellen in der unteren und mittleren Stratosphäre.

Die Ausbreitung von Wellen in die Stratosphäre führt zu einer Erwärmung im Winter (insbesondere der NH), sodass Temperaturen deutlich über dem Strahlungsgleichgewicht erreicht werden. Demgegenüber verursachen Schwerewellen in der Sommermesosphäre eine zusätzliche Abkühlung entgegen dem Strahlungsgleichgewicht (vgl. Abschnitt 2.2.4). Die Abbildung 4.8 zeigt den Antrieb durch aufgelöste Wellen (Eliassen-Palm-Flussdivergenz, EPFD), sowie durch nicht-orographische (NGWD) und orographische (OGWD) Schwerewellen im zonalen Mittel für die nordhemisphärischen Wintermonate als dynamisch aktivste Jahreszeit. Die Berechnung der Wellenantriebe durch aufgelöste und parametrisierte Wellenanteile sind dem Abschnitt 3.4 zu entnehmen. Die Winterhemisphäre ist gekennzeichnet durch zwei Regionen mit starken Signalen der Eliassen-Palm-(EP)Flusskonvergenz: In der oberen Tropo-

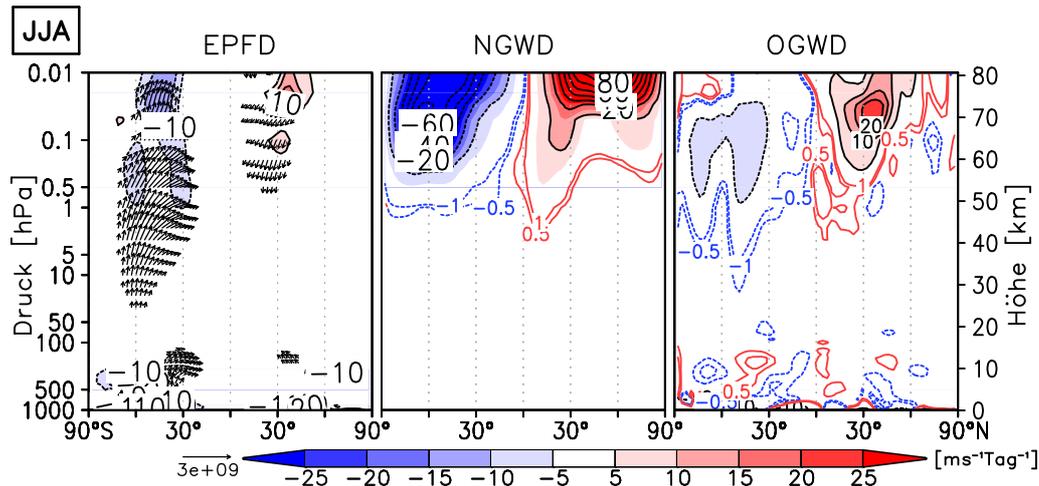


Abbildung 4.9: Wie in Abbildung 4.8 in JJA.

sphäre, sowie der oberen Strato- und Mesosphäre. Maximale Konvergenzen betragen hier über $10 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$. Die zugehörigen EP-Flussvektoren signalisieren einen starken Transport von Wärme- und Impulsflüssen durch Wellen von der Tropo- bis in die Mesosphäre, welche im klimatologischen Mittel von den Polarregionen in die niederen Breiten gerichtet sind. Zudem sind die Regionen stärkster troposphärischer Wellenanregung in den mittleren Breiten beider Hemisphären erkennbar. Zudem zeigt sich in der Sommermesosphäre in den niederen und mittleren Breiten eine Divergenz des EP-Flussvektors verbunden mit Impuls- und Wärmetransporten in die obere Stratosphäre. Da planetare Wellen entsprechend dem Charney-Drazin-Kriterium [Gleichung (2.51)], im Sommer nicht bis in diese Höhen propagieren können, müssen Rossby-Schwerewellen für die Abschwächung der vorherrschenden Ostwinde in der Sommerhemisphäre (vgl. Abbildung 4.4) verantwortlich sein.

Für die Interpretation der durch Schwerewellen verursachten Konvergenzen und Divergenzen ist die Kenntnis des Hintergrundwindfeldes von entscheidender Bedeutung, da sich Schwerewellen im Gegensatz zu planetaren Wellen sowohl in Ost-, also auch in Westwindregimen ausbreiten können. In DJF führen NGWs zu einer Abschwächung, sowohl der Westwinde in der Winter-, als auch der Ostwinde in der Sommermesosphäre, wobei das Sommersignal überwiegt (Abbildung 4.8, Mitte). Der verstärkte Antrieb durch NGWs in der Sommerhemisphäre ist möglicherweise durch eine intensivierete Wellenanregung im Bereich der zur Sommerhemisphäre verschobenen tropischen Konvektionsgebiete zu erklären. Der Antrieb der BDC durch NGWs in der Stratosphäre ist sehr klein. OGWs zeigen ebenfalls kleine Signale in der Stratosphäre (Abbildung 4.8, rechts), welche im Nordwinter aufgrund der stärkeren orographischen Anregung verstärkt sind. In der Mesosphäre überwiegt der Antrieb durch NGWs gegenüber dem durch OGWs. Eine analoge Betrachtung des Südwinters zeigt die Abbildung 4.9. Während der mesosphärische Antrieb durch OGWs und NGWs im Süd- gegenüber dem Nordwinter leicht verstärkt ist (Abbildung 4.9, Mitte und rechts), erfolgt in dieser Jahreszeit eine verringerte Ausbreitung planetarer Wellen von der südhemisphärischen Tropo- in die Stratosphäre (Abbildung 4.9, links). Infolgedessen bildet sich in JJA gegenüber DJF eine schwächere BDC aus (Abbildung 4.14, rechts).

Eine vertiefende Betrachtung der vom Modell aufgelösten Wellenanteile für den Nordwin-

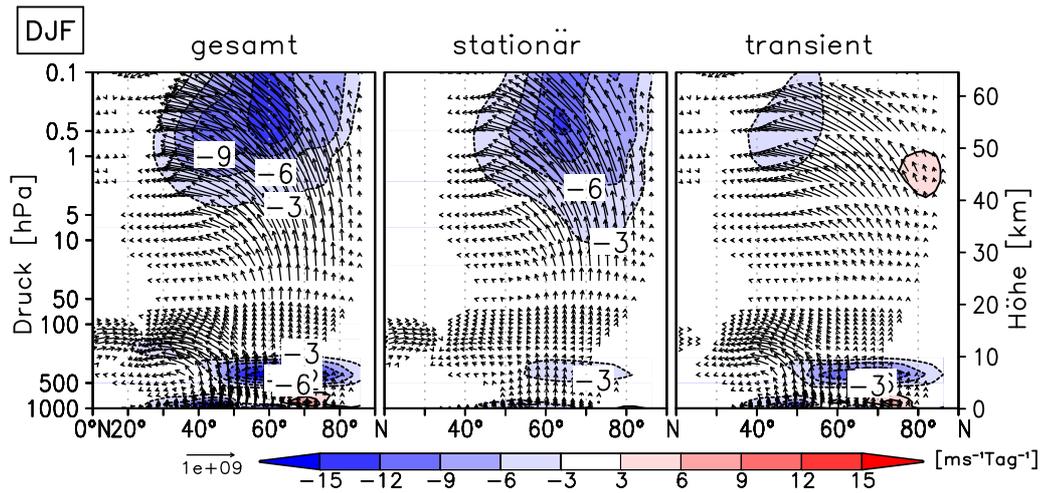


Abbildung 4.10: Höhen-Breiten-Schnitte für EPFD [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$] und EP-Flussvektoren [m^2s^{-2}] für die Simulation 2000, 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, zonal-gemittelt, DJF, gesamt (links), stationäre (Mitte) und transiente (rechts) Wellenanteile.

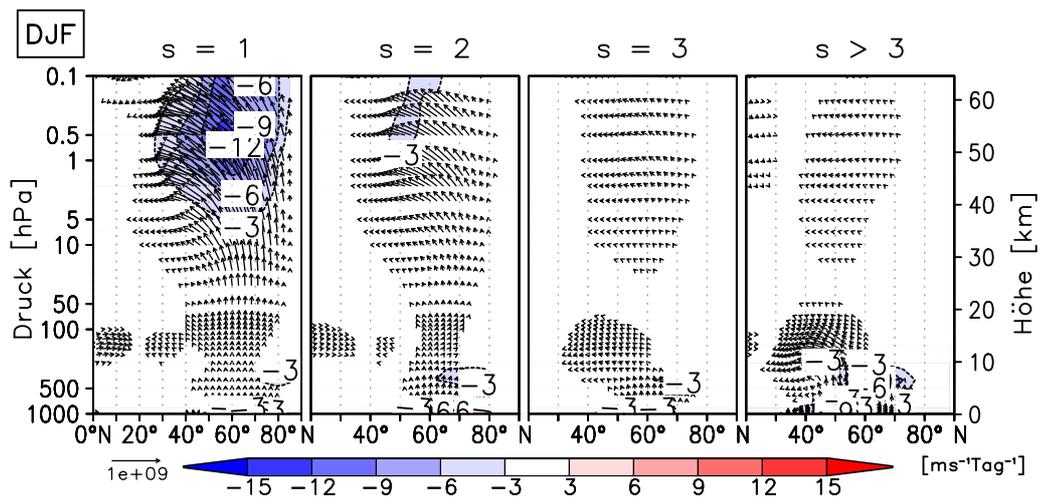


Abbildung 4.11: Höhen-Breiten-Schnitte für EPFD [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$] sowie EP-Flussvektoren [m^2s^{-2}] für die Simulation 2000, 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, zonal-gemittelt, DJF. Von links nach rechts: Anteile der Wellenzahlen $s = 1 - 3$, $s > 3$.

ter erfolgt mithilfe der Abbildungen 4.10 und 4.11. Die Abbildung 4.10 zeigt neben den Feldern für alle Wellen (links) auch die EP-Flussvektoren und -divergenzen durch die Antriebe stationärer (Mitte) und transienter (rechts) Wellen (Definition und Berechnung siehe Abschnitt 3.4). Im Gesamtfeld der EP-Flussvektoren sind zwei Äste deutlich zu erkennen: Ausgehend von der Zone stärkster troposphärischer Wellenanregung in den mittleren Breiten in der unteren Troposphäre, erkennbar an der EP-Flussdivergenz und den aufwärts-gerichteten EP-Flussvektoren, findet eine Wellenausbreitung, zum Einen aufwärts in die mittlere und obe-

re Stratosphäre und zum Anderen äquatorwärts in die tropische untere Stratosphäre, statt. Damit gehen zwei starke Konvergenzgebiete in der mittleren Tropo- und der oberen Stratosphäre einher. Stationäre Wellen erreichen entsprechend dem Charney-Drazin-Kriterium die Stratosphäre und bestimmen somit die aufwärtige Ausbreitung von Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre. Sie sind hauptsächlich am ober-stratosphärischen Konvergenzsignal beteiligt (Abbildung 4.10, Mitte). Transiente Wellen werden in der unteren Troposphäre in den mittleren und den hohen Breiten angeregt (EP-Flussdivergenz) und breiten sich zum Teil in Richtung der niederen Breiten und zum Teil aufwärts aus. Ein großer Teil der transienten Wellen dissipiert in der unteren und mittleren Troposphäre (EP-Flusskonvergenz). Zudem führen Rossby-Schwerewellen zu schwachen Signalen in den transienten Wellen in der oberen Stratosphäre (Abbildung 4.10, rechts).

Die räumliche Unterteilung der Wellen anhand ihrer Wellenzahlen ist in der Abbildung 4.11 gezeigt. Gut erkennbar ist die Ausbreitung von langen planetaren Wellen der Wellenzahl eins, sowohl auf- als auch äquatorwärts (Abbildung 4.11, links), wohingegen Wellen der Wellenzahlen zwei und drei jeweils nur eine Ausbreitung nach oben bzw. entlang des unteren Astes in Richtung der Tropen aufweisen (Abbildung 4.11, Mitte). Eine analoge Beobachtung wurde auch in LI ET AL. [2007] für NCEP/NCAR Reanalysedaten gemacht. Die planetaren Wellen mit den Wellenzahlen eins bis drei umfassen in ihrer Summe nahezu das gesamte stratosphärische Signal (vgl. Abbildung 4.10, links). Die synoptischen Wellen mit Wellenzahlen größer drei erreichen nur vereinzelt die Stratosphäre (Abbildung 4.11, rechts). In der Troposphäre sind sie an der Divergenz im unteren und am starken Konvergenzsignal im oberen Bereich hauptsächlich beteiligt. Ein Vergleich der Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigt, dass der Begriff stationär mit langen (planetaren) Wellen der Wellenzahlen eins bis drei in Verbindung gebracht werden kann, während transiente Wellen in der Troposphäre überwiegend kurzskalige (synoptische) Phänomene der Wellenzahlen größer drei umfassen.

Ein Vergleich mit den polar-stereographischen Darstellungen von Temperatur, Zonalwind und Geopotential (Abbildung 4.5) zeigt eine deutliche Signatur der planetaren Wellen der Wellenzahl eins im klimatologischen Mittel für den Winter der NH an. Das ist in guter Übereinstimmung mit einer starken Ausbreitung der langen planetaren Wellen mit der Wellenzahl eins in die Stratosphäre (Abbildung 4.11, links). Die Wellenzahl eins beschreibt eine Verschiebung des Polarwirbels vom Pol, sodass bei Umkreisung des Polarwirbels z. B. in 60°N ein Wellenberg und ein Wellental auftreten. Die Wellenzahl zwei ist hingegen durch eine Elongation bzw. Teilung des Polarwirbels mit zwei Tief- und zwei Hochdruckzentren gekennzeichnet. Diese kommt im klimatologischen Mittel nicht vor, ist aber im Zuge von Stratosphärenenerwärmungen an zahlreichen Tagen im Winter der NH anzutreffen (vgl. Abschnitt 2.1, bzw. LABITZKE [1998]).

Im Abschnitt 2.4.3 wurde erläutert, dass der Brechungsindex n_s^2 [Gleichung (2.53)] ein wichtiges Maß dafür ist, ob Wellen in die Stratosphäre propagieren können. Die Abbildung 4.12 zeigt die Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$ [im Folgenden: $P(n_s^2 < 0)$] für die Referenzsimulation 2000 mit EMAC, in Anlehnung an LI ET AL. [2007]. Je höher diese ist, umso wahrscheinlicher ist es, dass Wellen abgelenkt werden oder brechen und sich nicht weiter vertikal ausbreiten können. Für planetare Wellen der Wellenzahl eins, existiert etwa im Bereich zwischen 45° und 60°N eine Zone durch welche eine ungehinderte Wellenausbreitung in die mittlere Stratosphäre möglich ist (Abbildung 4.12, links). In der tropischen Tropopausenregion stellt die Nullwindlinie und damit der Übergang zu Ostwinden eine Barriere für die Wellenausbreitung dar (vgl. Abbildung 4.4, rechts, unten). Zudem befindet sich in rund 30° – 50°N und 70 hPa ein Maximum der Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$, welches eine Ablenkung bzw. ein Brechen von Wellen zur Folge hat. Dieses Gebiet entspricht der in MATSUNO [1970] beschriebenen Bar-

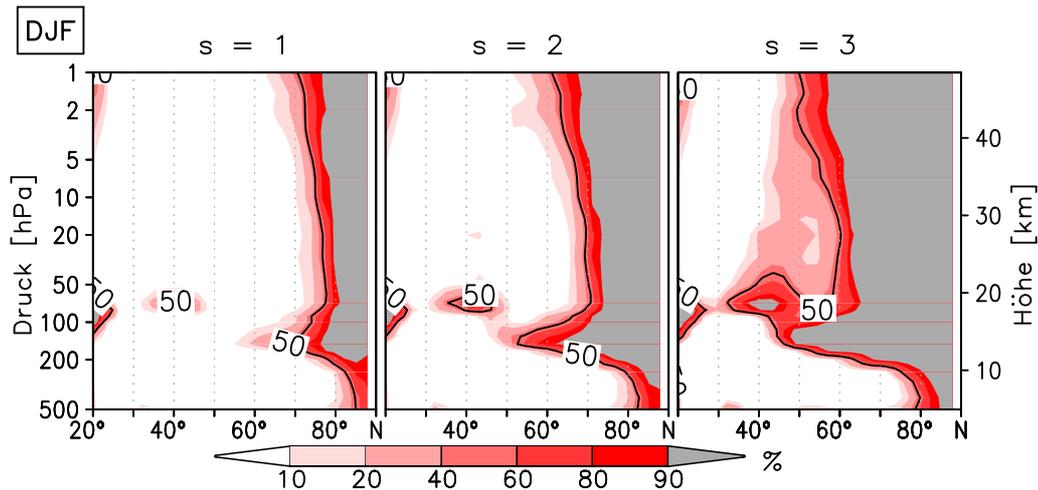


Abbildung 4.12: Höhen-Breiten-Schnitte der Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$ [%] für die Referenzsimulation 2000, 500 – 1 hPa, 20°N – 90°N, zonal-gemittelt, DJF. Von links nach rechts: Wellenzahlen $s = 1, 2, 3$.

riere für die Wellenausbreitung oberhalb des Subtropenstrahlstroms, gekennzeichnet durch eine Region starker Windscherung (vgl. Abschnitt 2.4.3). Die Betrachtung der Ergebnisse für die Wellenzahlen zwei und drei (Abbildung 4.12, Mitte und rechts) zeigt eine Verkleinerung der Zone ungehinderter Wellenausbreitung in den mittleren Breiten der UTLS-Region. Für Wellen der Wellenzahl drei beträgt die Wahrscheinlichkeit für eine Ausbreitung in die Stratosphäre weniger als 50%. Die hier gezeigten Resultate für die EMAC-Simulation sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus LI ET AL. [2007] für NCEP/NCAR Reanalysen.

Der Vergleich von $P(n_s^2 < 0)$ (Abbildung 4.12) mit den in Abbildung 4.11 dargestellten EP-Flussvektoren und Divergenzen zeigt: Für die Wellenzahlen eins und zwei erfolgt die maximale Wellenausbreitung in die Stratosphäre im Bereich der mittleren Breiten. Dabei ist eine für die Wellenzahl zwei verstärkte Konvergenz in der Troposphäre durch eine verringerte Wellenausbreitung und ein zunehmendes Brechen von Wellen zu erklären (Abbildung 4.12, Mitte). Für die Wellenzahl drei ist die zuvor beschriebene Ablenkung der EP-Flussvektoren in Richtung Äquator (Abbildung 4.11 für $s \geq 3$) mit der verringerten Ausbreitungsmöglichkeit der Wellen in höhere Schichten zu begründen (Abbildung 4.12, rechts).

Im Einklang mit dem Brechungsindex nimmt die Amplitude der Geopotentialwellen mit zunehmender Wellenzahl ab, da nur längere Wellen (kleinere Wellenzahlen) die Stratosphäre erreichen können (Abbildung 4.13). Für die Geopotentialwelle eins nimmt die Amplitude zunächst mit der Höhe zu und erreicht im Bereich der Stratopause in rund 1 hPa (50 km Höhe) ihr Maximum. Die größten Amplituden von 1000 – 1200 dam sind im Breitenbereich zwischen 60°N und 70°N zu finden. Für die Geopotentialwellen zwei und drei ist zusätzlich zur maximalen Amplitude im Stratopausenniveau ein zweites Maximum im Bereich der Tropopause erkennbar. Das darüberliegende Minimum stimmt mit einer im Vergleich zu $s = 1$ verstärkten Region des Wellenbrechens oberhalb der Tropopause überein (Abbildung 4.12, Mitte und rechts). Aufgrund der verringerten Möglichkeit der Wellenpropagation in hohe Breiten sind die stratosphärischen Maxima der Geopotentialwellen zwei und drei in Richtung der mittleren Breiten (50°N und 60°N) verschoben.

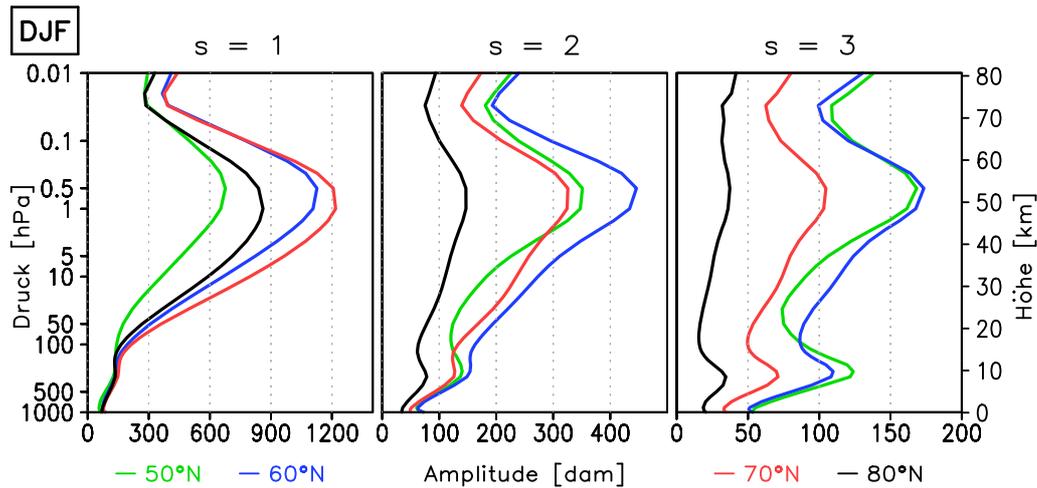


Abbildung 4.13: Von links nach rechts: Wellenamplituden [dam] der Geopotentialwellen 1 – 3 für die Referenzsimulation 2000, in verschiedenen Breiten (50°N – grün, 60°N – blau, 70°N – rot, 80°N – schwarz), 1000 – 0,01 hPa, DJF.

Nach der Beschreibung der Klimatologie der verschiedenen Wellenarten wird im Folgenden die durch Wellen angetriebene RC quantifiziert. Die Abbildung 4.14 zeigt den zonal-gemittelten atmosphärischen Massentransport in Form der residualen Massenstromfunktion Ψ [Gleichung (2.63)] in Höhen-Breiten-Schnitten für alle vier Jahreszeiten. Der Massentransport vom Äquator in Richtung Nordpol ist positiv, der vom Nordpol zum Äquator negativ definiert. Für die SH kehrt sich das Vorzeichen jeweils um. Da keine Ausbreitung planetarer Wellen in Ostwinden stattfinden kann [Charney-Drazin-Kriterium, vgl. Gleichung (2.51)], wird die Sommerzirkulation in der oberen Strato- und der Mesosphäre ausschließlich durch Schwerewellen angetrieben. Die verstärkte Ausbreitung von planetaren Wellen zwischen Tropo- und Stratosphäre in den Wintermonaten verursacht einen deutlich stärkeren Massentransport und damit eine intensivierete Zirkulation im Winter, insbesondere in der NH (Abbildung 4.14, rechts, unten). Im Einklang mit Abbildung 2.10 reicht der Zirkulationsast der Winterhemisphäre über den Äquator hinweg bis in die Sommermesosphäre, in welcher Schwerewellen den Antrieb des Massentransports bewirken (vgl. Abbildungen 4.8 und 4.9, jeweils Mitte und rechts). Die Zirkulation in der unteren Stratosphäre ist v. a. durch transiente synoptische Wellen bestimmt (vgl. Abbildungen 4.10 und 4.11, jeweils rechts) und in allen Jahreszeiten deutlich ausgeprägt. Die Einteilung der stratosphärischen Zirkulation in einen ganzjährigen unteren und einen saisonalen oberen Zirkulationsast [BIRNER und BÖNISCH, 2011] wird mit EMAC anhand der Referenzsimulation bestätigt.

Mithilfe des in Abschnitt 2.4.6 vorgestellten DC-Prinzips erfolgt die Unterteilung der residualen Massenstromfunktion Ψ (Abbildung 4.14) in ihre Anteile in Abhängigkeit von den am Antrieb beteiligten atmosphärischen Wellen. Dazu enthält der Abschnitt 3.4.1 eine Erläuterung der Anwendung des DC-Prinzips auf EMAC-Modelldaten. Die Ergebnisse sind für den jeweiligen Winter außerhalb der Tropen gezeigt (vgl. Abschnitt 2.4.6). Der größte Anteil an Ψ in DJF (Abbildung 4.14, rechts, unten) liegt im Antrieb durch aufgelöste Wellen (Abbildung 4.15, links) begründet. Zudem liefern NGWs wichtige Beiträge in den Subtropen im Sommer und Winter (Abbildung 4.15, Mitte) und OGWs in den mittleren Breiten im Winter

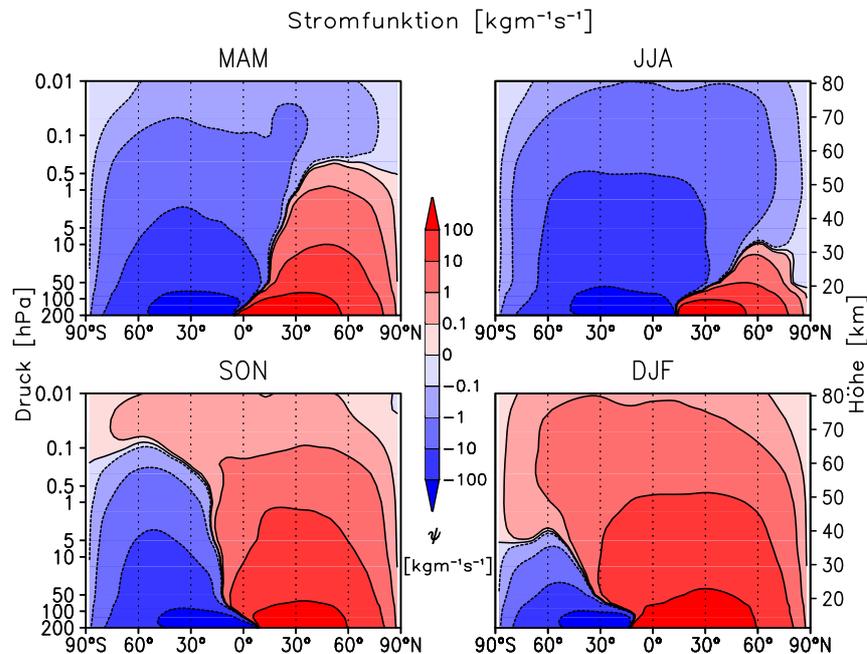


Abbildung 4.14: Höhen-Breiten-Schnitte der residualen Massenstromfunktion [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$] für die Referenzsimulation 2000, alle Jahreszeiten, 200 – 0,01 hPa, $90^\circ\text{S} - 90^\circ\text{N}$. Massentransport vom Äquator zum Nordpol bzw. vom Südpol zum Äquator rot und vom Nordpol zum Äquator bzw. vom Äquator zum Südpol blau.

(Abbildung 4.15, rechts). In der oberen Stratosphäre nimmt zwar die Massenstromfunktion ab, demgegenüber aber die Bedeutung von NGWs zu. Aufgelöste und parametrisierte Wellen sind gemeinschaftlich am Massentransport in der oberen Stratosphäre von der Winter- in die Sommerhemisphäre beteiligt. NGWs bestimmen zum überwiegenden Teil den mesosphärischen Massentransport über den Sommerpol.

Eine detaillierte Aufspaltung der aufgelösten Wellenanteile in planetare und synoptische, sowie transiente und stationäre Wellen zeigen die Abbildungen 4.16 und 4.17 für DJF und JJA, jeweils für die entsprechende Winterhemisphäre. Im rechten Teil der Abbildungen sind die aufgelösten planetaren Wellen bzgl. ihrer zonalen Wellenzahlen ($s = 1 - 3$) separiert. Das Augenmerk liegt auf der unteren Stratosphäre, wofür das 70 hPa-Niveau als repräsentativ angesehen wird, angelehnt an frühere Studien (u. a. BUTCHART ET AL. [2010]).

Für den Winter der NH als dynamisch aktivste Jahreszeit machen die aufgelösten Wellen (blau) den größten Anteil an Ψ aus und bestimmen somit die BDC in allen Breiten. Die zeitliche Aufteilung zeigt, dass transiente Wellen (blau, strich-punktiert) in den niederen Breiten von besonderer Bedeutung sind, während stationäre Wellen (blau, gestrichelt) den größten Anteil von Ψ in den mittleren und den hohen Breiten erklären. Die Unterteilung der aufgelösten Wellen nach räumlichen Komponenten zeigt, dass planetare Wellen (grün, gestrichelt) in allen Breiten eine Rolle spielen, wohingegen synoptische Wellen (grün, strich-punktiert) einen wichtigen Beitrag zu Ψ in den Tropen und den Subtropen liefern (Abbildung 4.16, links). Da die räumlichen und zeitlichen Komponenten atmosphärischer Wellen in engem Zusammenhang stehen, gehen kurze Zeitskalen im Allgemeinen mit kurzen räumlichen Skalen

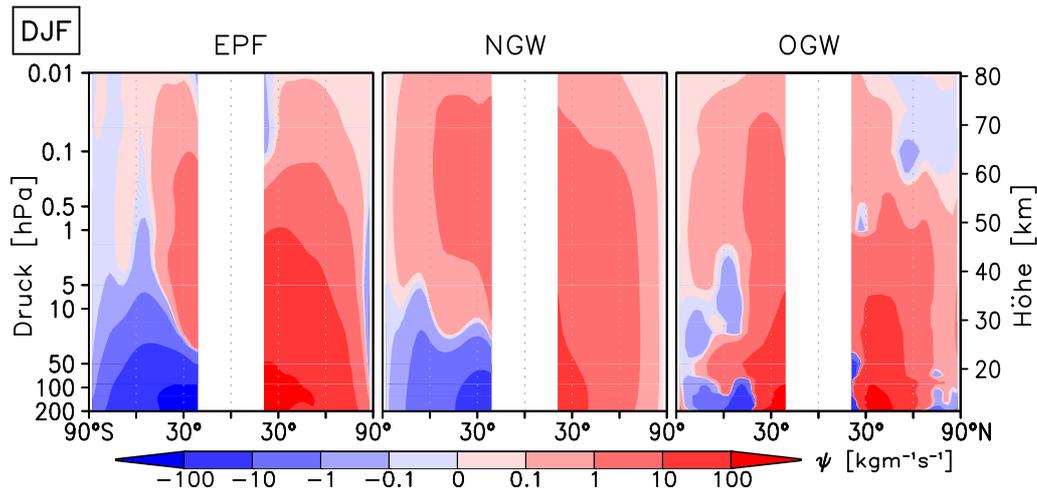


Abbildung 4.15: Höhen-Breiten-Schnitte der Anteile aufgelöster Wellen (EPF, links) sowie parametrisierter nicht-orographischer (NGW, Mitte) und orographischer Schwerewellen (OGW, rechts) an der residualen Massenstromfunktion $[\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}]$ aus DC-Berechnungen für die Referenzsimulation 2000, DJF, 200 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N. Farben entsprechend Abbildung 4.14.

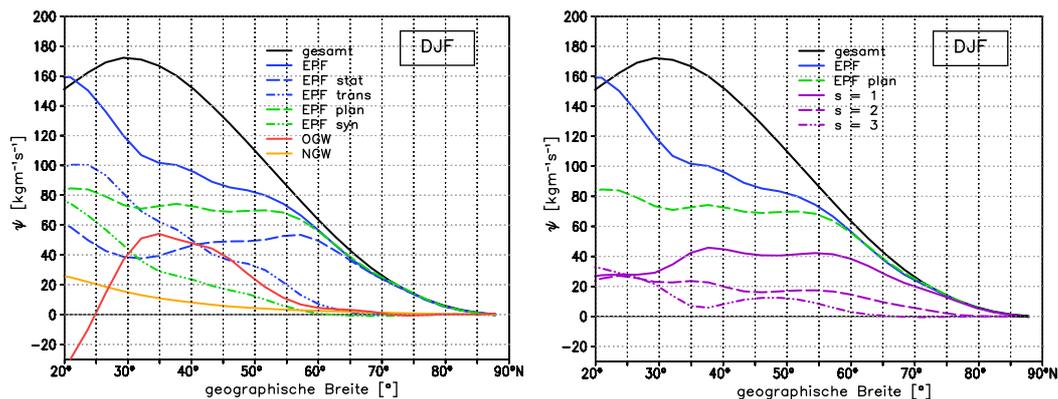


Abbildung 4.16: Residuale Massenstromfunktion (schwarz) sowie Stromfunktionsanteile $[\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}]$ für die Referenzsimulation 2000, 70 hPa, 20°N – 90°N, DJF. Links: Anteile durch EPF, NGWs und OGWs mit zusätzlicher Unterteilung der aufgelösten Wellen in planetare und synoptische, sowie transiente und stationäre Anteile. Rechts: Unterteilung der aufgelösten planetaren Wellen in die Anteile der Wellenzahlen $s = 1, 2, 3$.

einander und umgekehrt. Somit bestimmen kurze Skalen in Raum und Zeit den Massentransport in den Subtropen und nehmen in ihrer Bedeutung zu den hohen Breiten hin ab. Das ist in Einklang mit der stärkeren Ausbreitung transienter und synoptischer Wellen in die untere tropische Stratosphäre, bestätigt durch die EP-Flussvektoren in den Abbildungen 4.10 und 4.11 (jeweils rechts). Planetare Wellen der Wellenzahl eins (lila, durchgezogen) bestimmen in allen Breiten die Massenstromfunktion (Abbildung 4.16, rechts). Dennoch sind in den nie-

deren Breiten Wellen aller drei Wellenzahlen gleichermaßen am Stromfunktionsanteil durch planetare Wellen beteiligt. In den höheren Breiten können kürzere planetare Wellen der Wellenzahlen zwei (lila, gestrichelt) und drei (lila, strich-punktiert) nur noch eingeschränkt in die untere Stratosphäre propagieren [vgl. $P(n_{s=2,3}^2 < 0)$ in Abbildung 4.12, Mitte und rechts] und machen somit nur noch einen kleinen Anteil an der Stromfunktion aus (Abbildung 4.16, rechts). Bezüglich der parametrisierten Wellen umfassen die OGWs (rot) einen wichtigen Anteil des Massentransports in den mittleren Breiten, wohingegen NGWs (gelb) in der unteren Stratosphäre eine untergeordnete Rolle spielen (Abbildung 4.16, links).

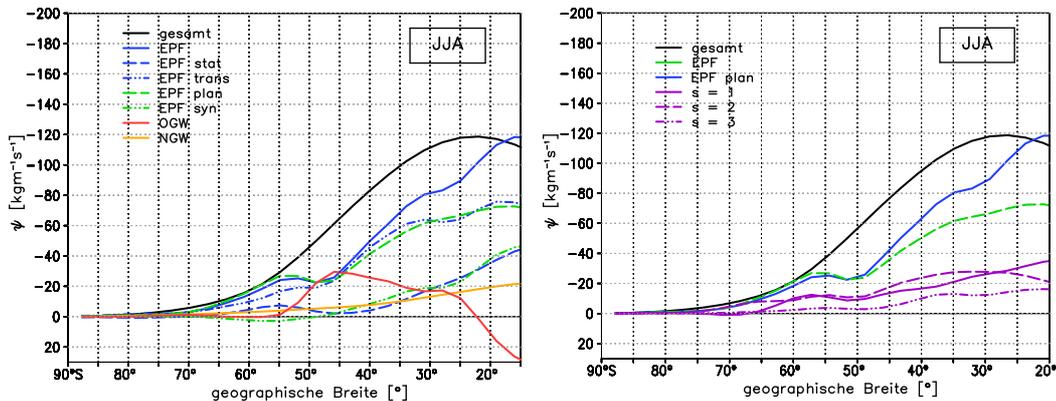


Abbildung 4.17: Wie in Abbildung 4.16 in JJA, 20°S – 90°S. Die y-Achse ist zum besseren Vergleich invertiert dargestellt.

Im südhemisphärischen Winter (JJA, Abbildung 4.17, links) ist Ψ geringer (schwarz) als im Winter der NH (DJF, Abbildung 4.16, links). Aufgelöste (blau) und parametrisierte Wellen (rot, gelb) umfassen vergleichbare Anteile am residualen Massentransport wie im Winter der NH. Der Beitrag der OGWs (rot) ist für JJA von den mittleren Breiten polwärts verschoben mit einem Maximum in 50°S gegenüber 35°N für DJF. Für die SH sind transiente Wellen (blau, strich-punktiert in Abbildung 4.17, links) auch in den hohen mittleren Breiten für den Massentransport von großer Bedeutung, wohingegen in der NH stationäre Wellen (blau, gestrichelt in Abbildung 4.16, links) bestimmend sind. Der Vergleich der rechten Seiten der Abbildungen 4.16 und 4.17 zeigt eine größere Bedeutung planetarer Wellen der Wellenzahl zwei (lila, gestrichelt) am Massentransport in der SH. Im Gegensatz zum nordhemisphärischen Winter tragen in der SH Wellen der Wellenzahl eins und zwei gleichermaßen zu Ψ bei, wobei die kürzeren Wellen ($s = 2$) in den hohen und den mittleren Breiten überwiegen (Abbildung 4.17, rechts).

4.1.2 Das BDC-Signal in tropischen und extratropischen Temperaturen

In Abschnitt 2.4.9 wurde erläutert, dass Temperaturunterschiede zwischen Tropen und Extratropen und deren Kompensation im globalen Mittel mit dem Jahresgang der BDC zusammenhängen (u. a. YULAEVA ET AL. [1994]; YOUNG ET AL. [2011, 2012]). Hier werden analoge Untersuchungen für die Referenzsimulation 2000 mit EMAC vorgestellt. Die Abbildung 4.18 zeigt die Temperaturverläufe für die Tropen (schwarz), die Extratropen (rot) und das globale Mittel (grün) als langjährige Monatsmittel für verschiedene Höhen in der Stratosphäre. Die Höhen wurden für den Vergleich mit Beobachtungen entsprechend der MSU- und SSU-

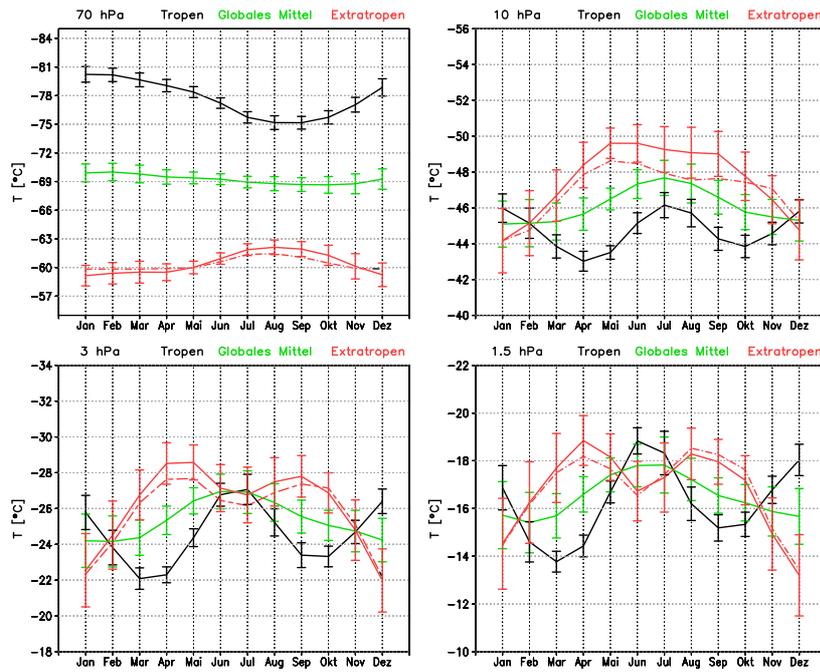


Abbildung 4.18: Mittlerer Jahresgang der Temperaturen [°C] für die Tropen (schwarz, Mittel über $30^{\circ}\text{S} - 30^{\circ}\text{N}$), die Extratropen (rot, Mittel über $90^{\circ}\text{S} - 30^{\circ}\text{S}$ und $30^{\circ}\text{N} - 90^{\circ}\text{N}$, strich-punktiert zusätzlich $30^{\circ} - 70^{\circ}\text{N/S}$, ohne σ) und das globale Mittel (grün, Mittel über $90^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{N}$) für die Referenzsimulation 2000 in 70 hPa (oben links), 10 hPa (oben rechts), 3 hPa (unten links) und 1,5 hPa (unten rechts) mit Standardabweichung aus 75 Simulationsjahren.

Satellitenkanäle verwendet [YOUNG ET AL., 2011]. Repräsentativ für die untere Stratosphäre wurde das 70 hPa-Niveau zum Vergleich mit MSU-4 bzw. MSU-TLS gewählt (vgl. Abbildung 2.20). Für die mittlere und obere Stratosphäre erweisen sich die Höhen 10 hPa, 3 hPa und 1,5 hPa in Analogie zu den Maxima der Gewichtungsfunktionen der Satellitenkanäle SSU-25, SSU-26 und SSU-27 als geeignet und ermöglichen einen direkten Vergleich mit der Abbildung 4 aus YOUNG ET AL. [2011]. Für die untere Stratosphäre (Abbildung 4.18, oben links) zeigen sich deutliche jahreszeitliche Unterschiede zwischen Tropen und Extratropen mit ganzjährig geringeren Temperaturen in den Tropen und maximalen Unterschieden im Winter der NH. Im globalen Mittel ist die Temperatur nahezu konstant, übereinstimmend mit früheren Studien [YULAEVA ET AL., 1994]. In größeren Höhen ist das Signal der BDC nicht mehr so klar erkennbar und auch im globalen Mittel erfolgt keine Kompensation mehr. In der mittleren (Abbildung 4.18, oben rechts) und oberen Stratosphäre (Abbildung 4.18, unten) sind die extratropischen Temperaturen in nahezu allen Jahreszeiten geringer als die tropischen, nur im Winter kehrt sich das Signal um. Die tropischen Temperaturen weisen eine halbjährige Periode mit maximalen Temperaturen in den Übergangsjahreszeiten und minimalen im Sommer und Winter auf. Dieses Verhalten verstärkt sich mit der Höhe und entsteht durch die SAO. In den Übergangsjahreszeiten kommt es zum Absinken von Luft verbunden mit einer Abkühlung in den äquatorialen Breiten. Im Sommer und Winter führt eine aufsteigende Luftbewegung zu einer Erwärmung der Region [YOUNG ET AL., 2011]. In diesen Höhen erfolgt im globalen Mittel keine Kompensation der Temperatur. Diese EMAC-Ergebnisse stim-

men gut mit YOUNG ET AL. [2011] (Abbildung 4) überein. Unterschiede ergeben sich für die Extratropen in der mittleren und oberen Stratosphäre. In YOUNG ET AL. [2011] erfolgte die Mittelung für die Extratropen nur über die Breitenbereiche $30^\circ - 70^\circ$ beider Hemisphären. Für EMAC-Modelldaten wurde dagegen über den gesamten extratropischen Breitenbereich von 30° bis zum jeweiligen Pol gemittelt. Eine analoge Berechnung in EMAC ändert das Resultat in der unteren Stratosphäre nur marginal. In 10 hPa ergeben sich im Sommer um bis zu 2 K höhere Temperaturen, welche in besserer Übereinstimmung mit den Beobachtungen sind [YOUNG ET AL., 2011]. In der oberen Stratosphäre sind die Unterschiede nicht auf den anders gewählten Breitenbereich in EMAC zurückzuführen. Im Vergleich zur unteren Stratosphäre sind mögliche Temperatursignale durch die BDC hier durch andere Faktoren (u. a. die SAO) überdeckt, sodass sich Unsicherheiten ergeben.

Zur besseren Verdeutlichung des Signals wurde von YOUNG ET AL. [2012] die Definition des BDC-Index vorgeschlagen. Im einfachsten Fall handelt es sich hierbei um die Differenz extratropischer und tropischer Temperaturen:

$$\Delta T_{BDC} = T_{extratrop} - T_{trop}. \quad (4.1)$$

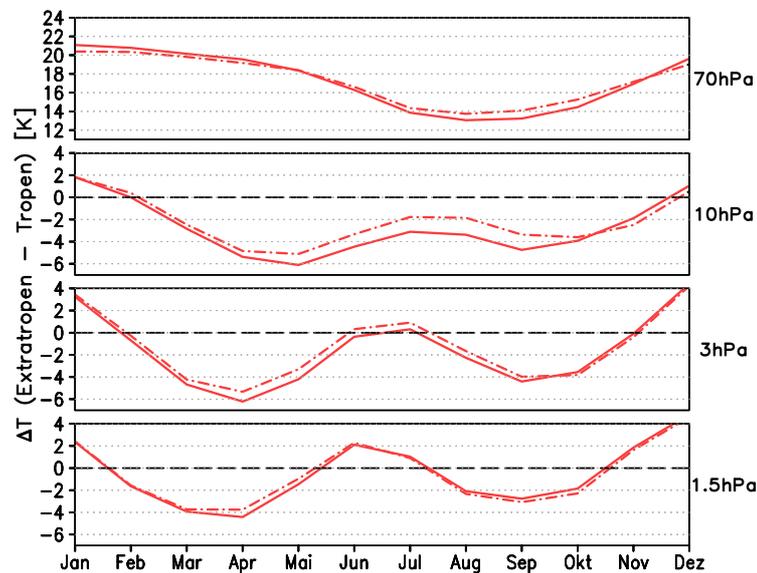


Abbildung 4.19: Mittlerer Jahresgang des BDC-Index [K], definiert als Differenz extratropischer und tropischer Temperaturen [Gleichung (4.1)] für die Referenzsimulation 2000 in 70 hPa, 10 hPa, 3 hPa und 1,5 hPa. Tropische Mittel umfassen die Breiten $30^\circ\text{S} - 30^\circ\text{N}$ und extratropische Breitenmittel jeweils $30^\circ - 90^\circ$ Breite (strich-punktiert zusätzlich $30^\circ - 70^\circ$) beider Hemisphären.

Die Abbildung 4.19 zeigt den BDC-Index im Jahresverlauf für die Höhen aus der Abbildung 4.18. Deutlich erkennbar ist der stark positive Index in der unteren Stratosphäre mit Maximalwerten von 21 K im Winter der NH, bedingt durch die stärkste Ausprägung der BDC in dieser Jahreszeit. In der mittleren und oberen Stratosphäre, treten positive Werte für den BDC-Index nur im Nordwinter auf. Nur in dieser Jahreszeit ist ein BDC-Signal in den Temperaturen zu erkennen, in allen anderen verschwindet dieses oder ist durch andere Einflüsse

überdeckt. Der BDC-Index stellt für die mittlere und obere Stratosphäre keine Bereicherung gegenüber der einfachen Betrachtung absoluter Temperaturen dar. Dennoch ist eine Einführung an dieser Stelle sinnvoll, da im Kapitel 5 auf dieses Konzept zurückgegriffen wird, um Änderungen für Vergangenheit und Zukunft aufzuzeigen. Der BDC-Index hat gegenüber der Betrachtung absoluter Temperaturen den großen Vorteil, dass zukünftige Temperaturänderungen, beispielsweise eine Abkühlung der Stratosphäre infolge der zunehmenden Treibhausgase, enthalten sind und nicht separat berücksichtigt werden müssen. Eine weiterführende Korrektur dieses einfachen Index, vergleichbar mit YOUNG ET AL. [2012] erfolgt im Rahmen dieser Arbeit nicht.

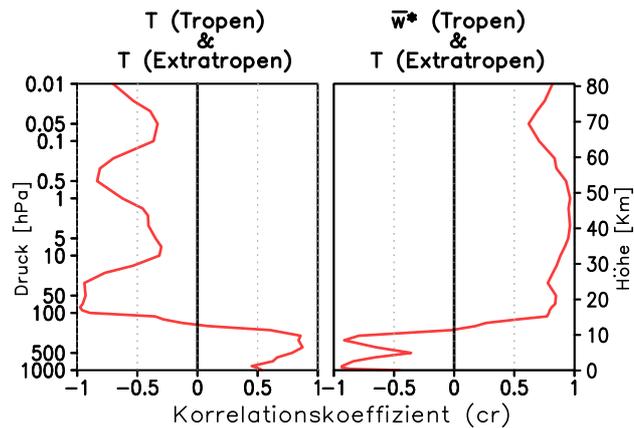


Abbildung 4.20: Höhenprofile der mittleren Korrelationskoeffizienten (cr) für tropische und extratropische Temperaturen (links) sowie tropisches \bar{w}^* und extratropische Temperaturen (rechts) für die Referenzsimulation 2000, 1000 – 0,01 hPa. Tropische Mittel umfassen die Breiten $30^{\circ}\text{S} - 30^{\circ}\text{N}$ und extratropische Breitenmittel jeweils $30^{\circ} - 90^{\circ}$ Breite beider Hemisphären.

Die Berechnung von Korrelationen (Abschnitt 3.4.4) zwischen T und \bar{w}^* für verschiedene Breiten und Höhen ermöglicht es, die Bedeutung diabatischer Prozesse abzuschätzen. Hierzu wird die entgegengesetzte Proportionalität zwischen dem adiabatischen Anteil der lokalen Temperaturtendenz $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{adia}$ und der residualen Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* ausgenutzt [vgl. Gleichung (2.72)]. Die Abbildung 4.20 zeigt die Korrelationskoeffizienten zwischen tropischen und extratropischen Temperaturen (links), sowie zwischen tropischem \bar{w}^* und extratropischen Temperaturen (rechts). Tropische Mittel umfassen die Breiten $30^{\circ}\text{S} - 30^{\circ}\text{N}$ und extratropische Breitenmittel jeweils $30^{\circ} - 90^{\circ}$ Breite beider Hemisphären. Tropische und extratropische Temperaturen sind in der Troposphäre positiv und in der gesamten Strato- und Mesosphäre negativ korreliert. In der Troposphäre sind die Temperaturen in den Tropen höher und in den Extratropen niedriger. Das wird verursacht durch die stärkere einstrahlungsbedingte Erwärmung der Tropenregion und nicht durch den Zusammenhang zwischen Temperaturänderung und Vertikalgeschwindigkeit. In der unteren Stratosphäre sind negative Korrelationskoeffizienten mit höheren Temperaturen in den Extratropen und niedrigeren in den Tropen zu erklären (vgl. Abbildungen 4.2 und 4.18). Die größten negativen Korrelationskoeffizienten sind oberhalb der Tropopause bis in eine Höhe von rund 30 hPa zu finden. Darüber bleibt die negative Korrelation bestehen, aber in deutlich schwächerer Ausprägung. Die SAO bewirkt eine starke halbjährige Variation, sodass das BDC-Signal in tropischen und extratropischen

Temperaturen überdeckt ist (Abbildung 4.19, Mitte und unten).

Den Zusammenhang zwischen tropischem Aufsteigen und niedrigeren Temperaturen in den Extratropen veranschaulicht der rechte Teil der Abbildung 4.20. In der gesamten Strato- und der Mesosphäre ist die Korrelation positiv. Maximale Korrelationen von fast eins treten in der mittleren und oberen Stratosphäre auf. In der Winterhemisphäre findet ein starkes Absinken im Polarwirbel statt und sehr niedrige Temperaturen resultieren. In der Mesosphäre ist die Korrelation geringer, da hier die Abweichung der lokalen Temperaturtendenz entscheidend von diabatischen Prozessen mitbestimmt wird [vgl. Gleichung (2.71)].

Bereits in Abschnitt 2.4.9 wurde festgestellt und hier anhand der Referenzsimulation bestätigt, dass ein BDC-Signal in tropischen und extratropischen Temperaturen existiert, die Temperatur allerdings nicht der beste Indikator für dynamische Vorgänge ist. Die Temperaturverteilung ist neben Ein- und Ausstrahlung sowie Dynamik auch von der Spurengasverteilung und der Schichtung der Atmosphäre abhängig, welche mit der Breite variieren können. Somit ist eine einfache Übertragung der Temperatur auf dynamische Prozesse zwischen Tropen und Extratropen nur bedingt möglich [FUEGLISTALER ET AL., 2011]. Für die hier gezeigten Ergebnisse bedeutet das, dass ein Teil, aber nicht zwangsläufig das gesamte Temperatursignal zwischen Tropen und Extratropen durch die BDC erklärt werden kann. In den folgenden Abschnitten werden daher weitere Größen anhand der Referenzsimulation vorgestellt, die eine verbesserte Charakterisierung der BDC zulassen.

4.1.3 Das Aufsteigen von Luft in den Tropen und das Absinken in den Extratropen

Ein wichtiger Indikator für die BDC ist die direkte Betrachtung der aufsteigenden und absinkenden Luftmassen in den Tropen bzw. Extratropen.

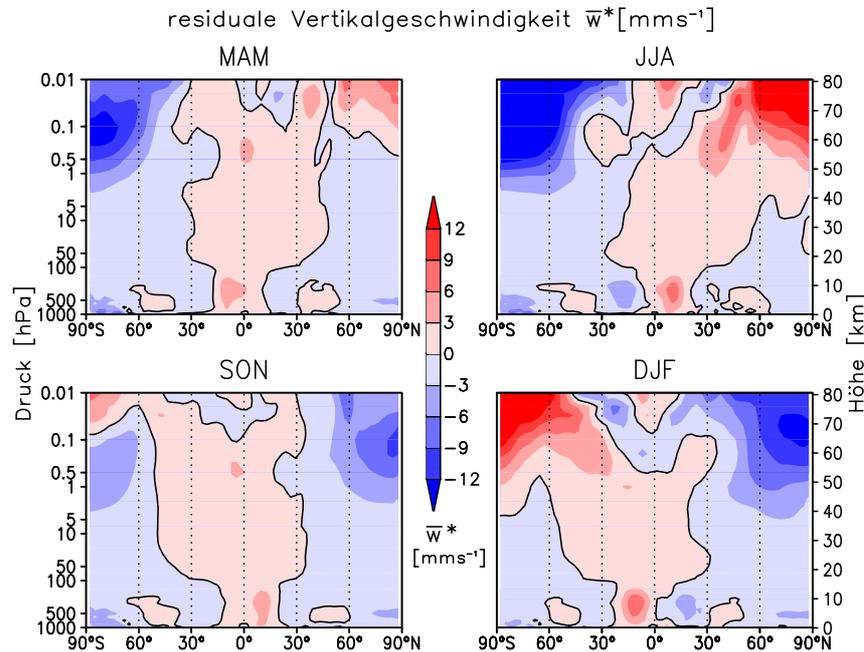


Abbildung 4.21: Höhen-Breiten-Schnitte der residualen Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* [mms^{-1}] für die Referenzsimulation 2000 in allen vier Jahreszeiten, 1000 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N. Aufsteigen ($\bar{w}^* > 0$) in roter, Absinken ($\bar{w}^* < 0$) in blauer Kontur.

Die Abbildung 4.21 zeigt die mittlere residuale Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* [vgl. Gleichung (2.36)] als Höhen-Breiten-Schnitt für die verschiedenen Jahreszeiten, wobei aufsteigende positivem \bar{w}^* (rot) und absinkende Luftbewegung negativem \bar{w}^* (blau) entsprechen. In der Troposphäre sind die Hadley-Zelle mit Aufsteigen in den Tropen und Absinken in den Extratropen, sowie die Ferrel-Zelle mit aufsteigender in den mittleren und absinkender Luftbewegung in den hohen Breiten in allen Jahreszeiten deutlich erkennbar. Die tropische Stratosphäre ist das ganze Jahr über durch eine aufsteigende Luftbewegung gekennzeichnet, welche bis in die obere Stratosphäre und die Mesosphäre der hohen Breiten in der Sommerhemisphäre reicht. In der unteren und mittleren Stratosphäre ist die residuale Vertikalgeschwindigkeit das ganze Jahr über negativ. Das stärkste Absinken erfolgt im jeweiligen Winterhalbjahr, entsprechend der stärksten wellengetriebenen Zirkulation in dieser Jahreszeit (vgl. Abbildung 4.14, rechts). Im jeweiligen Sommer beider Hemisphären zeichnet sich die Mesosphäre durch eine aufsteigende Luftbewegung aus. Im Winter erfolgt eine starke Absinkbewegung, in Zusammenhang mit der starken Zirkulation von Pol zu Pol (siehe Abschnitt 2.4), initiiert durch die Wirkung von Schwerewellen (vgl. Abbildungen 4.8 und 4.9, jeweils Mitte und rechts).

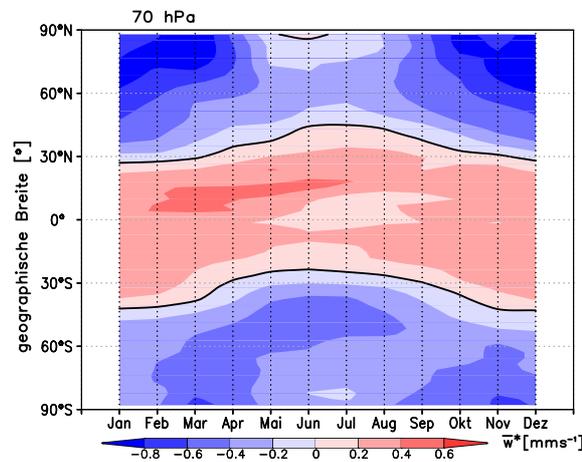


Abbildung 4.22: Mittlerer Jahresgang der residualen Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* [mms^{-1}] für die Referenzsimulation 2000, 70 hPa, $90^\circ\text{S} - 90^\circ\text{N}$.

Die Abbildung 4.22 zeigt den mittleren Jahresgang der vertikalen Residualgeschwindigkeit in der unteren Stratosphäre (70 hPa) in Abhängigkeit von der geographischen Breite. Deutlich erkennbar sind die Regionen mit aufsteigender Luftbewegung in den Tropen im Bereich von rund $30^\circ\text{N} - 30^\circ\text{S}$ und absinkender Luftbewegung polwärts. Die Umkehrbreiten (TLs, vgl. Abschnitt 2.4.7) verschieben sich entsprechend dem Jahresgang der maximalen solaren Einstrahlung hin zur jeweiligen Sommerhemisphäre. Verstärktes Absinken findet in den Monaten Oktober bis März in den hohen nördlichen Breiten statt.

Zunächst wird das Aufsteigen in den Tropen näher beleuchtet. Hierzu zeigt der linke Teil der Abbildung 4.23 die über die Tropenregion ($20^\circ\text{N} - 20^\circ\text{S}$) gemittelte residuale Vertikalgeschwindigkeit im Jahresverlauf für das 70 hPa-Niveau. Das verstärkte Aufsteigen im Winter der NH ist im Einklang mit der verstärkten BDC in dieser Jahreszeit. Minima treten im nordhemisphärischen Sommer auf.

Mithilfe von EMAC wird eine Aufspaltung der residualen Vertikalgeschwindigkeit bzgl.

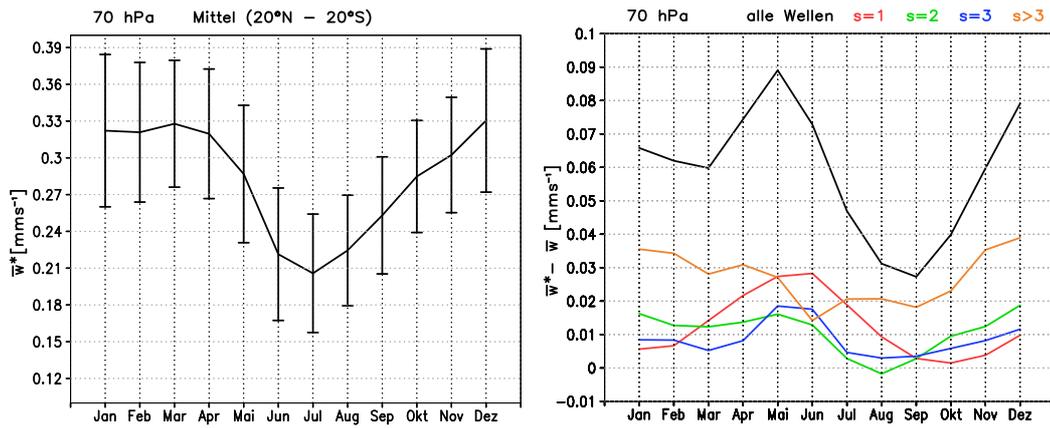


Abbildung 4.23: Mittlerer Jahresgang der über die Tropenregion ($20^{\circ}\text{N} - 20^{\circ}\text{S}$) gemittelten residualen Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* [mm s^{-1}] mit zugehöriger Standardabweichung (links) und des wellengetriebenen Anteils der residualen Vertikalgeschwindigkeit $w' = \bar{w}^* - \bar{w}$ [mm s^{-1}] (rechts) für die Referenzsimulation 2000, 70 hPa. Rechts: Gesamtsignal verursacht durch alle Wellen (schwarz) und Anteile durch planetare und synoptische Wellen (farbig).

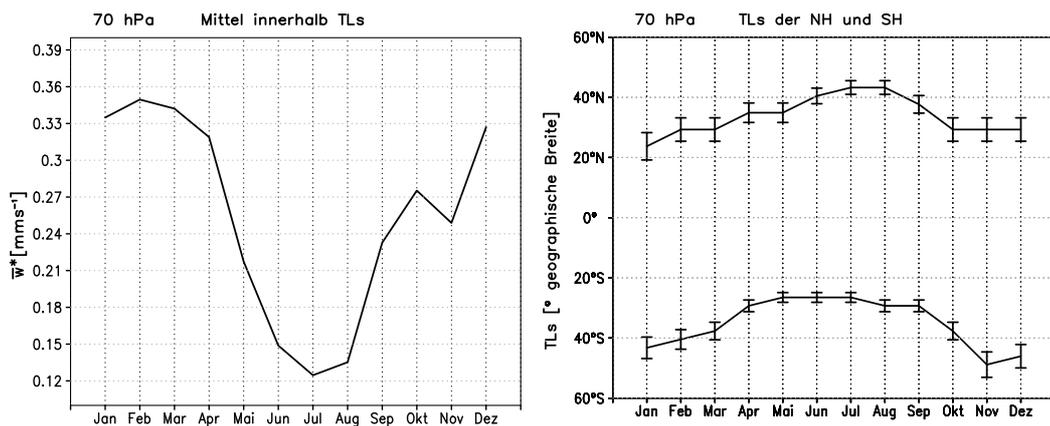


Abbildung 4.24: Mittlerer Jahresgang des tropischen Aufstiegs als Mittel der residualen Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* zwischen den TLs ($\bar{w}^* > 0$) [mm s^{-1}] (links) und TLs in Nord- und Südhemisphäre [$^{\circ}$ Breite] inklusive Standardabweichung (rechts) für die Referenzsimulation 2000, 70 hPa.

der antreibenden Wellen vorgenommen (siehe Abschnitt 3.4). Die Abbildung 4.23 (rechts) zeigt den Jahresgang des wellengetriebenen Anteils der residualen Vertikalgeschwindigkeit $w' = \bar{w}^* - \bar{w}$ [vgl. Gleichung (2.36)] gemittelt über die Tropenregion ($20^{\circ}\text{N} - 20^{\circ}\text{S}$). Das gesamte welleninduzierte Signal (schwarz) weist maximale Werte im Mai und Dezember auf, und ein Minimum im September. Aufgespalten in planetare ($s = 1 - 3$) und synoptische ($s > 3$) Wellenanteile (farbig in Abbildung 4.23, rechts), zeigt sich ein starker Einfluss der planetaren Wellen mit den Wellenzahlen zwei und drei im Nordwinter, während lange planetare Wellen ($s = 1$) im Frühjahr und Sommer dominieren. Synoptische Wellen verursachen das ganze Jahr

über einen großen Teil des Gesamtsignals mit minimalen Werten im Nordsummer.

Die Berechnung des tropischen Aufstiegens innerhalb fester Breitenbereiche hat den Nachteil, dass über Regionen mit positiven und negativen Werten von \bar{w}^* gemittelt wird. Zur direkten Untersuchung des tropischen Aufstiegens ist es somit günstig, im Bereich zwischen den TLs beider Hemisphären zu mitteln, in welchem \bar{w}^* positiv ist. Der rechte Teil der Abbildung 4.24 zeigt den mittleren Jahresgang der TLs in 70 hPa für die NH und die SH. Die TLs befinden sich in allen Jahreszeiten nördlich (südlich) von 20° Breite für die NH (SH). Das Mittel der residualen Vertikalgeschwindigkeit zwischen den TLs ist anhand von Abbildung 4.24 (links) veranschaulicht. Im Vergleich zu Abbildung 4.23 (links) zeigt sich ein stärker ausgeprägter Jahresgang mit höheren Werten im Winter und niedrigeren im Sommer der NH. Die Unterschiede sind durch die Mittelung über verschiedene Breitenbereiche begründet: Das Mittel zwischen den TLs liefert höhere (niedrigere) Werte, wenn nördlich von 20°N bzw. südlich von 20°S höhere (niedrigere) Werte von \bar{w}^* als gemittelt über 20°N bis 20°S auftreten.

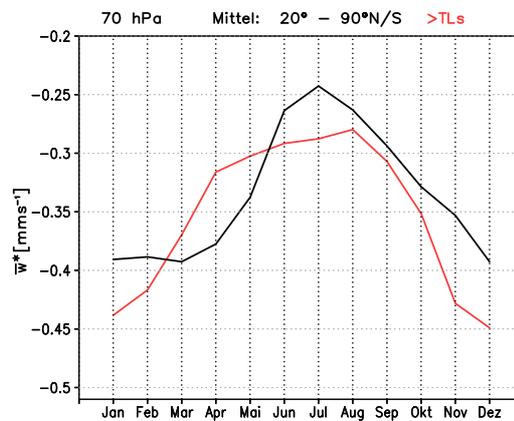


Abbildung 4.25: Mittlerer Jahresgang des extratropischen Absinkens als Mittel der residualen Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* über die Extratropen (20° – 90°N/S) (schwarz) und zwischen den TLs beider Hemisphären und dem jeweiligen Pol ($\bar{w}^* < 0$) (rot) [mms⁻¹] für die Referenzsimulation 2000, 70 hPa.

Beide Berechnungsmethoden ergeben die gleiche Größenordnung, allerdings wird hier deutlich, dass für den Vergleich verschiedener Studien untereinander eine genaue Angabe zur Berechnung des tropischen Aufstiegens notwendig ist. Zudem ergeben sich bei der Betrachtung von Änderungen in Vergangenheit und Zukunft (Kapitel 5) unterschiedliche Aussagen, je nachdem, ob über feste Breitenbereiche oder variable TLs gemittelt wird. In diesem Zusammenhang ist es eine andere Aussage, ob das Aufsteigen in den Tropen im gleichen Breitenbereich zu- bzw. abnimmt, oder ob die Änderung von \bar{w}^* durch eine Verschiebung der TLs begründet ist, oder ob sich beides gleichzeitig ändert. Hierauf wird in Abschnitt 5.2 genauer eingegangen. Das Absinken in den Extratropen zeigt die Abbildung 4.25 sowohl berechnet als Mittel über 20° – 90°N/S (schwarz), als auch über die Breiten zwischen den TLs beider Hemisphären und dem jeweiligen Pol (rot). Wie bereits für das Aufsteigen in den Tropen gezeigt, ergeben sich bei der Berechnung anhand der TLs höhere (stärker negative) Werte für den Winter und niedrigere für Frühjahr und Sommer der NH. Für beide Berechnungen erfolgt das stärkste Absinken (negativere Werte von \bar{w}^*) im nordhemisphärischen Winter, in Übereinstimmung mit dem tropischen Aufsteigen (Abbildungen 4.23 und 4.24, jeweils links).

4.1.4 Der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss in EMAC

Zur Berechnung des Aufsteigens in den Tropen bzw. Absinkens in den Extratropen wurde im Abschnitt 4.1.3 u. a. über Regionen mit positivem bzw. negativem \bar{w}^* gemittelt. Der Massenfluss als integrierte Größe ist ein häufig verwendeter Indikator für die Stärke der BDC [BUTCHART ET AL., 2010]. Im Abschnitt 2.4.7 wurde gezeigt, dass der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss ($F_{\uparrow}^{\text{trop}}$) aus den Werten von Ψ an den TLs bestimmt wird [Gleichung (2.66)].

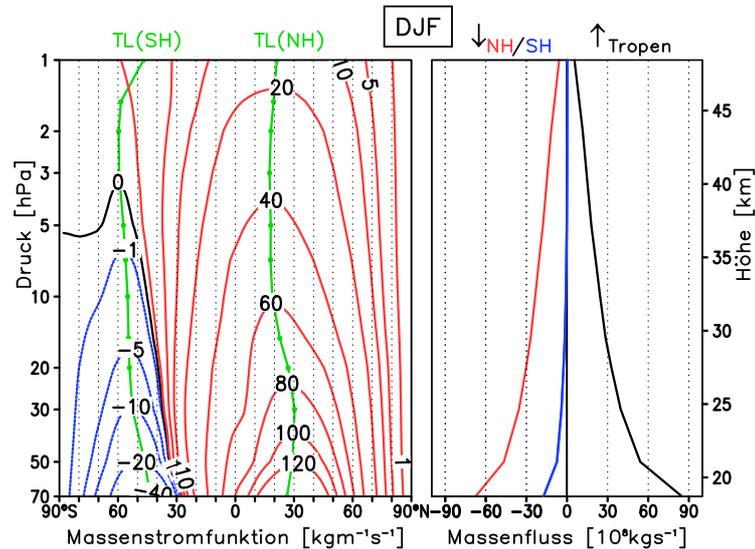


Abbildung 4.26: Links: Höhen-Breiten-Schnitt ($90^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{N}$) der residualen Massenstromfunktion [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$] mit TLs (grün). Rechts: Höhenprofile der abwärts-gerichteten Massenflüsse in den Extratropen der NH (rot) und SH (blau), sowie des aufwärts-gerichteten tropischen Massenflusses (schwarz) [10^8kg s^{-1}]. Jeweils für die Referenzsimulation 2000, 70 – 1 hPa, DJF.

Die Abbildung 4.26 zeigt hierzu im linken Teil die residuale Massenstromfunktion mit den höhenabhängig variierenden TLs (grün), sowie die abwärts-gerichteten extratropischen Massenflüsse in der NH (rot) und der SH (blau) und den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss, jeweils für den Winter der NH. $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, definiert als Summe der abwärts-gerichteten Massenflüsse beider Hemisphären, wird maßgeblich vom Wellenantrieb in den winterlichen Extratropen bestimmt (Abbildung 4.26, rechts, rot). In der mittleren und oberen Stratosphäre verschwindet der Massenfluss in den Extratropen der Sommerhemisphäre nahezu vollständig (Abbildung 4.26, rechts, blau). Aufgrund der mit der Höhe exponentiell abnehmenden Luftdichte und somit auch exponentiell abnehmenden Atmosphärenmasse, beschreiben Ψ und die Massenflüsse ebenfalls eine exponentielle Abnahme mit der Höhe.

Die Tabelle 4.1 zeigt den aufwärts- und die abwärts-gerichteten Massenflüsse in der unteren Stratosphäre (70 hPa) in den verschiedenen Jahreszeiten und für das Jahresmittel. Mit rund $85 \cdot 10^8\text{kg s}^{-1}$ ist $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in DJF am größten. Im Sommer und Winter bestimmen jeweils die abwärts-gerichteten Anteile aus der Winterhemisphäre den tropischen Massenfluss und machen rund 80% desselben aus. In SON machen jeweils die NH und in MAM die SH einen größeren Anteil am Aufsteigen von Luftmassen in den tropischen Breiten aus. Im Jahresmittel

Tabelle 4.1: Aufwärts-gerichteter tropischer ($F_{\uparrow}^{\text{trop}}$) und abwärts-gerichtete extratropische Massenflüsse in der NH ($F_{\downarrow}^{\text{NH}}$) und der SH ($F_{\downarrow}^{\text{SH}}$) in 70 hPa [10^8kg s^{-1}] für die Referenzsimulation 2000 in allen vier Jahreszeiten und im Jahresmittel. Zusätzlich angegeben ist jeweils die Standardabweichung aus 75 Simulationsjahren.

	$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	$F_{\downarrow}^{\text{NH}}$	$F_{\downarrow}^{\text{SH}}$
MAM	66,57 ± 7,95	-29,33 ± 3,69	-37,24 ± 4,26
JJA	57,94 ± 6,74	-10,50 ± 1,16	-47,44 ± 5,58
SON	71,09 ± 7,75	-44,03 ± 4,86	-27,06 ± 2,89
DJF	84,92 ± 10,62	-67,57 ± 8,72	-17,35 ± 1,90
ym	66,09 ± 7,56	-36,44 ± 4,16	-29,65 ± 3,40

beträgt der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss in 70 hPa im Mittel $66 \cdot 10^8 \text{kg s}^{-1}$, wobei die NH einen größeren Beitrag am Gesamtsignal aufweist.

Die Anwendung des DC-Prinzips auf EMAC-Modelldaten wurde in Abschnitt 3.4.1 erläutert. Mit dem DC-Prinzip besteht neben Ψ auch für den Massenfluss die Möglichkeit, eine Aufspaltung in die Anteile durch die verschiedenen atmosphärischen Wellen vorzunehmen. Hierzu zeigen die Abbildungen 4.27 und 4.28 die prozentualen Anteile der unterschiedlichen Wellen am gesamten aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in den Jahreszeiten DJF und JJA im Höhenprofil. Entsprechend der Definition von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ [vgl. Gleichung (2.66)] ist dieser durch die Anteile der Wellen im Bereich der TLs in den jeweiligen Höhen bestimmt. Für

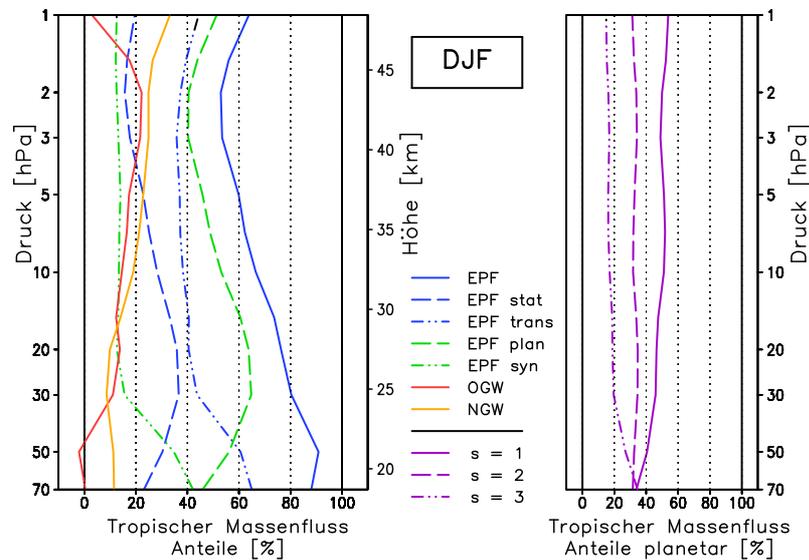


Abbildung 4.27: Links: Relative Anteile aufgelöster und parametrisierter Wellen (vgl. Abbildung 4.16) an $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ [%] für die Referenzsimulation 2000, 70 – 1 hPa, DJF. Rechts: Anteile der planetaren Wellen mit den Wellenzahlen $s = 1 - 3$ am aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss durch planetare Wellen [%].

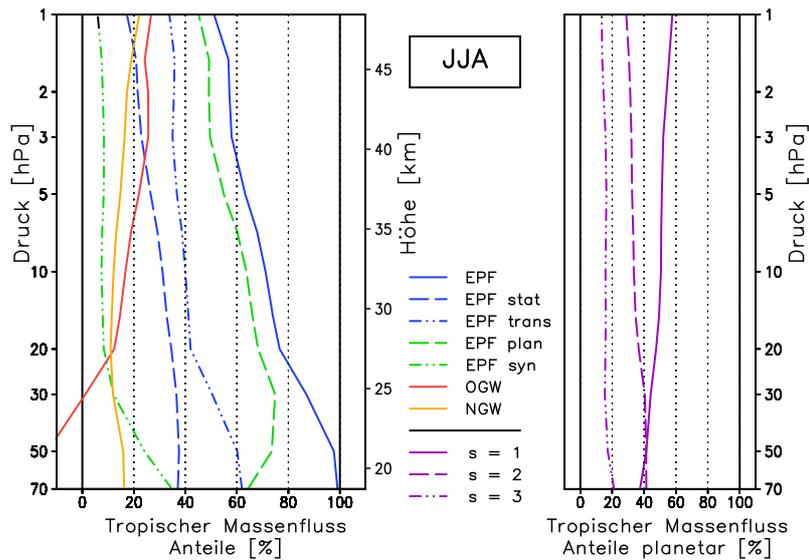


Abbildung 4.28: Wie in Abbildung 4.27 in JJA.

DJF (Abbildung 4.27) und JJA (Abbildung 4.28) sorgen aufgelöste Wellen (EPF, blau) für den größten Anteil am Massenfluss und sind mit 90% (in JJA sogar nahezu 100%) in der unteren Stratosphäre und 50 - 80% in den darüberliegenden Schichten beteiligt. In der mittleren und oberen Stratosphäre bilden OGWs (rot) und NGWs (gelb) einen wichtigen zusätzlichen Anteil an $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, wobei jeweils der orographische Anteil in JJA und der nicht-orographische in DJF überwiegt. Dies ist mit den Abbildungen 4.8 und 4.9 zum Antrieb aufgelöster und parametrisierter Wellen vereinbar. Bei den aufgelösten Wellen sind kurzskalige transiente und synoptische Wellen in der unteren Stratosphäre wesentlich an $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ beteiligt (Abbildungen 4.27 und 4.28, jeweils links). In der mittleren und oberen Stratosphäre bestimmen planetare transiente und stationäre Wellen den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss. Die relativen Anteile sind für beide Jahreszeiten vergleichbar: Für JJA ist in der unteren Stratosphäre der Anteil stationärer und synoptischer Wellen etwas größer, auf Kosten transienter und planetarer Wellen. Stationäre und synoptische Wellen bestimmen jeweils rund 40%, transiente und planetare Wellen jeweils rund 60% von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren Stratosphäre in JJA (Abbildung 4.28, links). Dieses Zusammenspiel von zeitlichen und räumlichen Komponenten wurde bereits für Ψ gezeigt (Abbildung 4.17, links). Eine Aufspaltung in die $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Anteile aus den nördlichen und den südlichen Extratropen ist hier nicht gezeigt. Die Analyse hat ergeben, dass jeweils der abwärts-gerichtete Massenfluss aus der Winterhemisphäre entscheidend zum aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss beiträgt und übereinstimmende Anteile bzgl. der verursachenden Wellen aufweist. Der abwärts-gerichtete Massenfluss aus der Sommerhemisphäre liefert in der unteren Stratosphäre einen Beitrag durch transiente synoptische Wellen (blau in Abbildung 4.26, rechts). Den rechten Teilabbildungen von 4.27 und 4.28 sind die Anteile der Wellen mit den Wellenzahlen eins, zwei und drei am Gesamtanteil der planetaren Wellen zu entnehmen. Für beide Jahreszeiten ergeben sich vergleichbare Resultate: In der unteren Stratosphäre sind alle Wellenzahlen gleichermaßen beteiligt. Mit der Höhe nimmt die Bedeutung der Wellenzahl eins zu, wohingegen $s = 2$ ($s = 3$) mit 20 - 40% (10 - 20%) vergleichsweise geringe Anteile an $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch planetare Wellen aufweisen.

4.1.5 Der Wärmefluss als Maß für die Stärke der BDC

Ein weiterer, wichtiger Indikator für die Stärke der BDC ist der meridionale Wärmefluss $\overline{v'\theta'}$ bzw. $\overline{v'T'}$. Entsprechend der Gleichung (2.49) ist die z-Komponente des EP-Flussvektors F_z in quasi-geostrophischer Näherung proportional zum meridionalen Wärmefluss:

$$F_z \propto \overline{v'\theta'} \propto \overline{v'T'}. \quad (4.2)$$

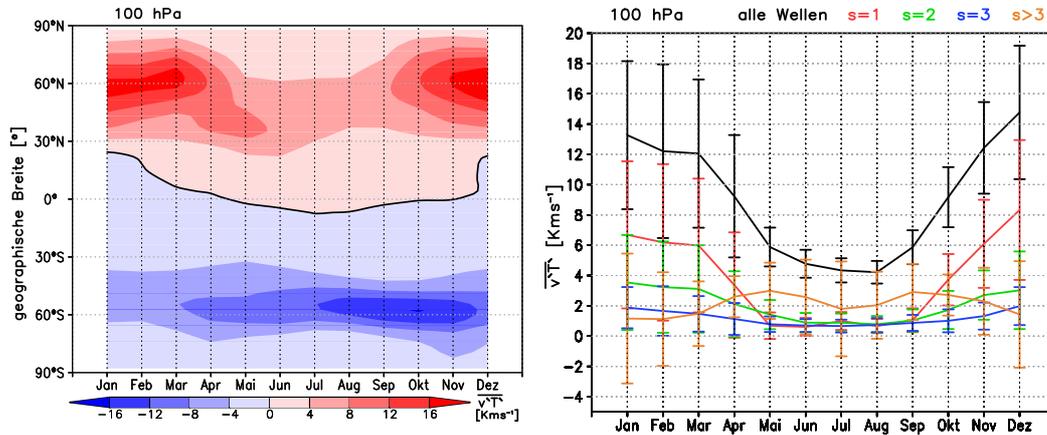


Abbildung 4.29: Mittlerer Jahressgang des zonal-gemittelten Wärmeflusses $\overline{v'T'}$ [Kms⁻¹] für die Referenzsimulation 2000, 100 hPa. Links: Gesamtsignal aller Wellen, 90°S – 90°N. Rechts: $\overline{v'T'}$ gemittelt über den Breitenbereich 40°N – 80°N. Gesamtsignal aller Wellen (schwarz) und Anteile planetarer und synoptischer Wellen (farbig, siehe Legende oben).

Damit besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Ausbreitung von Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre und dem meridionalen Wärmefluss [MCLANDRESS und SHEPHERD, 2009; WINTER und BOURQUI, 2010]. HU und TUNG [2003] zeigten anhand von F_z aus NCEP/NCAR Reanalysen für den Zeitraum von 1979 bis 2002, dass 90% der Wellen, welche von der Tropo- in die Stratosphäre propagieren, das 100 hPa-Niveau im Breitenbereich zwischen 40°N und 75°N erreichen. Die Abbildung 4.10 (links) zeigt den Breitenbereich zwischen 40°N und 80°N als Region mit der stärksten Wellenausbreitung in EMAC, sodass im Folgenden ein Mittel über 40°N – 80°N zur Analyse des meridionalen Wärmeflusses herangezogen wird.

Die Abbildung 4.29 (links) zeigt den mittleren Jahressgang des zonal-gemittelten Wärmeflusses $\overline{v'T'}$ in 100 hPa. Maximale Werte von über 16 Kms⁻¹ treten in den mittleren Breiten der NH von November bis Februar auf. In der SH simuliert EMAC zwischen Juli und Oktober Wärmeflüsse zwischen 12 und 16 Kms⁻¹. Damit sind die EMAC-Ergebnisse für den zonal-gemittelten Wärmefluss in guter Übereinstimmung mit NCEP/NCAR Reanalysen (vgl. MCLANDRESS und SHEPHERD [2009], Abbildung 3b). EMAC ist somit in der Lage, die jahreszeitliche Variation des Wellenantriebs in der unteren Stratosphäre wiederzugeben. Der rechte Teil der Abbildung 4.29 zeigt analog zur residualen Vertikalgeschwindigkeit (vgl. Abbildung 4.23, rechts) die Anteile der planetaren und synoptischen Wellen aufgelöst nach den Wellenzahlen im Jahresverlauf für die mittleren Breiten der NH (Mittel über 40°N – 80°N). In den Wintermonaten wird mehr als die Hälfte des meridionalen Wärmeflusses durch Wellen der Wellenzahl eins bestimmt, während synoptische Wellen (s>3) hauptsächlich in den

Sommermonaten zum Wärmefluss beitragen. Mit der Gleichung (4.2) folgt, dass die vertikale Ausbreitung von Wellen in der winterlichen Stratosphäre (F_z) v. a. mit langen planetaren Wellen der Wellenzahlen eins (und z. T. zwei) zusammenfällt (vgl. hierzu auch Abbildung 4.11).

In Analogie zur Vertikalkomponente des EP-Flussvektors, ist die meridionale Komponente F_φ in quasi-geostrophischer Näherung [Gleichung (2.49)] proportional zum Impulsfluss $-\overline{u'v'}$ durch atmosphärische Wellen:

$$F_\varphi \propto -\overline{u'v'}. \quad (4.3)$$

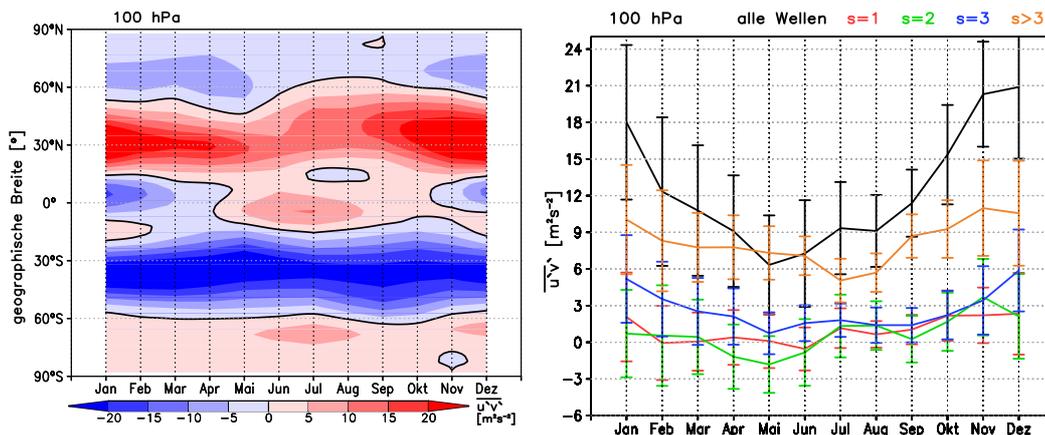


Abbildung 4.30: Mittlerer Jahresgang des zonal-gemittelten Impulsflusses $-\overline{u'v'}$ [m^2s^{-2}] für die Referenzsimulation 2000, 100 hPa. Links: Gesamtsignal aller Wellen, 90°S – 90°N. Rechts: $-\overline{u'v'}$ gemittelt über den Breitenbereich 20°N – 60°N. Gesamtsignal aller Wellen (schwarz) und Anteile planetarer und synoptischer Wellen (farbig, siehe Legende oben).

Der linke Teil der Abbildung 4.30 zeigt den zonal-gemittelten Impulsfluss $-\overline{u'v'}$ in 100 hPa für die Referenzsimulation 2000. Maximale Werte von über $20 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ sind von Oktober bis April in den niederen und den mittleren nördlichen Breiten anzutreffen, während hohe negative Werte im Breitenbereich von 20°S – 60°S das ganze Jahr über eine meridionale Wellenausbreitung anzeigen. Für die mittleren Breiten der NH (20°N – 60°N, entsprechend den Maxima aus Abbildung 4.30, links) sind kurze planetare Wellen ($s = 3$) und synoptische Wellen ($s > 3$) das ganze Jahr über maßgeblich am Impulsfluss beteiligt, während lange planetare Wellen ($s = 1$ und $s = 2$) zusätzliche Beiträge im Herbst und Frühwinter liefern. Mit der Gleichung (4.3) folgt, dass die horizontale Ausbreitung von Wellen in Richtung der äquatorialen Breiten (F_φ) im klimatologischen Mittel überwiegend mit kurzen Wellen der Wellenzahlen $s \geq 3$ zusammenfällt (vgl. Abbildung 4.11, rechts).

4.1.6 Die Spurengase und ihre Verteilung

In diesem Abschnitt werden die Verteilungen von Spurengasen in der Referenzsimulation 2000 mit EMAC gezeigt. Die Anreicherung von Spurengasen fernab ihrer Produktionsregionen ist ein entscheidender Indikator für den Transport derselben. Genau in diesem Zusammenhang wurde die BDC zu Beginn des 20. Jahrhunderts anhand von Beobachtungen von

Wasserdampf und Ozon entdeckt (vgl. Abschnitt 2.4.2). Die Abbildung 4.31 zeigt die zonal-gemittelten Ozon-Mischungsverhältnisse im Jahresmittel. Diese weisen in der tropischen Produktionsregion in rund 10 hPa (~30 km Höhe) Maximalwerte von 10 ppmv auf. In der Tropo- und der Mesosphäre sind die Mischungsverhältnisse gering. Zudem ist der Tropopausenverlauf anhand der niedrigen Mischungsverhältnisse gut erkennbar. In der Stratosphäre ist die Verteilung leicht asymmetrisch mit höheren Konzentrationen in den hohen nördlichen Breiten im Vergleich zur SH.

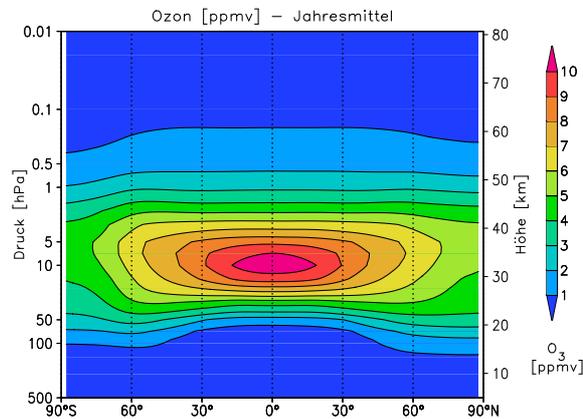


Abbildung 4.31: Höhen-Breiten-Schnitt der Ozon-Mischungsverhältnisse [ppmv] für die Simulation 2000, Jahresmittel, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt.

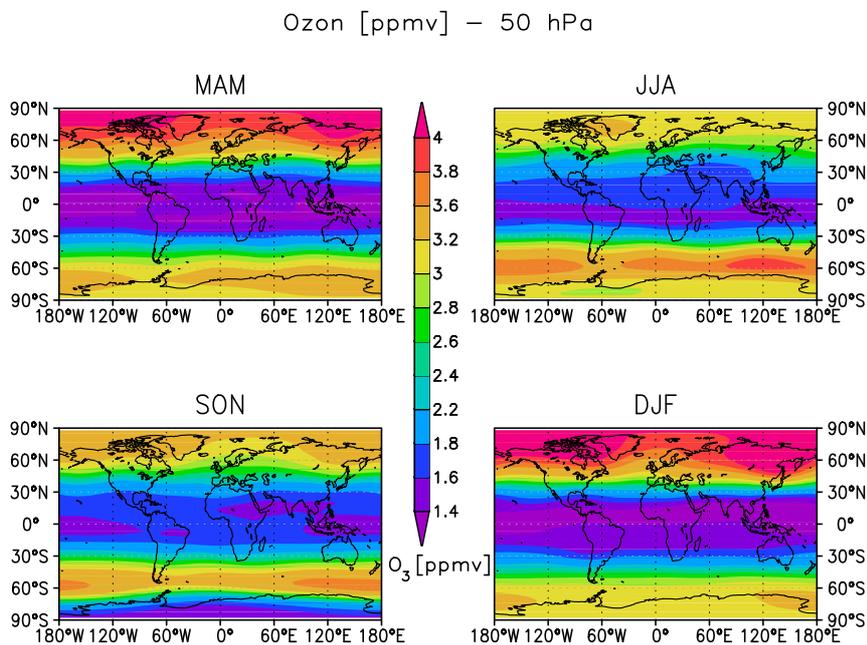


Abbildung 4.32: Ozon-Mischungsverhältnisse [ppmv] für die Referenzsimulation 2000 in allen vier Jahreszeiten, 90°S – 90°N, 180°W – 180°E, 50 hPa.

Für die untere Stratosphäre (50 hPa) zeigt die Abbildung 4.32 die O_3 -Mischungsverhältnisse als Längen-Breiten-Schnitte für alle vier Jahreszeiten. In den Tropen treten das ganze Jahr über sehr niedrige Mischungsverhältnisse von z. T. unter 1,4 ppmv auf. Trotz der einstrahlungsbedingt verringerten Ozonproduktion sind hohe Mischungsverhältnisse z. T. über 4 ppmv in den nördlichen Polarregionen im Winter und Frühjahr zu finden. Diese Anreicherung von Ozon erfolgt durch den in dieser Jahreszeit verstärkten Transport von den Tropen in die hohen Breiten. Maximale Ozonkonzentrationen treten nördlich von Sibirien und Kanada und minimale nördlich von Europa auf. Das steht in Zusammenhang mit einem in der Klimatologie leicht nach Europa verschobenen Polarwirbel im Nordwinter (vgl. Abbildung 4.5). In der SH sind höhere Werte (3 – 4 ppmv) im südhemisphärischen Winter (JJA) und Frühjahr (SON) nur in den mittleren Breiten zu finden, wohingegen in den hohen Breiten niedrige Ozon-Mischungsverhältnisse auftreten. Maximale Mischungsverhältnisse von bis zu 4 ppmv im Südwinter befinden sich zwischen 40°S und 70°S südlich von Australien. Entgegen dem erwarteten Maximum durch die im Winter verstärkte BDC, bewirkt die heterogenen Ozonzerstörung eine starke Verringerung des Ozon-Mischungsverhältnisses (vgl. Abschnitt 2.3.1).

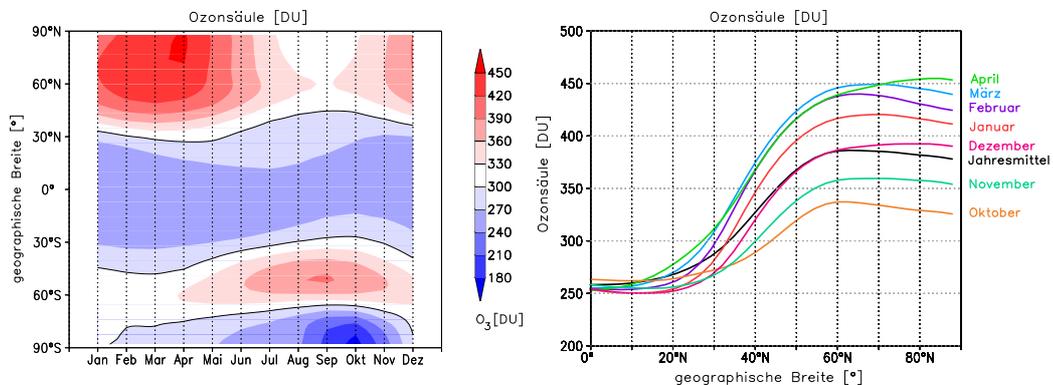


Abbildung 4.33: Gesamt-Ozonsäule [DU] für die Referenzsimulation 2000, zonal-gemittelt, Jahresverlauf, 90°S – 90°N (links), ausgewählte Monate, 0 – 90°N (rechts).

Im Gegensatz zum Ozon-Mischungsverhältnis, definiert als Moleküle Ozon pro Moleküle Luft, ist die Gesamt-Ozonsäule eine absolute Messgröße für Ozon, integriert über die gesamte atmosphärische Luftsäule vom Boden bis zum Modelloberrand in 0,01 hPa. Die Gesamt-Ozonsäule verdeutlicht die ablaufenden dynamischen Prozesse. Der Transport ozonreicher Luft in hohe Breiten bewirkt eine Zunahme der Ozonsäule im Verlauf des Winters, wohingegen in den Tropen, mit Werten unter 300 DU das ganze Jahr über die geringsten Ozonsäulen auftreten. Maximale Ozonsäulen von über 400 DU sind im Winter und Frühjahr der NH zu finden (Abbildung 4.33). Diese globale Umverteilung von mit Ozon angereicherter Luft aus den Bildungsregionen in den Tropen in die hohen Breiten ist ein wichtiger Indikator für die großskalige stratosphärische Zirkulation. Der rechte Teil der Abbildung 4.33 zeigt hierzu die Anreicherung von Ozon in den hohen Breiten im Verlauf des nordhemisphärischen Winters, mit einem Anstieg vom Herbst über den Winter und Maximalwerten in den hohen nördlichen Breiten im Frühjahr. In der Troposphäre ist nur wenig Ozon vorhanden (vgl. Abbildung 4.31), sodass das stratosphärische Ozon den Hauptanteil zur Gesamt-Ozonsäule liefert. Minimale Säulen im Frühjahr der SH sind nicht dynamisch bedingt, sondern auf chemische Prozesse in Zusammenhang mit dem heterogenen Ozonabbau an PSCs zurückzuführen (vgl. Abbil-

Abbildung 4.32, unten, links).

Die Abbildung 4.34 zeigt Höhen-Breiten-Schnitte zonal-gemittelter Mischungsverhältnisse von Wasserdampf und Methan im Jahresmittel. Beide Spurengase sind durch hohe troposphärische Konzentrationen und eine Abnahme mit zunehmender Höhe gekennzeichnet. Der Eintrag von Wasserdampf in die untere Stratosphäre erfolgt im Bereich der tropischen Tropopause. In der mittleren und oberen Strato- und Mesosphäre sind Wasserdampf und Methan

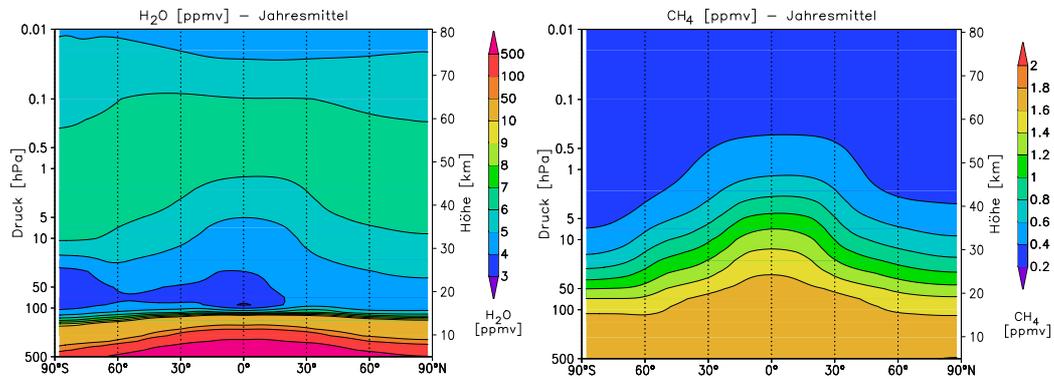


Abbildung 4.34: Höhen-Breiten-Schnitte der Mischungsverhältnisse von Wasserdampf (links, unter besonderer Hervorhebung der kleinen stratosphärischen Werte) und Methan (rechts) [ppmv] für die Referenzsimulation 2000 im Jahresmittel, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt.

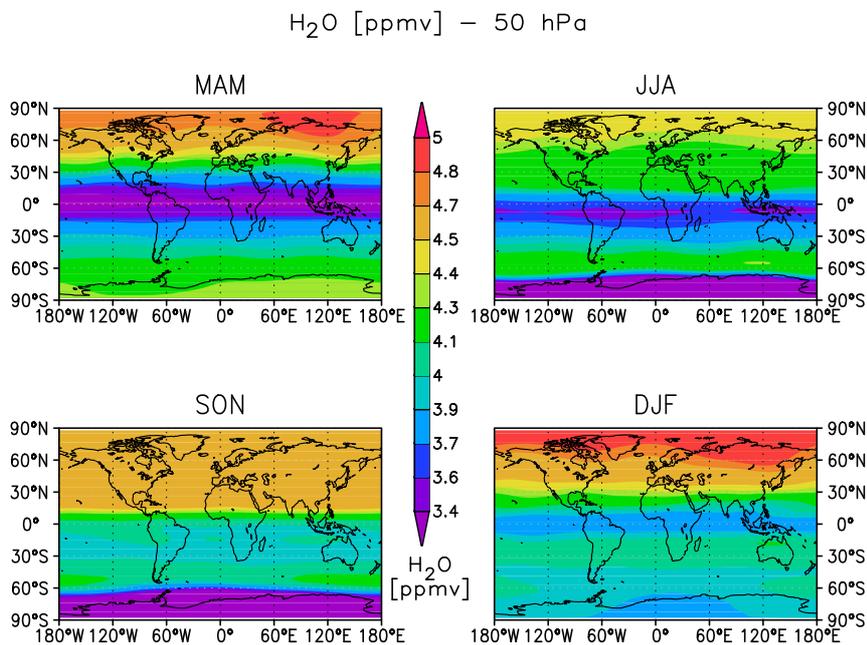


Abbildung 4.35: Wasserdampf-Mischungsverhältnis [ppmv] für die Referenzsimulation 2000 in 50 hPa in allen vier Jahreszeiten, 90°S – 90°N, 180°W – 180°E.

über die Methanoxidation gekoppelt. Entsprechend der Gleichungen (2.20) und (2.21) wird durch die Oxidation von Methan Wasserdampf gebildet. Dadurch erklärt sich die Zunahme im Wasserdampf-Mischungsverhältnis auf 6 ppmv in der mittleren und oberen Stratosphäre (Abbildung 4.34, links) bei gleichzeitiger Abnahme des Methan-Mischungsverhältnisses (Abbildung 4.34, rechts). Minimale stratosphärische Wasserdampfkonzentrationen betragen unter 4 ppmv in der sehr kalten Region oberhalb der tropischen Tropopause. Stratosphärische Maximalwerte sind im Bereich der Stratopause zu finden. Dieses Maximum im Wasserdampf-Mischungsverhältnis korrespondiert mit einem Minimum im CH_4 -Mischungsverhältnis.

Die Abbildung 4.35 zeigt Wasserdampf-Mischungsverhältnisse für die untere Stratosphäre unter Berücksichtigung der Längen- und Breitenabhängigkeit für alle Jahreszeiten. Analog zum Ozon- (Abbildung 4.32) zeigt sich auch im Wasserdampf-Mischungsverhältnis ein Minimum in den Tropen und maximale Werte im nordhemisphärischen Winter (Abbildung 4.35, unten, rechts) und Frühjahr (Abbildung 4.35, oben, links): Ein klares Indiz für eine stärkere BDC im Winter der NH. Ebenfalls in Übereinstimmung beider Größen treten Abweichungen vom zonalen Mittel mit höheren Werten nördlich und im Bereich von Sibirien auf. Im Einklang mit Satellitenbeobachtungen [ROSENLOF ET AL., 1997] ist die NH insgesamt feuchter als die SH. Im Bereich des südhemisphärischen Polarwirbels kommt es infolge sehr niedriger Temperaturen, zum Ausfrieren von Wasserdampf, sodass eine starke Reduktion der Wasserdampf-Mischungsverhältnisse in JJA (Abbildung 4.35, oben, rechts) und SON (Abbildung 4.35, unten, links) resultiert (vgl. Abschnitt 2.4.9). Die gezeigten höhen- und längenaufgelösten Spurengasverteilungen zeigen, dass das BDC-Signal in den Spurengasen in EMAC gut wiedergegeben ist.

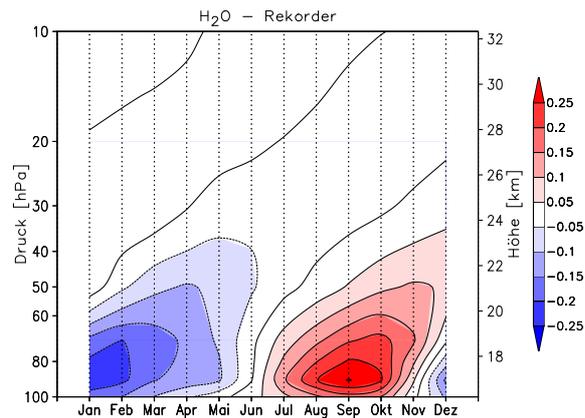


Abbildung 4.36: Wasserdampf-Rekorder [entsprechend Gleichung (4.4)] für die Referenzsimulation 2000 mit EMAC: Mittlerer Jahresverlauf der normierten Wasserdampf-Mischungsverhältnisse gemittelt über die Tropenregion ($10^\circ\text{N} - 10^\circ\text{S}$), 100 – 10 hPa.

Die Abbildung 4.36 zeigt anhand des Wasserdampf-Rekorders (vgl. Abschnitt 2.4.9) den Eintrag von Wasserdampf aus der Tropo- in die Stratosphäre. Für EMAC wird dieser aus den tropischen Wasserdampf-Mischungsverhältnissen berechnet, wobei eine Gewichtung des Wasserdampf-Mischungsverhältnisses im jeweils betrachteten Monat gegenüber dem Jahresmittel erfolgt:

$$H_2O_{\text{tape}} = \frac{H_2O^{(10^\circ\text{N}-10^\circ\text{S})}}{H_2O_{\text{mean}}^{(10^\circ\text{N}-10^\circ\text{S})}} - 1. \quad (4.4)$$

Der für die Abgrenzung der Tropenregion verwendete Breitenbereich kann leicht variiert werden [MOTÉ ET AL., 1995]. Der maximale Eintrag von Wasserdampf in die Stratosphäre erfolgt im September, der minimale im Januar und Februar. Das Wasserdampfminimum in der unteren Stratosphäre stimmt mit einer sehr kalten Tropopause durch die im Nordwinter verstärkte BDC überein. Das Signal des Wasserdampf-Rekorders lässt Aussagen bezüglich der Stärke der BDC und dem Einfluss von Mischungsprozessen zu und wird in Modellen häufig überschätzt [EYRING ET AL., 2006]. Je steiler der Anstieg der normierten Wasserdampf-Mischungsverhältnisse, umso stärker ist die BDC. Der Abschnitt 4.4.1 zeigt einen Vergleich mit MIPAS-Beobachtungen.

4.1.7 Das Alter der stratosphärischen Luft in EMAC

Das Alter der stratosphärischen Luft (AoA) ist ein gutes Hilfsmittel, um beide Anteile der BDC, RC und Mischungsprozesse [BIRNER und BÖNISCH, 2011], zu untersuchen. In den Abschnitten 3.4.2 und 3.4.3 wurde die Initialisierung und Auswertung von mittlerem AoA und Altersspektrum beschrieben. Hier werden die Ergebnisse der Referenzsimulation vorgestellt.

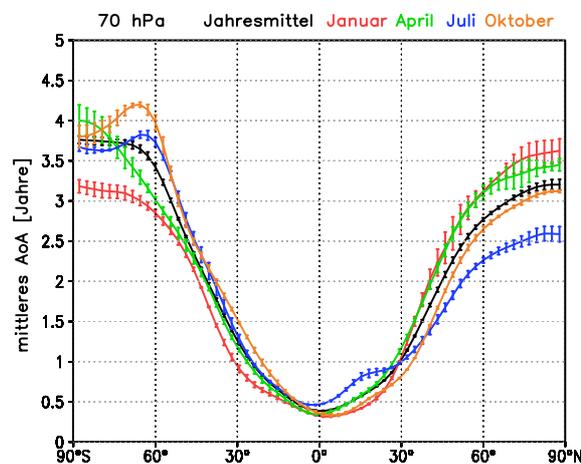


Abbildung 4.37: Mittleres AoA [Jahre] für die Referenzsimulation 2000, in 70 hPa, im Jahresmittel (schwarz) und den Monaten Januar (rot), April (grün), Juli (blau) und Oktober (orange), 90°S – 90°N, zonal-gemittelt. Balken markieren die Standardabweichung aus drei Auswertezwischenräumen (vgl. Abschnitt 3.4.2).

Die Abbildung 4.37 zeigt das mittlere AoA in 70 hPa für die Referenzsimulation 2000 im Jahresmittel und die Monate Januar, April, Juli und Oktober. Fehlerbalken markieren die Standardabweichung aus drei Auswertezwischenräumen (vgl. Abschnitt 3.4.2). In den Tropen tritt das jüngste mittlere AoA auf und nimmt über die mittleren zu den hohen Breiten hin zu, sodass maximale Werte von bis zu vier Jahren in hohen Breiten erreicht werden. Jahreszeitliche Unterschiede treten v. a. in den hohen Breiten, sowie im Bereich der Transportbarrieren (vgl. Abschnitt 2.4.8) auf. Die Luft in der unteren Stratosphäre ist in den mittleren und den hohen Breiten im Sommer (Juli – NH bzw. Januar – SH) und Herbst (Oktober – NH bzw. April – SH) am jüngsten. In den hohen Breiten der NH überwiegt der Einfluss einer stark ausgebildeten BDC im Januar und April, sodass vergleichsweise alte Luft über einen langen Transportweg in diese Region gelangt. Zudem ist die Mischung mit Luft aus den niederen Breiten verringert,

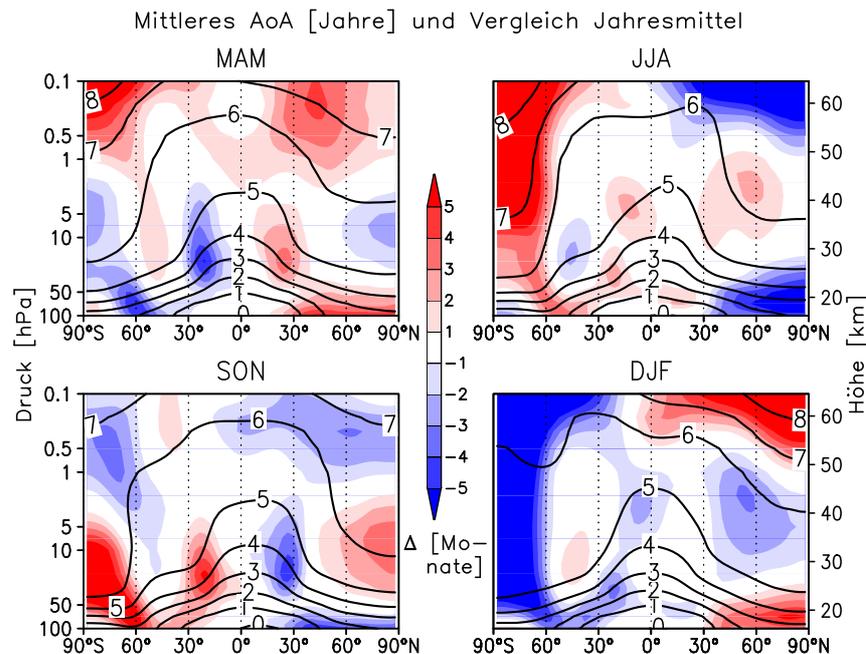


Abbildung 4.38: Höhen-Breiten-Schnitte des mittleren AoA [Jahre] für die Referenzsimulation 2000, alle Jahreszeiten (Kontur), 100 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, Abweichungen zum Jahresmittel [Monate] in Farbschraffur.

da der Polarwirbel eine starke Transportbarriere darstellt. In der SH ist die Situation leicht verändert: Das höchste mittlere AoA tritt hier im April in den polaren Breiten auf. Dieses hemisphärische Ungleichgewicht steht möglicherweise in Zusammenhang mit einem starken Einfluss des südhemisphärischen Ozonlochs auf das mittlere AoA (vgl. OMAN ET AL. [2009]).

Für die gesamte Strato- und die untere Mesosphäre zeigt die Abbildung 4.38 Höhen-Breiten-Schnitte des mittleren AoA für die vier Jahreszeiten (Kontur) und die Abweichungen zum Jahresmittel (Farbschraffur). Das mittlere AoA nimmt von den Tropen beim Transport auf- und polwärts zu, sodass die höchsten Werte in den hohen Breiten in der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre auftreten. In der Abbildung 2.14 wurden die verschiedenen Transportwege in der Strato- und Mesosphäre gezeigt. Der mesosphärische Transport vom Sommer zum Winterpol ist in der Abbildung 4.38 für JJA und DJF gut an den zur jeweiligen Winterhemisphäre absinkenden Linien gleichen mittleren AoA zu erkennen. Damit resultieren gegenüber dem Jahresmittel deutlich erhöhte Werte (rote Farbschraffur). In der unteren und mittleren Stratosphäre bilden die Konturlinien gleichen mittleren AoA in den Übergangsjahreszeiten ein verbreitertes Plateau. Dieses entsteht durch eine schwächer ausgeprägte Transportbarriere in den Subtropen, welche ein stärkeres Mischen junger tropischer mit älterer subtropischer Luft, v. a. im Herbst, zur Folge hat. Dadurch resultieren in dieser Region gegenüber dem Jahresmittel verringerte Werte (blaue Farbschraffur). Im Winter und Sommer sind die Mischungsprozesse zwischen den tropischen und den mittleren Breiten reduziert. Durch das Aufsteigen entlang des DB bildet sich eine schmale tropische Aufstiegszone aus, verbunden mit starken AoA-Gradienten zwischen tropischen und mittleren Breiten. In der NH ist die Variabilität des winterlichen Polarwirbels gegenüber der SH vergrößert, sodass in der mittleren Stratosphäre ein gegenüber dem Jahresmittel leicht verringertes mittleres AoA

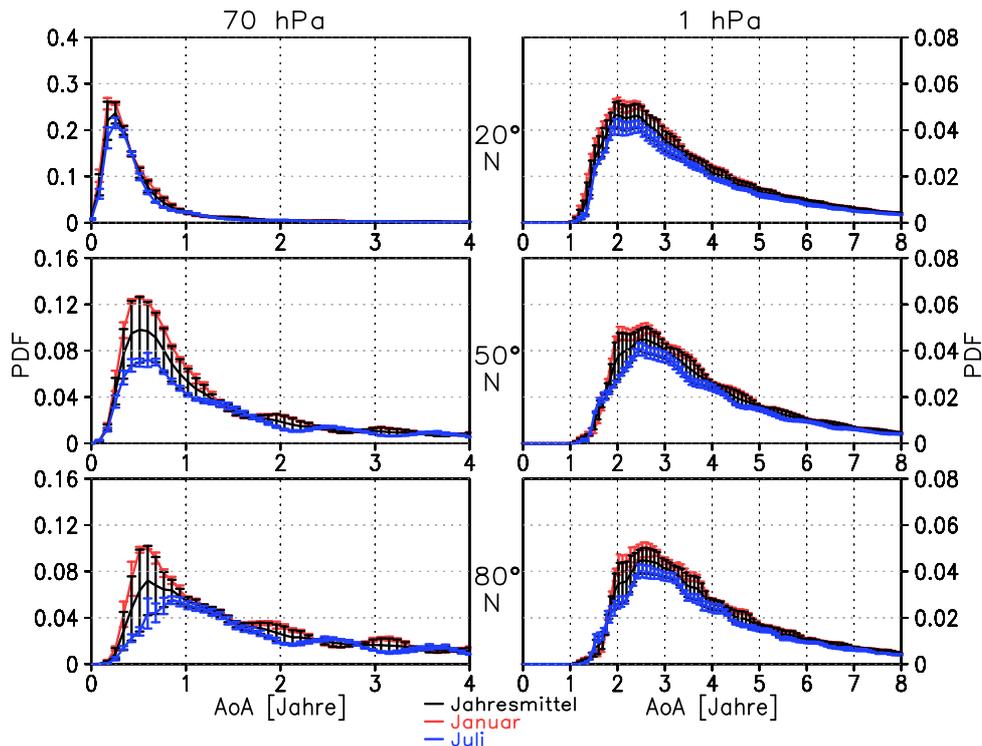


Abbildung 4.39: PDF für das Auftreten eines bestimmten AoA für die Referenzsimulation 2000 in der unteren (70 hPa, links) und oberen (1 hPa, rechts) Stratosphäre für verschiedene Breiten (von oben nach unten: 20°N, 50°N und 80°N). Balken markieren die Standardabweichung aus acht bzw. vier Einzelspektren (vgl. Abschnitt 3.4.3), Jahresmittel (schwarz), Januar (rot) und Juli (blau).

auftritt (Abbildung 4.38, unten, rechts).

Ergänzend zum mittleren AoA zeigt die Abbildung 4.39 die Wahrscheinlichkeitsverteilung (PDF) für das Auftreten eines bestimmten AoA in der unteren (70 hPa) und oberen (1 hPa) Stratosphäre in verschiedenen Breiten der NH. Der linke Teil der Abbildung 4.39 eignet sich für einen Vergleich mit der Abbildung 2.18 für das GEOS CCM im Höhengiveau 420 K (~ 80 hPa). Die Altersspektren mit EMAC stimmen für alle drei Breiten gut mit denen aus GEOS CCM überein [LI ET AL., 2012]: In 20°N wird eine deutliche Spitze bei rund 0,5 Jahren simuliert, welche in den mittleren Breiten abflacht und zu einem höheren AoA hin verschoben ist. In den hohen Breiten (80°N) bleibt nur für im Januar gestartete Tracer eine Spitze erkennbar. Das Altersspektrum der im Juli gestarteten Tracer ist abgeflacht, da die subtropische Mischungsbarriere im Sommer schwach ausgeprägt ist, sodass nach Eintritt des Tracers in die Stratosphäre ablaufende Mischungsprozesse das Altersspektrum verbreitern. Zudem ist das in Abschnitt 2.4.8 beschriebene Wellenmuster für beide Modelle gleichermaßen erkennbar. Altersspektren mit EMAC und GEOS CCM stimmen somit sowohl bzgl. ihrer allgemeinen Eigenschaften, als auch dem Erfassen der jahreszeitlichen Variabilität der Transportprozesse in der unteren Stratosphäre gut überein. Während in 70 hPa (Abbildung 4.39, links) starke Variationen mit der Breite auftreten, zeigt das Altersspektrum in 1 hPa (Abbildung 4.39, rechts) für alle Breiten eine einheitliche Struktur und eine geringe jahreszeitliche

Variabilität. Anhand der Abbildung 4.38 wurde ein geringeres mittleres AoA in der oberen Stratosphäre im Sommer konstatiert, welches mit der Abbildung 4.39 (rechts) auf das gesamte Altersspektrum verallgemeinert werden kann. Infolge des langen Transportweges ist ein mit der unteren Stratosphäre vergleichbares jahreszeitlich variierendes Wellenmuster in 1 hPa nur in Ansätzen erkennbar.

4.2 Die Variabilität der winterlichen Stratosphäre

Bisher wurde die Klimatologie der BDC in EMAC als mittlerer Zustand über alle 75 Jahre der Referenzsimulation 2000 gezeigt. Neben dem Jahresmittel wurde auf die jahreszeitliche Variabilität eingegangen. In diesem Abschnitt werden zwischenjährliche Schwankungen in der Ausprägung der BDC im Winter der NH anhand von Zeitreihen für alle 75 Simulationsjahre der Referenzsimulation 2000 diskutiert.

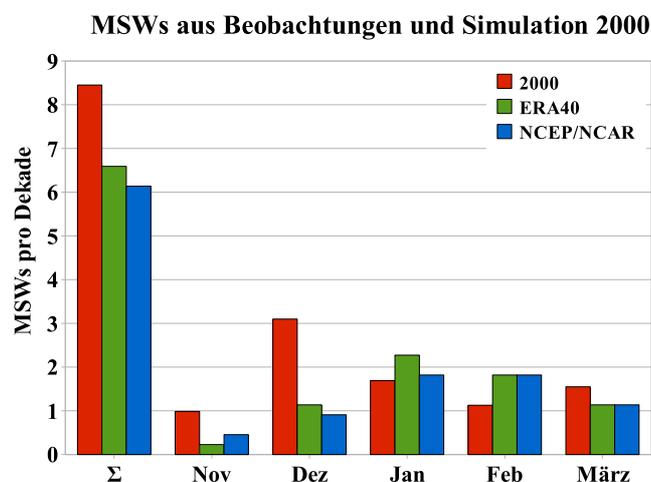


Abbildung 4.40: Große Stratosphärenenerwärmungen (MSWs) aus ERA-40- (grün) und NCEP/NCAR Reanalysen (blau) für den Zeitraum von 1958 bis 2002 [CHARLTON und POLVANI, 2007] sowie die 75 Jahre der Referenzsimulation 2000 (rot) [AYARZAGÜENA ET AL., 2013]. Gesamtanzahl der Ereignisse pro Dekade (links) und Verteilung für die Monate November bis März.

Das wohl bedeutendste und eindrucksvollste Variabilitätsmuster der winterlichen Stratosphäre der NH sind die in unregelmäßigen Abständen und Intensitäten auftretenden Stratosphärenenerwärmungen (vgl. Abschnitt 2.1). Große Stratosphärenenerwärmungen (MSW, engl. major stratospheric warmings) sind durch eine Windumkehr in 10 hPa und 60°N von im Winter im klimatologischen Mittel vorherrschenden Westwinden hin zu Ostwinden gekennzeichnet und treten im Mittel alle ein bis zwei Winter auf. CHARLTON und POLVANI [2007] analysierten MSWs in NCEP/NCAR und ERA-40 Reanalysedaten für die Jahre von 1958 bis 2002. Der erste Tag der Windumkehr wird als zentrales Datum der Erwärmung definiert und im Folgezeitraum von 20 Tagen auftretende Erwärmungen nicht neu gezählt. Für die Simulation 2000 bestimmten AYARZAGÜENA ET AL. [2013] die MSWs in gleicher Weise mit zusätzlicher Berücksichtigung einer Umkehr des zonal-gemittelten Temperaturgradienten zwischen

60°N und 90°N in 10 hPa. Diese zusätzliche Bedingung entstammt der ursprünglichen Definition der WMO und wird an der Freien Universität Berlin traditionsgemäß verwendet. Ein Vergleich von Berechnungen mit und ohne Berücksichtigung des Temperaturgradienten zeigt kaum Unterschiede. Die Abbildung 4.40 zeigt einen Vergleich der MSW-Ereignisse zwischen Reanalysen (ERA-40 und NCEP/NCAR aus CHARLTON und POLVANI [2007]) und der Simulation 2000 (Daten aus AYARZAGÜENA ET AL. [2013]) in ihrer Gesamtanzahl und für die einzelnen Wintermonate, jeweils als Ereignisse pro Dekade. Die Referenzsimulation 2000 (rot) zeigt mit 8,45 Ereignissen pro Dekade höhere Werte als ERA-40 (grün, 6,59 Ereignissen pro Dekade) und NCEP/NCAR (blau, 6,14 Ereignissen pro Dekade). Die Betrachtung der Verteilung der Ereignisse über die Wintermonate zeigt eine Häufung im Früh- (v. a. Dezember) und Spätwinter (März) für EMAC. Demgegenüber treten in den Reanalysen die meisten MSWs im Januar (ERA-40) bzw. im Januar und Februar (NCEP/NCAR) auf. Die interannuale, winterliche Variabilität von Temperatur und Zonalwind ist in EMAC gut erfasst, wobei leichte Differenzen mit zu vielen Störungen im Frühwinter (November und Dezember) auftreten. Der

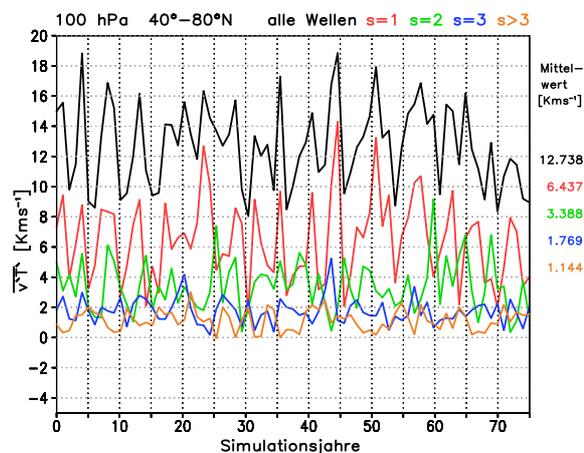


Abbildung 4.41: Zonal-gemittelter Wärmefluss $\overline{v'T'}$ [Kms⁻¹] als Zeitreihe für alle Jahre der Referenzsimulation 2000, gemittelt über die Monate Januar und Februar, 100 hPa, 40° – 80°N, Mittelwerte über alle Jahre (rechts).

zonal-gemittelte Wärmefluss $\overline{v'T'}$ wurde in Abschnitt 4.1.5 als Maß für die Stärke der BDC eingeführt. Die Betrachtung des Zeitverlaufes über die 75 Simulationsjahre der Referenzsimulation ermöglicht Aussagen zur Variabilität der BDC. Hierzu zeigt die Abbildung 4.41 den zonal-gemittelten Wärmefluss $\overline{v'T'}$ für die untere Stratosphäre (100 hPa), gemittelt über die mittleren nördlichen Breiten (40° – 80°N) und die Monate Januar und Februar mit der stärksten Wellenaktivität. Am rechten Rand ist zusätzlich das Mittel über den gesamten Zeitraum für die einzelnen Wellenanteile angegeben. Die Zeitreihe zeigt eine starke Variabilität für den gesamten Wärmefluss ebenso wie für die einzelnen Wellenanteile und wie erwartet kein Trend über den Gesamtzeitraum. Auffallend sind einzelne Winter mit sehr starker Aktivität in den Wellenzahlen eins, zwei und z. T. drei, wohingegen kürzere Wellen mit Wellenzahlen größer drei als Hintergrundsignal agieren. Die Abbildung 4.41 zeigt, dass über den Gesamtzeitraum die Wellen der Wellenzahl eins vor kürzeren Wellen der Wellenzahlen zwei und drei dominieren. Verglichen mit der Variabilität im Jahresverlauf (vgl. Abbildung 4.29, rechts), sind die interannualen Schwankungen gering.

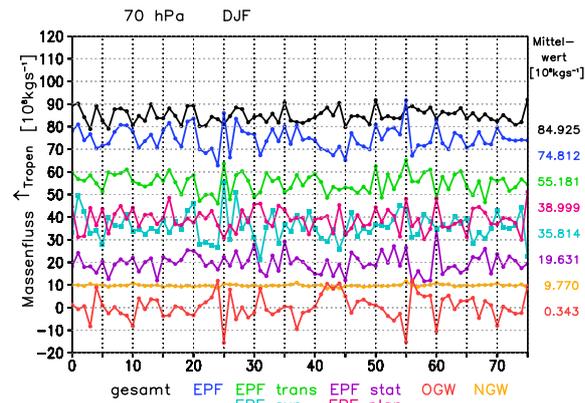


Abbildung 4.42: $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ und Wellenanteile [10^8 kgs^{-1}] als Zeitreihe für alle Jahre der Referenzsimulation 2000, DJF, 70 hPa, Mittelwerte über alle Jahre (rechts).

Ein weiterer Indikator für die Stärke der BDC ist der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss in 70 hPa (vgl. Abschnitt 4.1.4). Die interannuale Variabilität von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (schwarz) und die Anteile durch aufgelöste (blau, mit Unterteilungen in stationäre und transiente, sowie planetare und synoptische Anteile) und parametrisierte (rot, gelb) Wellen zeigt die Abbildung 4.42 für den Winter der NH. Die Zahlenwerte rechts geben das Mittel über den Gesamtzeitraum an und verstehen sich analog zu den prozentualen Anteilen in Abbildung 4.27 für das 70 hPa-Niveau. Die Variationen in den aufgelösten Wellen stehen mit den Änderungen im Wärmefluss in Beziehung und sind durch einzelne starke Wellenereignisse in einzelnen Wintern gekennzeichnet. Eine Zuordnung einzelner Stratosphärenenerwärmungsereignisse wurde im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht weiter verfolgt. Nicht-orographische Schwerewellen stellen einen konstanten Hintergrundbeitrag von rund $10 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$ dar. Orographische Schwerewellen enthalten infolge der indirekten Berechnung (vgl. Abschnitt 3.4.1) die Schwankungen, welche in den aufgelösten Wellenanteilen auftreten, mit umgekehrtem Vorzeichen. Die Wellenanteile an $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ bleiben, trotz interannualer Schwankungen, annähernd gleich verteilt, sodass insgesamt eine moderate Schwankung um den Mittelwert (rechts) resultiert.

Mit dem Aufzeigen interannualer Schwankungen der BDC in der Referenzsimulation 2000 erweist sich der vorliegende Datensatz aus 75 Jahren für die Referenzsimulation 2000 als repräsentatives Datenensemble für die Gegenwart im Modell EMAC. Dieser wird für alle weiteren Analysen über den Gesamtzeitraum der Simulation gemittelt. Analog wird in den nachfolgenden Kapiteln auch mit den anderen Zeitscheibensimulationen verfahren.

4.3 Simulation der Vergangenheit und Gegenwart (1960 – 2005)

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Analyse der im Rahmen von SHARP angefertigten Zeitscheibenexperimente. Nach eingehender Betrachtung der Referenzsimulation 2000, wird die transiente Simulation für die jüngste Vergangenheit und Gegenwart REF-B1 hier nicht ausführlich vorgestellt, sondern nur kurz eingeführt, um die Verwendung von Zeitscheibensimulationen für die weiteren Analysen zu rechtfertigen. Zudem wird die transiente Simulation genutzt, um eine Entwicklung in Form von Zeitreihen anzugeben und einen möglichen Trend für die Vergangenheit zu zeigen.

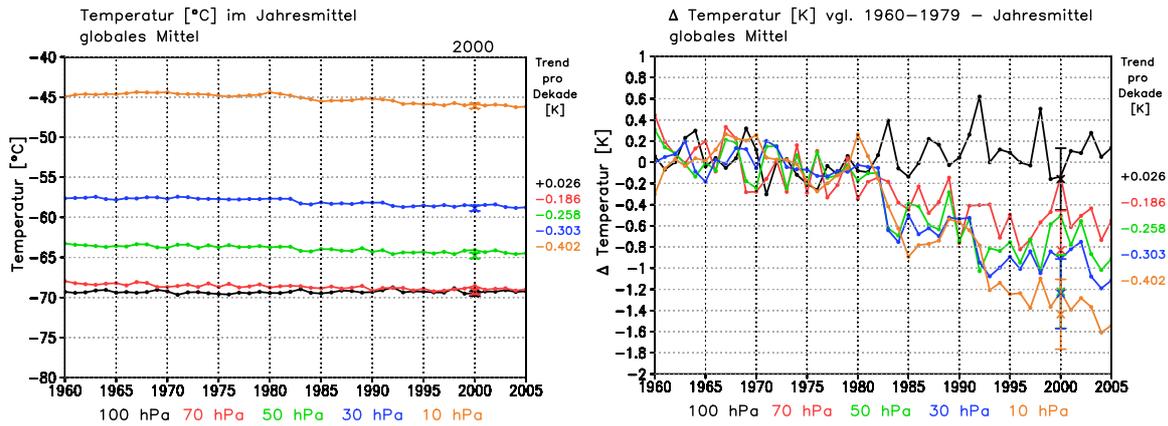


Abbildung 4.43: Links: Zeitverlauf der global gemittelten Temperatur [°C] (links) und Temperaturdifferenz zum Mittel über 1960 bis 1979 [K] (rechts) aus der REF-B1-Simulation (1960 bis 2005), Jahresmittel, 100 hPa (schwarz), 70 hPa (rot), 50 hPa (grün), 30 hPa (blau) und 10 hPa (orange), mit linearem Trend. Zusätzlich enthalten ist die Simulation 2000, inklusive Standardabweichung.

Die Abbildung 4.43 (links) zeigt den Temperaturverlauf von 1960 bis 2005 für die REF-B1-Simulation im Jahresmittel für verschiedene Höhen in der Stratosphäre. Zu jeder Schicht ist rechts der lineare Trend angegeben. Abgesehen von einer leichten Erwärmung im 100 hPa-Niveau zeigt sich für die gesamte untere und mittlere Stratosphäre (Schichten zwischen 70 hPa und 10 hPa) eine leichte Abkühlung im Jahresmittel. Die Abkühlung nimmt mit der Höhe zu und erreicht in 10 hPa (orange) eine Temperaturabnahme von 0,4 K pro Dekade. Die Zeitscheibensimulation 2000 ist mit der zugehörigen Standardabweichung aus 75 Simulationsjahren angegeben und passt sich gut in die Zeitreihe ein. Zur besseren Verdeutlichung der stratosphärischen Temperaturabnahme und der jährlichen Schwankungen dient der rechte Teil der Abbildung 4.43. Für alle Jahre der Zeitreihe (und die Referenzsimulation 2000) wurde das Mittel der Temperatur der Jahre 1960 bis 1979 abgezogen. Zwischen 2005 und dem Mittel der Jahre 1960 bis 1979 zeigt sich eine Temperaturabnahme in der mittleren Stratosphäre (vgl. 30 hPa, blau und 10 hPa, orange) um 1,2 bis 1,6 K im Jahresmittel.

Den Zeitverlauf des mittleren AoA aus der REF-B1V-Simulation zeigt die Abbildung 4.44 für die untere Stratosphäre (70 hPa) im Zeitraum von 1980 bis 2005 im Jahresmittel (schwarz) und für die Monate Januar (rot), April (grün), Juli (blau) und Oktober (orange) für die mittleren ($45^\circ - 60^\circ\text{N}$, links) und die hohen nördlichen Breiten ($60^\circ - 90^\circ\text{N}$, rechts). Zusätzlich ist jeweils rechts für den jeweiligen Monat der lineare Trend pro Dekade angegeben. Das mittlere AoA aus der transienten REF-B1V-Simulation ist aufgrund der veränderten Berechnung (vgl. Abschnitt 3.4.2) nicht direkt mit demselben aus den Zeitscheibenexperimenten vergleichbar, sodass hier auf die Angabe der Werte für die Referenzsimulation 2000 verzichtet wird. Trotz der teilweise erheblichen Schwankungen zwischen den einzelnen Jahren ist der Trend in beiden Breitenbereichen und für alle gezeigten Monate (außer im Oktober in den mittleren Breiten) negativ. Die stärksten Trends betragen rund einen Monat pro Dekade und treten im Januar und April in den mittleren und den hohen Breiten auf. Die Abbildung 4.44 ermöglicht einen Vergleich mit der Abbildung 2.19. Diese zeigt eine Abnahme der Transitzeiten in den

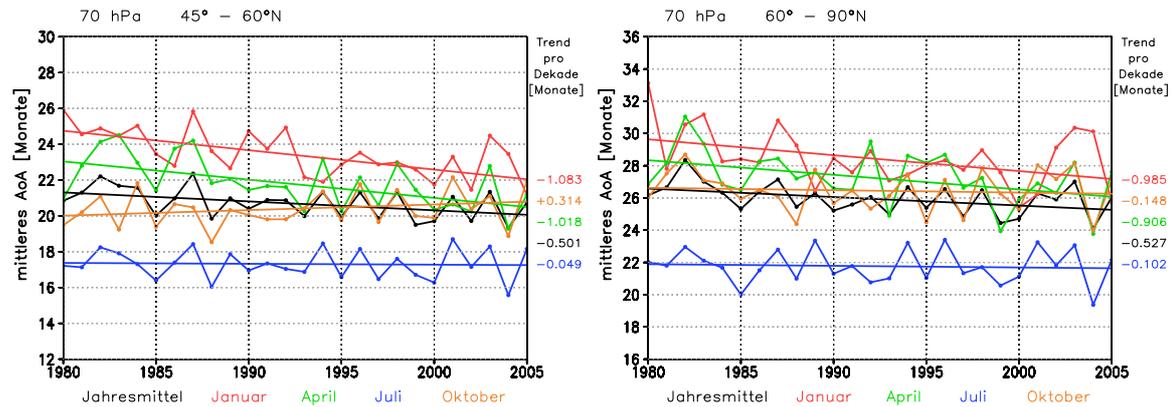


Abbildung 4.44: Entwicklung des mittleren AoA im Zeitraum von 1980 bis 2005 aus der REF-B1V-Simulation, 70 hPa, zonal-gemittelt, 45° – 60°N (links) und 60° – 90°N (rechts), Jahresmittel (schwarz) und Monate Januar (rot), April (grün), Juli (blau) und Oktober (orange), jeweils mit linearem Trend.

mittleren Breiten in der unteren Stratosphäre von rund einem Monat pro Dekade im Jahresmittel in den japanischen Reanalysedaten JRA-25 (durchgezogen in Abbildung 2.19). In den hohen Breiten nehmen die Transitzeiten aus JRA-25-Daten hingegen leicht zu (gestrichelt in Abbildung 2.19). Im Gegensatz zu BÖNISCH ET AL. [2011] deutet die Entwicklung des mittleren AoA aus der REF-B1V-Simulation mit EMAC auf eine Intensivierung der BDC in beiden Zirkulationsregimen für den Zeitraum von 1980 bis 2005 hin (Abbildung 4.44, SB – links und DB – rechts). Auch in größeren Höhen nimmt das mittlere AoA in beiden Breitenbereichen ab (nicht gezeigt). Die Trendunterschiede zwischen der EMAC-Simulation und JRA-25 sind möglicherweise auf das Einbeziehen von Mischungsprozessen im Rahmen der AoA-Diagnostik im Gegensatz zur Berechnung von Transitzeiten in BÖNISCH ET AL. [2011] zurückzuführen.

Die Abbildung 4.45 zeigt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren, mittleren und oberen Stratosphäre für die REF-B1- zusammen mit der Referenzsimulation 2000 in DJF. Zusätzlich zum Gesamtsignal (schwarz) sind die Anteile durch aufgelöste Wellen (blau), OGWs (rot) und NGWs (gelb) gezeigt und jeweils der lineare Trend pro Dekade angegeben (Zahlenwerte rechts). Für den Zeitraum von 1960 bis 2005 ist der Gesamttrend in der unteren Stratosphäre (70 hPa, unten) positiv und beträgt rund $1,1 \cdot 10^8 \frac{\text{kg}}{\text{s}}/\text{Dekade}$, wobei (wie auch für das mittlere AoA, vgl. Abbildung 4.44) zwischenjährliche Schwankungen auftreten. Der positive Trend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ist in der unteren Stratosphäre hauptsächlich auf OGWs (rot) zurückzuführen, allerdings entsprechend der starken jahreszeitlichen Schwankungen mit großen Unsicherheiten behaftet. Unter den aufgelösten Wellen tragen die transienten synoptischen Wellenanteile zum positiven Trend bei, wohingegen stationäre planetare Wellenanteile einen negativen Trend bewirken (nicht gezeigt). NGWs weisen einen sehr kleinen positiven Beitrag zum Trend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ auf. In der mittleren Stratosphäre (10 hPa, Mitte) ist der Massenfluss deutlich verringert (vgl. auch Abbildung 4.26, rechts) und auch der Trend fällt mit rund $0,12 \cdot 10^8 \frac{\text{kg}}{\text{s}}/\text{Dekade}$ deutlich geringer aus. Dieser ist zu annähernd gleichen Teilen auf EPF und NGWs zurückzuführen. OGWs liefern einen kleinen negativen Beitrag. In der oberen Stratosphäre (2 hPa, oben) wird der Gesamttrend negativ, bedingt durch einen deutlichen Abnahmetrend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch aufgelöste Wellenanteile. NGWs und OGWs liefern kleine positive Beiträge. Im Gegensatz zum mittleren AoA (vgl. Abbildung 4.44) zeigt sich somit eine Abschwächung der RC in der o-

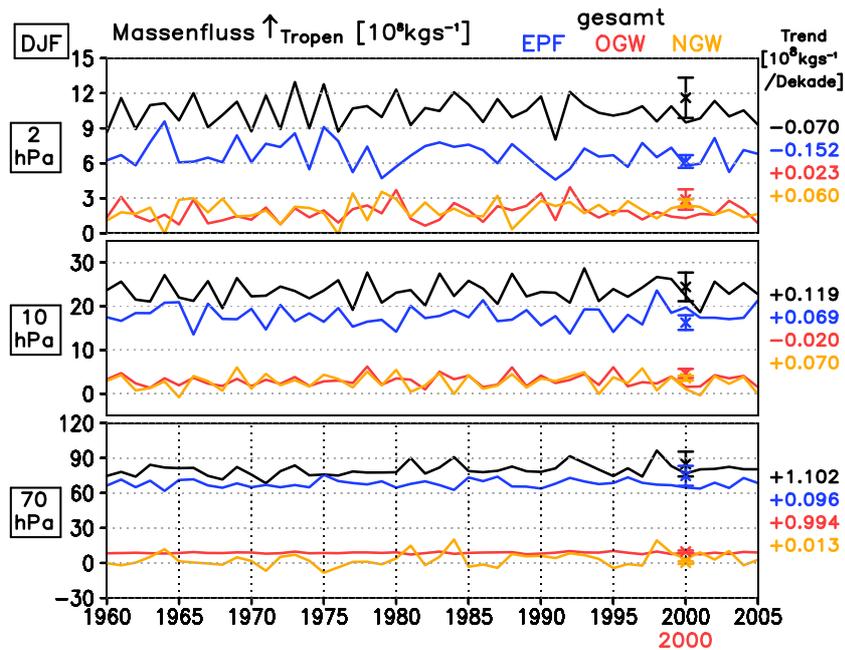


Abbildung 4.45: Zeitverlauf von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (schwarz) sowie der Anteile aus DC-Berechnungen (EPF – blau, OGW – rot, NGW – gelb) für die REF-B1-Simulation [10^8kgs^{-1}], DJF. Von oben nach unten: 2 hPa, 10 hPa und 70 hPa, variierende Skala. Rechts: Jeweiliger Trend über Zeitraum von 1960 bis 2005. Zusätzlich enthalten ist die Simulation 2000, inklusive Standardabweichung.

ren Stratosphäre im nordhemisphärischen Winter. Im Jahresmittel nimmt der Trend in der oberen Stratosphäre deutlich ab, bleibt aber leicht positiv (nicht gezeigt). Eine Betrachtung der $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Trends für den Zeitraum von 1980 bis 2005, für welchen auch das mittlere AoA aus EMAC zur Verfügung steht, zeigt unklare Änderungssignale mit einem leicht positiven Trend im Jahresmittel und einem leicht negativen in DJF (nicht gezeigt). Die Änderungen im mittleren AoA und von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ machen deutlich, wie schwierig es ist, verlässliche Trends für einen so kurzen Zeitraum anzugeben. Der Vergleich mit Beobachtungsstudien verdeutlicht die Schwierigkeit und die Unsicherheit der Angabe von Trends in der BDC für die jüngste Vergangenheit (vgl. Abschnitte 2.4.8 und 2.4.10).

Die Referenzsimulation 2000 passt sich für alle Höhen gut in die Zeitreihen der REF-B1-Simulation ein. Für den gesamten aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss und den Anteil aufgelöster Wellen in 70 und 2 hPa zeigen sich für die Referenzsimulation 2000 leicht erhöhte Werte. Insgesamt ist $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, als wichtiger Indikator für die BDC, in seiner Gesamtheit und den separierten Wellenanteilen in guter Übereinstimmung zur transienten REF-B1-Simulation wiedergegeben. Somit kann die Zeitscheibensimulation mit festgehaltenen, im Jahressgang variierenden Randbedingungen repräsentativ für EMAC verwendet werden. Auch für die Vergangenheitsänderungen und die Zukunftsprojektionen werden in den Kapiteln 5 und 6 Zeitscheibensimulationen mit EMAC stellvertretend herangezogen. Das gegenüber den transienten Simulationen vergrößerte Datenensemble für ein spezifisches Modelljahr ist hierbei insbesondere für Aussagen bzgl. der statistischen Signifikanz der Ergebnisse nützlich (vgl. Abschnitt 3.4.4).

4.4 Modellevaluation und Vergleich mit Beobachtungen

Im Abschnitt 4.3 wurde gezeigt, dass die Referenzsimulation 2000 mit EMAC den gegenwärtigen Zustand der Atmosphäre gut wiedergibt. Für den Vergleich mit Beobachtungen stehen Spurengase und das aus SF₆ abgeleitete mittlere AoA des Satelliteninstruments MIPAS [STILLER ET AL., 2012] (Abschnitt 4.4.1), sowie die ERA-Interim Reanalysedaten [DEE ET AL., 2011] (Abschnitt 4.4.2) zur Verfügung.

4.4.1 Vergleich mit MIPAS-Beobachtungen: Spurengase und mittleres AoA

MIPAS lieferte für den Zeitraum von 2002 bis 2010 Beobachtungsdaten wichtiger atmosphärischer Spurengase, u. a. Ozon, Wasserdampf und Methan, welche für den Vergleich mit EMAC herangezogen werden. Die Daten wurden zu Vergleichszwecken im Rahmen des Projekts SHARP freundlicher Weise von S. Lossow aufbereitet und bereitgestellt.

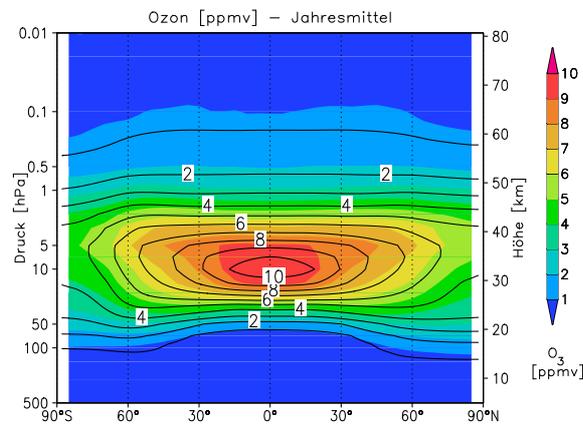


Abbildung 4.46: Höhen-Breiten-Schnitt der Ozon-Mischungsverhältnisse [ppmv] aus MIPAS-Beobachtungen im Jahresmittel (Farbschraffur), gemittelt über den Zeitraum von 2002 bis 2010, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt. Konturen zeigen die Referenzsimulation 2000.

Die Abbildung 4.46 zeigt die Mischungsverhältnisse von Ozon [ppmv] gemittelt über den gesamten Zeitraum verfügbarer MIPAS-Daten von 2002 bis 2010 (Farbschraffur) und den Vergleich mit der EMAC-Simulation 2000 (Kontur). Die Höhen-Breiten-Verteilung ist in EMAC gut repräsentiert. Mit einem Maximum von 10 ppmv simuliert EMAC in 10 hPa leicht höhere Mischungsverhältnisse als die MIPAS-Beobachtungen zeigen.

Die Abbildung 4.47 (links) veranschaulicht die Wasserdampf-Mischungsverhältnisse von MIPAS gemittelt über die Jahre 2002 bis 2010 unter besonderer Hervorhebung der geringen stratosphärischen Werte. Zudem gibt der rechte Teil der Abbildung 4.47 die Methan-Mischungsverhältnisse wieder (jeweils Farbschraffur). Die Verteilung der H₂O-Mischungsverhältnisse aus EMAC (Kontur) stimmt gut mit MIPAS überein. In der oberen Tropo- und der Mesosphäre treten in der EMAC-Simulation erhöhte Mischungsverhältnisse auf. In der tropischen Stratopausenregion beträgt das Wasserdampf-Mischungsverhältnis aus MIPAS bis zu 7 ppmv. In EMAC treten in der oberen Stratosphäre Maximalwerte von 6 ppmv auf. In der unteren Stratosphäre stimmt EMAC gut mit MIPAS überein, minimale Wasserdampf-mischungsverhältnisse von ~4 ppmv sind jeweils in den hohen südlichen Breiten anzutref-

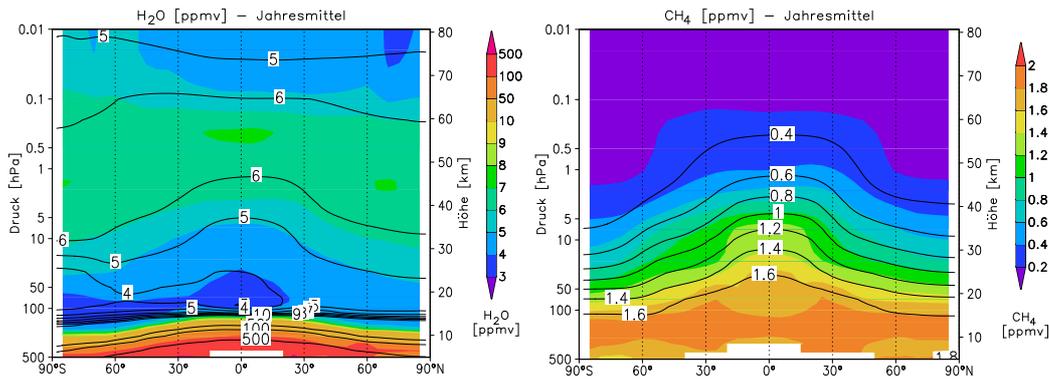


Abbildung 4.47: Höhen-Breiten-Schnitte der Mischungsverhältnisse von Wasserdampf (links) und Methan (rechts) [ppmv] aus MIPAS-Beobachtungen im Jahresmittel (Farbschraffur), gemittelt über die Jahre 2002 bis 2010, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt. Konturen zeigen die Referenzsimulation 2000.

fen. Die Methan-Mischungsverhältnisse aus MIPAS zeigen, verglichen mit EMAC, höhere Werte in der oberen Tropo- und niedrigere in der Mesosphäre (Abbildung 4.47, rechts). Die höheren troposphärischen CH_4 -Mischungsverhältnisse sind möglicherweise auf eine höhere CH_4 -Konzentration im Beobachtungszeitraum (2002 bis 2010) verglichen mit der Vorgabe in der Modellsimulation (2000) zurückzuführen. Ein Plateau höherer Mischungsverhältnisse von H_2O und CH_4 in der tropischen unteren und mittleren Stratosphäre und ein Abflachen desselben hin zu den hohen Breiten entsteht durch den stratosphärischen Spurengaseintrag über die tropische Tropopause. Diese Verteilung ist in EMAC gut wiedergegeben. Mit MIPAS beobachtete tropo- und mesosphärische Spurengaskonzentrationen sind insgesamt unter Vorbehalt zu betrachten, da eine gute Datenaufösung nur für den Höhenbereich zwischen der oberen Troposphäre und der Stratopause besteht [STILLER ET AL., 2008]. In der Troposphäre stören Wolken die Messung und auch in der Mesosphäre wird das Signal störanfälliger.

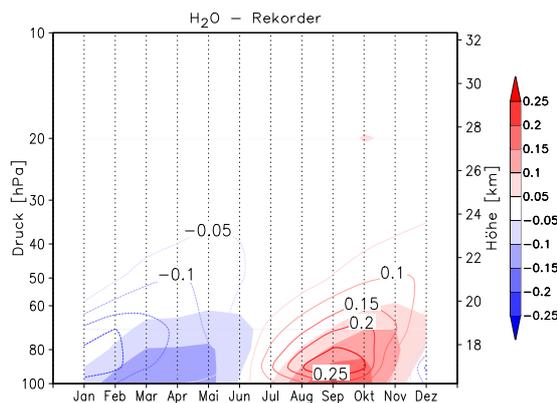


Abbildung 4.48: Wasserdampf-Rekorder aus MIPAS-Daten [entsprechend Gleichung (4.4)]: Mittlerer Jahresverlauf (2002 bis 2010) der normierten Wasserdampf-Mischungsverhältnisse gemittelt über die Tropenregion (10°N – 10°S), 100 – 10 hPa (Farbschraffur). Konturen zeigen die Referenzsimulation 2000.

Der Wasserdampf-Rekorder aus MIPAS-Daten ist in der Abbildung 4.48 wiedergegeben (Farbschraffur). Für MIPAS und EMAC (Kontur) stimmt der Zeitpunkt des Wasserdampfmaximums im September überein, wohingegen minimale Werte im Bereich der tropischen Tropopause in EMAC im Januar bis Februar und in MIPAS im März auftreten. Zudem zeigt das Modell einen schnelleren Wasserdampfeintrag verglichen mit MIPAS-Beobachtungen, erkennbar an der stärkeren Neigung der Linien normierter Wasserdampf-Mischungsverhältnisse. Größere Amplituden derselben deuten auf stärkere Eintragsvariationen, bedingt durch stärkere jahreszeitliche Variationen der Tropopausentemperatur, hin. Diese Unterschiede im Wasserdampf-Rekorder-Signal zwischen Modell und Beobachtungen sind auf einen schnelleren Transport in EMAC zurückzuführen. Zudem ist zu vermuten, dass Mischungsprozesse in der Tropopausenregion in EMAC vermindert sind, sodass das Wasserdampfminimum im Nordwinter annähernd ohne Zeitversatz zum Minimum in der tropischen Tropopausentemperatur die Stratosphäre erreicht. In den Beobachtungen bewirken Mischungsprozesse einen Zeitversatz und einen maximalen Wasserdampfgehalt in der unteren Stratosphäre im März. Abgesehen von diesen Einschränkungen zeigen die mit EMAC simulierten Verteilungen von O_3 , CH_4 und H_2O eine gute Übereinstimmung mit MIPAS.

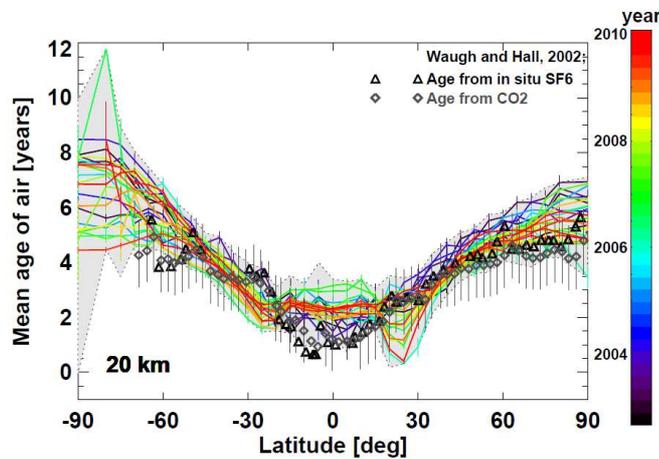


Abbildung 4.49: Mittleres AoA [Jahre] aus SF_6 -Beobachtungen mit MIPAS über den Zeitraum 2002 bis 2010 in 20 km, $90^\circ S - 90^\circ N$, zonal-gemittelt. Die farbigen Linien markieren den Messzeitpunkt (Legende rechts), der graue Bereich alle Monatsmittelwerte. Zusätzlich ist das aus Flugzeug- und Ballonmessungen von SF_6 und CO_2 zwischen 1992 und 1998 gewonnene mittlere AoA angegeben [WAUGH und HALL, 2002], Abbildung 4 aus STILLER ET AL. [2012].

Das mittlere AoA aus SF_6 -Beobachtungen mit MIPAS wird aus der Zeitdifferenz zwischen dem Mischungsverhältnis von SF_6 in der Stratosphäre und dem Zeitpunkt, zu welchem dieses Mischungsverhältnis in der Troposphäre gemessen wurde, bestimmt [STILLER ET AL., 2012]. Im Gegensatz zur Definition von WAUGH und HALL [2002] wird hier nicht die tropische Tropopause, sondern das Bodenniveau als Referenz festgelegt. Dadurch ergeben sich Unterschiede von einigen Wochen bis Monaten gegenüber dem mittleren AoA aus Modelldaten. Zudem ist die Zeitreihe der verfügbaren MIPAS-Daten nicht homogen: Nach einem Ausfall im Frühjahr 2004 umfassen die Messdaten ab 2005 eine verringerte spektrale, aber verbesserte räumliche Auflösung [STILLER ET AL., 2012]. Die Abbildung 4.49 zeigt das mittlere AoA in 20 km Höhe

(vergleichbar mit der Abbildung 4.37 für EMAC) im zonalen Mittel für alle Breiten, abgeleitet aus SF₆-Beobachtungen mit MIPAS. Die verschiedenen Messzeitpunkte zwischen 2002 und 2010 sind farbig markiert (siehe Legende rechts). Zusätzlich vermerkt ist das aus Flugzeug- und Ballon-Messungen für SF₆ und CO₂ zwischen 1992 und 1998 bestimmte mittlere AoA [WAUGH und HALL, 2002]. In den mittleren Breiten beider Hemisphären ist die Übereinstimmung sehr gut, während Unterschiede in den niederen und den hohen Breiten auftreten. Die CO₂-Messungen beziehen sich auf die tropische Tropopause als Referenzniveau, sodass sich hier ein systematisch niedrigeres Alter gegenüber der SF₆-basierten Bestimmung ergibt. Ein Vergleich von EMAC (Abbildung 4.37) mit MIPAS (Abbildung 4.49) zeigt ein insgesamt niedrigeres mittleres AoA in den Modelldaten. Dies ist z. T. auf den längeren Weg zwischen dem Referenzniveau am Boden für MIPAS, verglichen mit dem Eintrag von SF₆ in die Stratosphäre in EMAC im Bereich der tropischen Tropopause (vgl. Abschnitt 3.4.2), zurückzuführen. Die Variabilität und das höhere mittlere AoA in den hohen Breiten wird in EMAC gut wiedergegeben. In den niederen Breiten ergibt sich für MIPAS das minimale AoA in den Subtropen (insbesondere in der NH), wohingegen minimale Werte für EMAC im Einklang mit Messungen von WAUGH und HALL [2002] (Dreiecke und Vierecke in Abbildung 4.49) in der tropischen Eintragsregion auftreten. Für MIPAS werden diese niedrigen Werte mit einem Absinken junger Luft im nordhemisphärischen Winter in Verbindung gebracht [STILLER ET AL., 2012]. In EMAC ist dieses subtropische Minimum aufgrund der Definition der Eintragsregion nicht so stark ausgebildet. Bei genauerer Betrachtung der Abbildung 4.37 zeigt sich für EMAC eine leichte Verschiebung niedriger tropischer Werte im mittleren AoA in den Herbst (Oktober) und Winter (Januar) der NH vergleichbar mit der jahreszeitlich variierenden Farbkodierung in Abbildung 4.49 für MIPAS.

Die Abbildung 4.50 zeigt das mittlere AoA aus MIPAS SF₆-Beobachtungen als Höhen-Breiten-Schnitte, gemittelt über die Jahre von 2002 bis 2010 für die vier Jahreszeiten (Kontur) und den Vergleich zum Jahresmittel (Farbschraffur) und ist direkt mit der Abbildung 4.38 für EMAC vergleichbar. Die hier verwendeten MIPAS-Daten wurden freundlicherweise von G. Stiller als Kooperation im Projekt SHARP zur Verfügung gestellt. Für das mittlere AoA aus MIPAS-Daten ergibt sich ein deutlich komplexeres Bild als für die Modellsimulation mit EMAC. In der gesamten Stratosphäre ist das mittlere AoA aus MIPAS höher als aus EMAC, analog zu den Unterschieden in den Abbildungen 4.37 und 4.49 für die untere Stratosphäre (70 hPa bzw. 20 km). Zudem zeigt der Vergleich in der unteren und mittleren Stratosphäre einen steileren Anstieg der Isolinien gleichen mittleren AoA im Modell verglichen mit den MIPAS-Beobachtungen. Das stimmt mit früheren Ergebnissen für Chemie-Transport-Modelle (engl. CTM, chemical transport model) [HALL ET AL., 1999] und CCMs [CCMVAL, 2010] überein, welche ein überwiegend jüngeres AoA verglichen mit Beobachtungen, v. a. in der mittleren und oberen Stratosphäre, konstatieren. Das jüngere AoA in Modellen ist häufig durch verringerte Mischungsprozesse verursacht [RAY ET AL., 2010], was zudem die veränderte Form der Linien gleichen mittleren AoA erklärt. MIPAS zeigt im Winter der NH und der SH das höchste mittlere AoA im Vergleich zum Jahresmittel (rot) und im Sommer gegenüber dem Jahresmittel verringerte Werte (blau in Abbildung 4.50, rechts), was in EMAC gut wiedergegeben ist (Abbildung 4.38, rechts). Ein sehr hohes mittleres AoA in der mittleren und oberen Stratosphäre tritt in MIPAS v. a. in JJA und SON in den hohen Breiten der SH auf. Dieses erklärt sich durch das Absinken von Luft aus der Mesosphäre. Durch chemische Prozesse in Verbindung mit der Aufnahme von Elektronen und der anschließenden Zerstörung der Moleküle wird die SF₆-Konzentration in der Mesosphäre stark vermindert [REDDMANN ET AL., 2001]. Das beobachtete AoA entspricht somit nicht dem realen AoA und wird als scheinbares Alter (engl. apparent age) bezeichnet [STILLER ET AL., 2012]. In EMAC ist nur der (ver-

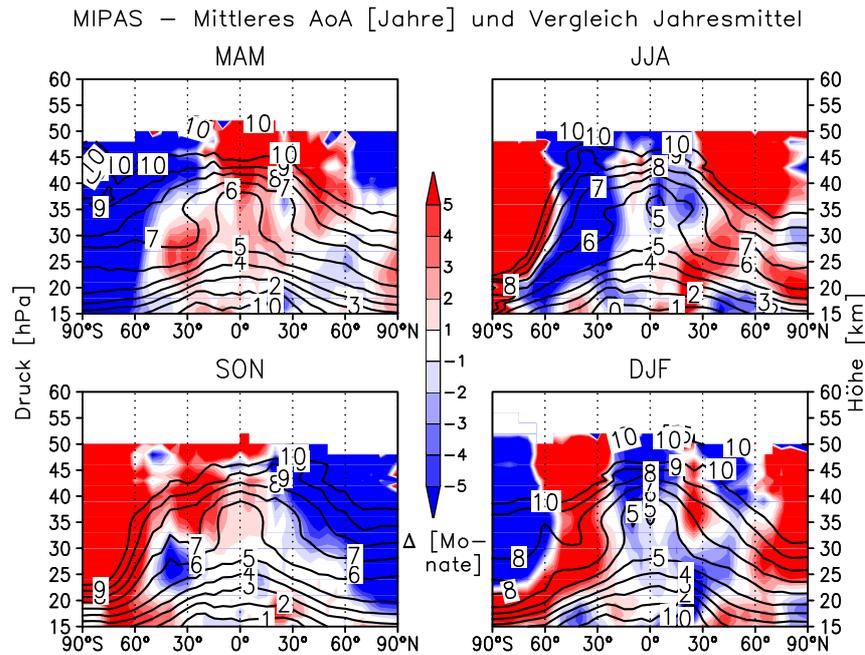


Abbildung 4.50: Höhen-Breiten-Schnitte des mittleren AoA [Jahre] aus MIPAS SF₆-Beobachtungen (Kontur), gemittelt über die Jahre 2002 bis 2010, für alle vier Jahreszeiten, 15 – 60 km, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, Abweichungen zum Jahresmittel [Monate] in Farbschraffur.

gleichsweise geringe) Abbau von SF₆ durch Photolyse in der Mesosphäre enthalten, sodass in MAM und v. a. in SON deutliche Unterschiede zwischen EMAC und MIPAS resultieren.

Im Abschnitt 3.4.2 erfolgte eine kritische Auseinandersetzung bezüglich der Bedeutung der für die Berechnung des mittleren AoA zugrunde liegenden SF₆-Zeitreihe. Verschiedene Ergebnisse für das mittlere AoA können neben Unterschieden in der Eintragsregion und dem Abbau von SF₆ auch in Unterschieden im mit MIPAS beobachteten und in EMAC vorgegebenen SF₆-Anstieg begründet liegen. Desweiteren ist zu berücksichtigen, dass die beiden Auswertezwischenräume nicht genau übereinstimmen und sich durch Inhomogenitäten in der MIPAS-Zeitreihe weitere Unsicherheiten ergeben. Insgesamt verdeutlicht der Vergleich mit MIPAS die Fähigkeit von EMAC, das mittlere AoA und dessen Variabilität wiederzugeben.

4.4.2 Vergleich mit ERA-Interim Reanalysen

Die dynamischen Größen aus der Zeitscheibensimulation 2000 werden mit den ERA-Interim Reanalysen des ECMWF verglichen. Um die direkte Vergleichbarkeit zu ermöglichen werden die Reanalysen über den Zeitraum von 1995 bis 2004 gemittelt. Die Abbildungen 4.51, 4.52 und 4.55 zeigen die Felder von Temperatur, Zonalwind und residualer Massenstromfunktion für die vier Jahreszeiten aus ERA-Interim und sind direkt mit den Abbildungen 4.2, 4.4 und 4.14 für EMAC vergleichbar. Für den Vergleich mit EMAC sind neben den farbschraffierten Reanalysedaten die Werte für die Simulation 2000 als Konturlinien enthalten. Auf die Bildung von Differenzen beider Datensätze wird verzichtet, da Unterschiede durch die fehlende QBO und die modellierten SSTs im Zeitscheibenexperiment das Gesamtbild verzerren.

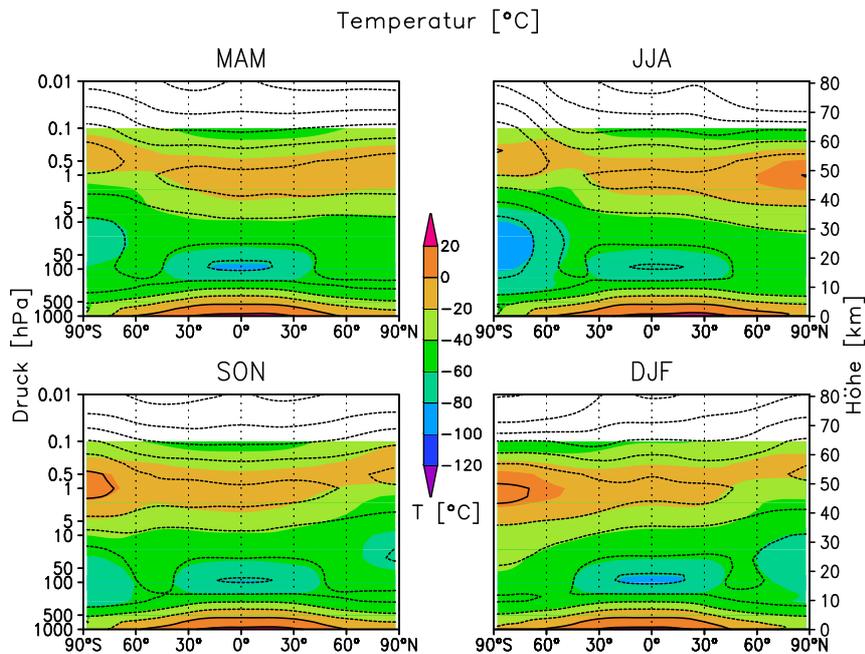


Abbildung 4.51: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperatur [°C] aus ERA-Interim (Farbschraffur), gemittelt über 1995 bis 2004, alle Jahreszeiten, 1000 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt. Konturen zeigen die Referenzsimulation 2000.

Die Temperaturverteilungen stimmen für die Reanalysedaten und die Referenzsimulation 2000 gut überein. Unterschiede zeigen sich u. a. in der Tropopausenregion, welche in der EMAC-Simulation kälter ist. Zudem ist die Stratopausenregion in den mittleren und den hohen Breiten im Nord- und Südsommer (JJA – NH, DJF – SH) kälter und im Herbst und Winter der NH (SON, DJF) und SH (MAM, JJA) im Modell wärmer (Abbildung 4.51). Entsprechend der Unterschiede in den meridionalen Temperaturgradienten ergeben sich Abweichungen im zonal-gemittelten Zonalwind. Die subtropischen Strahlströme sind in der EMAC-Simulation im Vergleich zu ERA-Interim leicht verstärkt, für die NH polwärts und die SH leicht äquatorwärts verschoben. In der tropischen Stratosphäre ergeben sich Unterschiede infolge der in der Zeitscheibensimulation unberücksichtigten QBO. In der oberen Stratosphäre ist der winterliche Polarwirbel in der NH schwächer ausgebildet und in der SH leicht in Richtung Pol verschoben. Die sommerlichen Ostwinde sind in ERA-Interim verstärkt (Abbildung 4.52).

In Anlehnung an die im Abschnitt 3.4 eingeführte Nachbearbeitung der EMAC-Modelldaten, erfolgt an dieser Stelle auch mithilfe der ERA-Interim Reanalysen, eine Betrachtung der welleninduzierten BDC. Hierbei werden Ergebnisse für den Winter der NH (DJF) im Vergleich zur Simulation 2000 gezeigt. Neben der nachträglichen TEM-Analyse inklusive der Aufspaltung der aufgelösten Wellen in stationäre und transiente sowie planetare und synoptische Anteile werden auch Ergebnisse der DC-Berechnungen zur Bestimmung von den an Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ beteiligten Wellenanteilen gezeigt. Diese werden analog berechnet (vgl. Abschnitt 3.4.1) und somit direkt mit EMAC vergleichbar.

Die Abbildung 4.53 zeigt EPFD (links), sowie die Anteile durch stationäre (Mitte) und transiente Wellen (rechts) für ERA-Interim entsprechend der Abbildung 4.10 für EMAC. Der Vergleich der Abbildungen 4.53 und 4.10 zeigt eine gute Übereinstimmung für die Ausbreitung

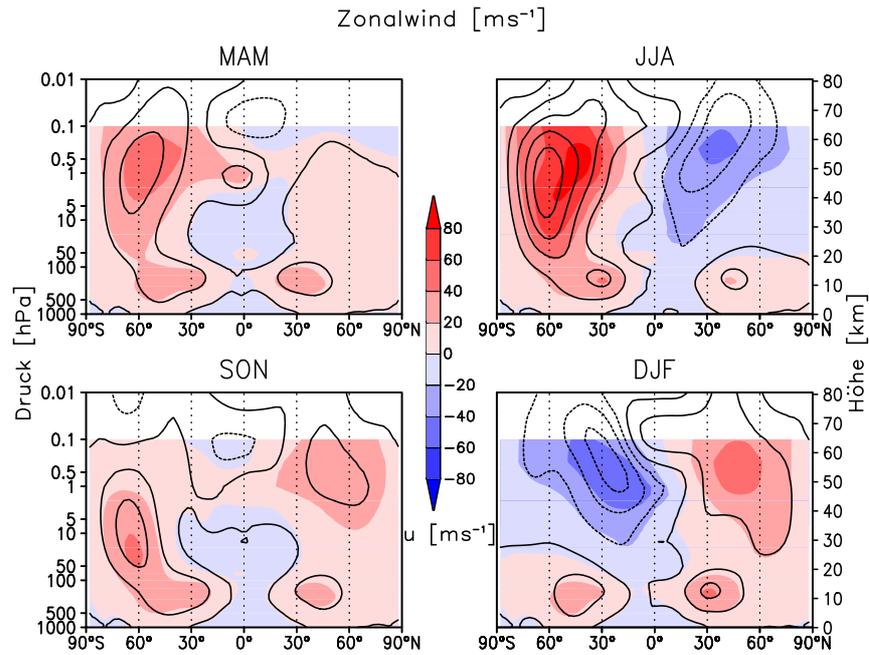


Abbildung 4.52: Höhen-Breiten-Schnitte des Zonalwindes [ms^{-1}] aus ERA-Interim (Farbschraffur), gemittelt über 1995 bis 2004, alle Jahreszeiten, 1000 – 0,01 hPa, $90^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{N}$, zonal-gemittelt. Konturen zeigen die Referenzsimulation 2000.

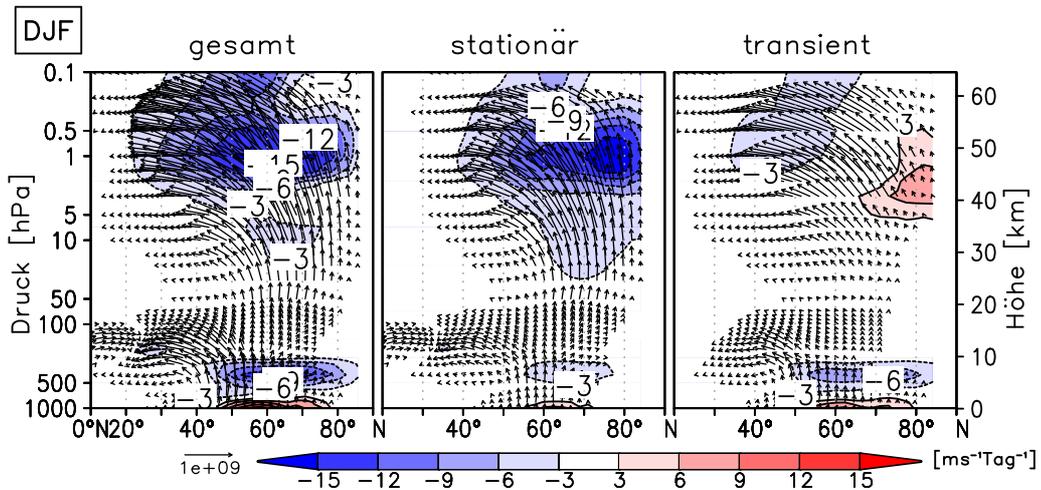


Abbildung 4.53: Höhen-Breiten-Schnitte für EPFD [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$] sowie EP-Flussvektoren [m^2s^{-2}] aus ERA-Interim Reanalysedaten gemittelt über 1995 bis 2004, 1000 – 0,1 hPa, $0 - 90^{\circ}\text{N}$, zonal-gemittelt, DJF, gesamt (links), stationäre (Mitte) und transiente (rechts) Wellenanteile.

der EP-Flussvektoren von der Tropo- in die Stratosphäre zwischen Modell und Reanalyse. Stationäre Wellen breiten sich überwiegend vertikal aus, mit einer zusätzlichen meridionalen

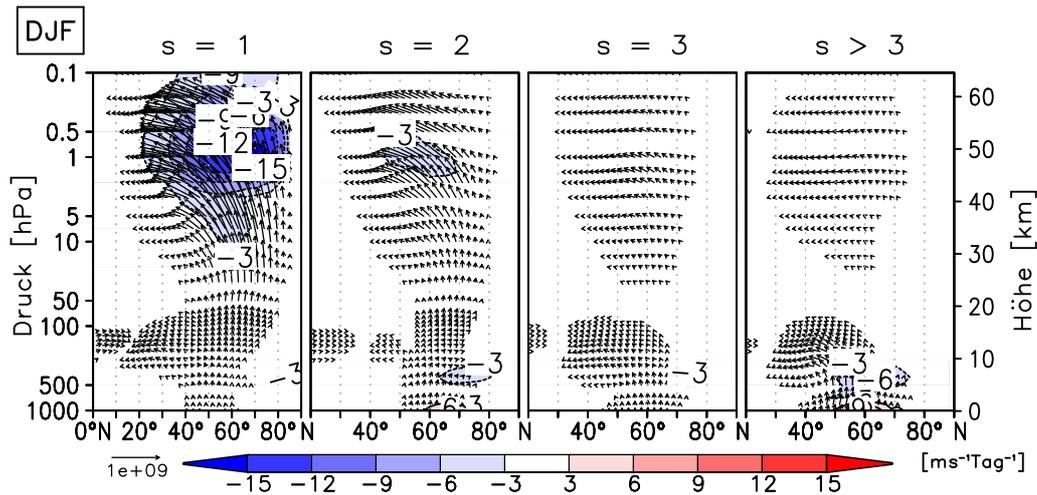


Abbildung 4.54: Höhen-Breiten-Schnitte für EPFD [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$] sowie EP-Flussvektoren [m^2s^{-2}] aus ERA-Interim Reanalysedaten gemittelt über 1995 bis 2004, 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, zonal-gemittelt, DJF. Von links nach rechts: Anteile der Wellenzahlen $s = 1 - 3$, $s > 3$.

Komponente in Richtung Äquator in der unteren Stratosphäre in ERA-Interim. Demgegenüber breiten sich transiente Wellen in der Reanalyse und gleichermaßen in der Modellsimulation in der unteren Stratosphäre in Richtung der niederen Breiten aus. Die mit der Wellenanregung in der unteren und mittleren Troposphäre verbundene Divergenz in den mittleren Breiten ist in ERA-Interim analog zu EMAC überwiegend auf transiente und synoptische Wellen zurückzuführen. In der unteren Stratosphäre ist das im Abschnitt 4.1.1 beschriebene Konvergenzsignal für EMAC (v. a. aufgrund der transienten Wellenanteile) gegenüber ERA-Interim verstärkt, wodurch eine stärkere BDC in der unteren Stratosphäre in EMAC resultiert (vgl. Abbildung 4.58). Demgegenüber ist die oberstratosphärische Konvergenz in der Reanalyse mit bis zu $15 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$ gegenüber $12 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$ in EMAC stärker ausgeprägt. Die Unterschiede sind möglicherweise auf Unsicherheiten in der Reanalyse durch die geringe Abdeckung mit Beobachtungsdaten in der oberen Stratosphäre zurückzuführen. In EMAC ist das stärkste Konvergenzsignal in größere Höhen ausgedehnt (vgl. Abbildung 4.10, links). Die Unterschiede sind z. T. auf Randeffekte des Reanalysemodells zurückzuführen.

Die Abbildung 4.54 zeigt die Aufspaltung in den Antrieb durch planetare ($s = 1 - 3$) und synoptische Wellen ($s \geq 3$) (vgl. Abbildung 4.11 für die Referenzsimulation 2000). EMAC gibt die beobachtete Verteilung der einzelnen Wellenanteile am stratosphärischen Antrieb sehr gut wieder. Kleinere Differenzen ergeben sich in der unteren Stratosphäre im Signal der Welle eins, welches in EMAC im Gegensatz zu ERA-Interim nur eine sehr geringe Ausbreitungskomponente in Richtung der niederen Breiten aufweist. Im Konvergenzsignal zeigt sich in der unteren Stratosphäre eine stärkere Ausprägung durch synoptische Wellen ($s \geq 3$) in der EMAC-Simulation, wohingegen in der oberen Stratosphäre das Konvergenzsignal für die Wellenzahl zwei in EMAC schwächer ausgebildet ist. Das ist mit den Unterschieden in stationären und transienten Wellen vereinbar, und impliziert, dass stationäre Wellen überwiegend in Verbindung mit längeren Wellen (Wellenzahlen eins und zwei) stehen, wohingegen transiente Wellen durch kürzere Wellen (Wellenzahlen drei und größer) bestimmt werden.

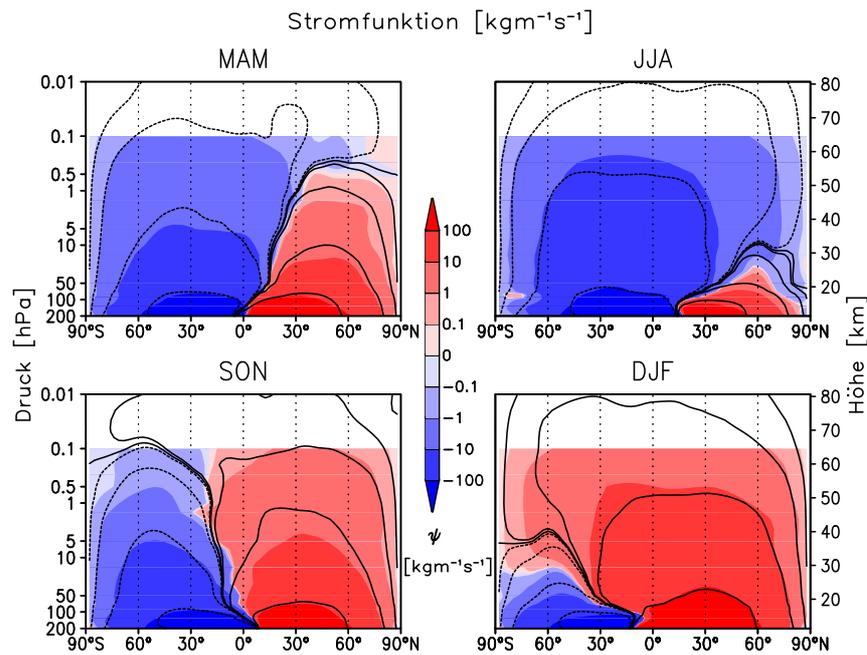


Abbildung 4.55: Höhen-Breiten-Schnitte der residualen Massenstromfunktion [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$] aus ERA-Interim Reanalysen (Farbschraffur) gemittelt über die Jahre 1995 – 2004, alle Jahreszeiten, 200 – 0,01 hPa, $90^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{N}$. Farben siehe Abbildung 4.14. Konturen zeigen Ψ für die Referenzsimulation 2000.

Die Abbildung 4.55 zeigt den residualen Massentransport für die gesamte Strato- und Mesosphäre für alle vier Jahreszeiten. Für Ψ ergeben sich kleinere Unterschiede zwischen Modell und Reanalyse im Übergangsbereich zwischen den beiden aufsteigenden Ästen in der Sommer- und Winterhemisphäre. Der Transport über den Äquator hinweg ist in der jeweiligen Winterhemisphäre in ERA-Interim verstärkt (Abbildung 4.55). Für die untere Stratosphäre zeigen die Abbildungen 4.56 und 4.57 für die jeweilige Winterhemisphäre die Aufspaltung in die an Ψ in der jeweiligen Breite beteiligten Wellenanteile mithilfe des DC-Prinzips. Für ERA-Interim wird kein Zirkulationsantrieb durch nicht-orographische Schwerewellen separiert, sodass die Gleichung (3.6) zur Berechnung von Ψ aufgrund orographischer Schwerewellen für die Reanalysedaten wie folgt modifiziert wird:

$$\Psi_{\text{GW}} = \Psi_{\text{resid}} - \Psi_{\text{EPF}}. \quad (4.5)$$

Hierbei enthält Ψ_{GW} die Anteile von OGWs und NGWs und kann für ERA-Interim Daten nicht weiter unterteilt werden. Im Vergleich mit den Modelldaten entspricht das der Summe beider Anteile: $\Psi_{\text{GW}} = \Psi_{\text{NGW}} + \Psi_{\text{OGW}}$. Die gesamte residuale Massenstromfunktion (schwarz) in der unteren Stratosphäre stimmt für ERA-Interim (Abbildungen 4.56 und 4.57, jeweils links) und EMAC (Abbildungen 4.16 und 4.17, jeweils links) recht gut überein, wobei das Modell ein leicht höheres Maximum der Stromfunktion im Bereich der TLs simuliert. Zudem zeigen sich leichte Differenzen in den Anteilen in den verschiedenen Breiten. Für ERA-Interim ist der Anteil stationärer planetarer Wellen (gestrichelt) insgesamt größer und somit sind die Anteile transienter synoptischer Wellen (strich-punktiert) geringer als für die

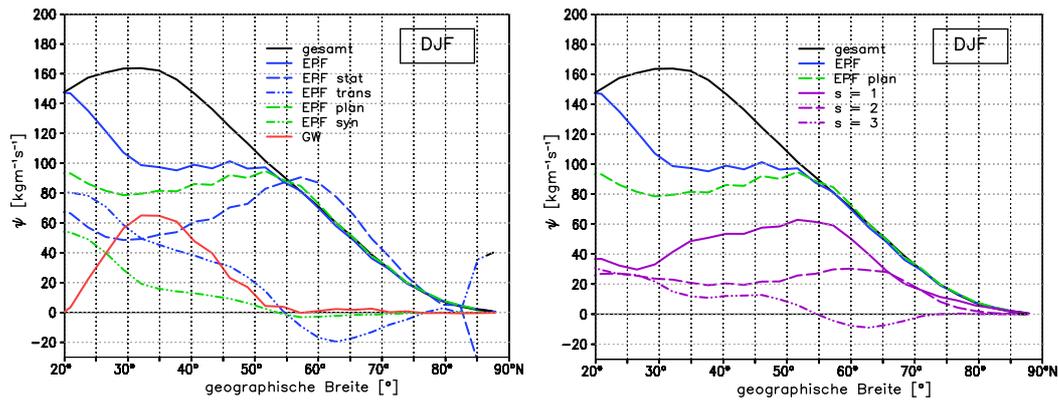


Abbildung 4.56: Ψ und Ψ -Anteile [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$] aus ERA-Interim Reanalysen gemittelt über 1995 bis 2004, 70 hPa, $20^\circ\text{N} - 90^\circ\text{N}$, DJF. Links: Anteile durch EPF und Schwerewellen (GW), zusätzliche EPF-Unterteilung in planetare und synoptische, sowie transiente und stationäre Anteile. Rechts: Unterteilung der planetaren Wellen in die Anteile der Wellenzahlen $s = 1, 2, 3$.

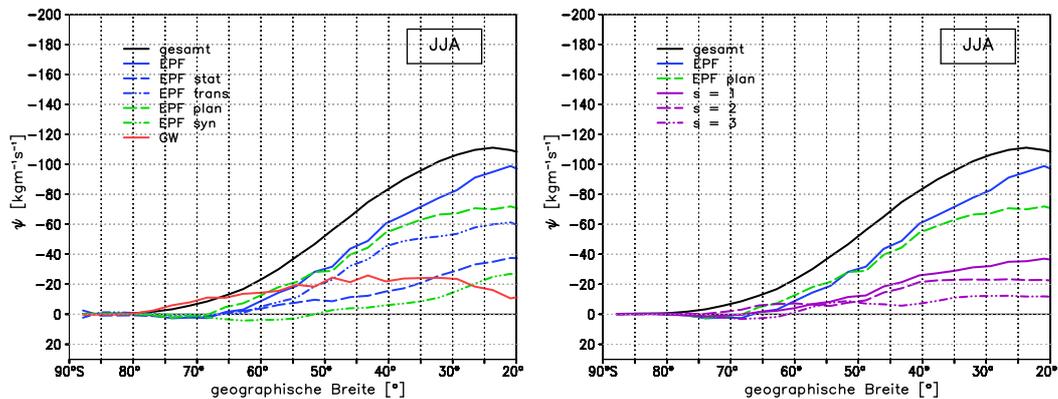


Abbildung 4.57: Wie in Abbildung 4.56 für $20^\circ\text{S} - 90^\circ\text{S}$ in JJA, y-Achse invertiert.

Referenzsimulation mit EMAC. Für ERA-Interim ergeben sich (insbesondere im Nordwinter) in den mittleren und den hohen Breiten sogar negative Signale in den transienten synoptischen Wellen, was eine Abschwächung der Massenstromfunktion impliziert. Die Aufspaltung in die Anteile durch die Wellen der Wellenzahlen eins bis drei zeigt im Nordwinter einen stärkeren Antrieb des residualen Massentransports durch Wellen der Wellenzahlen eins (lila, durchgezogen) und zwei (lila, gestrichelt) in den mittleren und den hohen Breiten und einen schwächeren für die Wellenzahl drei (lila, strich-punktiert) für die Reanalyse (Abbildung 4.56, rechts) gegenüber den Modelldaten (Abbildung 4.16, rechts). Im Winter der SH liefern die Wellen der Wellenzahl eins den größten Beitrag an der durch planetare Wellen bestimmten Massenstromfunktion in ERA-Interim (Abbildung 4.57, rechts), wohingegen die Wellen der Wellenzahl zwei in EMAC diese in niederen und mittleren Breiten bestimmen (Abbildung 4.17, rechts). Ursachen für die größere Bedeutung der Wellenzahl zwei in EMAC sind bisher nicht bekannt. Möglicherweise sind die Unterschiede gegenüber ERA-Interim

Tabelle 4.2: Aufwärts-gerichteter tropischer ($F_{\uparrow}^{\text{trop}}$) und abwärts-gerichtete extratropische Massenflüsse in der NH ($F_{\downarrow}^{\text{NH}}$) und der SH ($F_{\downarrow}^{\text{SH}}$) in 70 hPa [10^8kg s^{-1}] aus ERA-Interim Reanalysedaten für das Mittel der Jahre 1995 bis 2004 in allen Jahreszeiten und im Jahresmittel unter Angabe der Standardabweichung.

	$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	$F_{\downarrow}^{\text{NH}}$	$F_{\downarrow}^{\text{SH}}$
MAM	$53,89 \pm 9,74$	$-22,50 \pm 4,00$	$-31,39 \pm 5,75$
JJA	$48,43 \pm 8,66$	$-4,08 \pm 0,82$	$-44,35 \pm 7,84$
SON	$66,09 \pm 9,51$	$-37,87 \pm 6,78$	$-28,23 \pm 2,74$
DJF	$75,67 \pm 17,85$	$-64,81 \pm 15,40$	$-10,87 \pm 2,45$
ym	$54,57 \pm 9,38$	$-30,59 \pm 5,62$	$-23,98 \pm 3,76$

durch Differenzen im Zonalwindfeld und daraus resultierenden Unterschieden in der Propagation und Dissipation von Wellen der verschiedenen Wellenzahlen begründet. Ein Vergleich mit NCEP/NCAR Reanalysen unterstützt diese Vermutung. Die EMAC-Simulation zeigt eine leicht erhöhte Wahrscheinlichkeit für einen negativen Brechungsindex in den mittleren Breiten der oberen Troposphäre und somit eine verringerte Durchlässigkeit dieser Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre (Abbildung 4.12, Mitte), welche in den NCEP/NCAR Reanalysen nicht auftritt (vgl. Abbildung 2 aus LI ET AL. [2007]). Eine Berechnung des Brechungsindex für ERA-Interim Reanalysen war nicht Bestandteil dieser Arbeit.

Mit der Integration der Stromfunktion im Bereich der TLs [Gleichung (2.66)] ergeben sich in der unteren Stratosphäre (70 hPa) für $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ aus der Referenzsimulation 2000 gegenüber ERA-Interim leicht höhere Werte und somit eine in EMAC verstärkte BDC im Jahresmittel (Abbildung 4.58, links) und im Winter der NH (DJF, Abbildung 4.58, rechts). Das zeigt auch die Tabelle 4.2: Der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss ist in DJF maximal und beträgt mit rund $75,7 \cdot 10^8 \text{kg s}^{-1}$ über 10% weniger als für die Referenzsimulation 2000. EMAC simuliert für alle Jahreszeiten um 10 – 20% höhere Werte von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ gegenüber ERA-Interim (vgl. Tabelle 4.1). Die jahreszeitliche Verteilung der Anteile aus den beiden Hemisphären stimmen für das Modell und die Reanalyse gut überein. ERA-Interim zeigt lediglich im Sommer und Winter einen höheren abwärts-gerichteten Massenfluss in der jeweiligen Winterhemisphäre als EMAC. In JJA trägt dieser in den südlichen Extratropen mit mehr als 90% zu $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ bei. Die Aufspaltung in die Anteile der einzelnen Wellen zum Massenfluss erfolgt entsprechend der Gleichung (3.8) analog zur Behandlung der Modelldaten, wobei statt den beiden Stromfunktionen für OGWs und NGWs nur eine für GWs verwendet wurde. Für die EMAC-Simulation ist die Summe der beiden zuvor aus den Stromfunktionen Ψ_{NGW} und Ψ_{OGW} berechneten Massenflüsse ($F_{\uparrow}^{\text{trop}} = F_{\uparrow}^{\text{trop}}_{\text{NGW}} + F_{\uparrow}^{\text{trop}}_{\text{OGW}}$) gezeigt. Korrespondierend zum höheren gesamten aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in EMAC (schwarz) ergeben sich auch für die aufgelösten Wellen (blau) höhere Werte. Entsprechend den Ψ -Unterschieden simuliert EMAC für die transienten (grün) synoptischen (türkis) Wellen höhere Massenflüsse, wohingegen für die stationären Wellen (lila) leicht erhöhte Werte in ERA-Interim auftreten. Die Massenflussanteile durch planetare (rosa) und parametrisierte Schwerewellen (rot) stimmen für beide Datensätze gut überein. Ein Vergleich der transienten REF-B1-Simulation (Abbildung 4.45, unten) mit ERA-Interim (Abbildung 4.58) zeigt ein ähnliches Bild und stützt die Behauptung einer verstärkten BDC in EMAC verglichen mit den Reanalysen. Zudem zei-

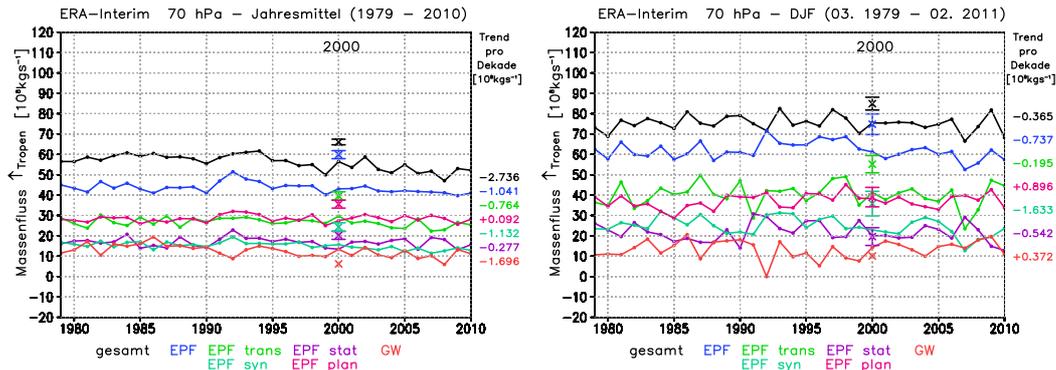


Abbildung 4.58: Zeitreihen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ für Januar 1979 bis Dezember 2010 im Jahresmittel (links) und Februar 1979 bis März 2011 im DJF-Mittel (rechts) aus ERA-Interim Reanalysedaten, 70 hPa, gesamt (schwarz) sowie Anteile der verschiedenen Wellenarten (farbig). Zusätzlich enthalten sind die linearen Trends über den Gesamtzeitraum (rechts) sowie die Referenzsimulation 2000 (Kreuze) mit Standardabweichung aus 75 Simulationsjahren.

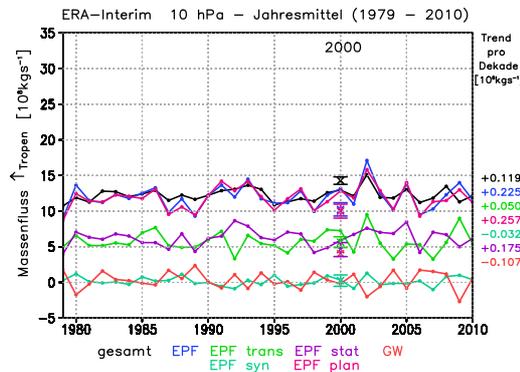


Abbildung 4.59: Wie im linken Teil der Abbildung 4.58 für das 10 hPa-Niveau.

gen die Trends über den jeweiligen Gesamtzeitraum (rechts) eine leichte Verstärkung der BDC in der unteren und mittleren Stratosphäre für die Vergangenheit anhand der REF-B1-Simulation (Abbildung 4.45, unten), wohingegen die Reanalysen für den Zeitraum von 1979 bis 2010 einen leicht negativen Trend für DJF und das Jahresmittel aufweisen. Nur für die planetaren Wellen und GWs (nur in DJF) zeigen die Reanalysen einen schwach positiven Trend. Die Unterschiede zwischen der REF-B1-Simulation und den Reanalysen sind möglicherweise auf die Betrachtung abweichender Zeiträume zurückzuführen.

In der mittleren Stratosphäre (10 hPa) nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ aus ERA-Interim im Jahresmittel leicht zu (Abbildung 4.59), bedingt durch den Antrieb stationärer planetarer Wellen, wobei GWs dem positiven Trend entgegenwirken. Die REF-B1-Simulation mit EMAC zeigt eine mit ERA-Interim Reanalysen vergleichbare Größenordnung von Gesamttrend und Anteilen (vgl. Abbildung 4.45, Mitte). In DJF ist der $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Trend aus ERA-Interim in allen Wellenanteilen positiv, allerdings mit großen Schwankungen behaftet und daher nicht gezeigt.

Zusätzlich zu den Zeitreihen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ zeigt die Abbildung 4.60 die prozentualen Anteile

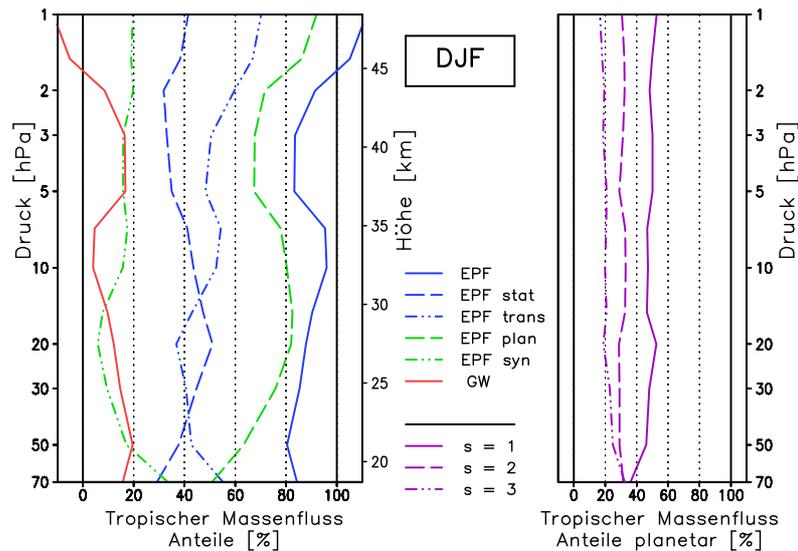


Abbildung 4.60: Links: Relative Anteile aufgelöster und parametrisierter Wellen an $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ [%] aus ERA-Interim Reanalysedaten gemittelt über die Jahre 1995 bis 2004, 70 – 1 hPa, DJF. Rechts: Anteile der planetaren Wellen ($s = 1 - 3$) am aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss durch planetare Wellen [%].

der einzelnen Wellen am Gesamtsignal in DJF. Verglichen mit EMAC (Abbildung 4.27) ist der Anteil aufgelöster Wellen am tropischen aufwärts-gerichteten Massenfluss für ERA-Interim v. a. in der oberen Stratosphäre erhöht und liegt beispielsweise in 5 hPa bei über 80% gegenüber rund 60% für die EMAC-Simulation. Der Anteil parametrisierter Wellen ist demzufolge in EMAC höher als in den Reanalysedaten. Zudem ist in allen Höhenbereichen der Anteil der stationären planetaren gegenüber den transienten synoptischen Wellen für ERA-Interim höher als für die Simulation 2000 mit EMAC. Die Höhenverteilung der Anteile der planetaren Wellen ($s = 1 - 3$) am Gesamtsignal aller planetaren Wellen (Abbildungen 4.60 und 4.27, jeweils rechts) stimmt für ERA-Interim und EMAC gut überein.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Klimatologie von Temperatur und Zonalwind in der Simulation 2000 gut mit ERA-Interim übereinstimmt. Der Antrieb durch transiente Wellen in der unteren Stratosphäre ist in EMAC erhöht, sodass sich ein leicht verstärkter Massentransport im Modell gegenüber den Reanalysen ergibt. Ein Vergleich von ERA-Interim mit einer Simulation über die Jahre 2000 bis 2008 mit dem CCM CCSR/NIES [OKAMOTO ET AL., 2011] kommt zu ähnlichen Ergebnissen. Für die Wintermonate (DJF) zeigt Ψ aus CCSR/NIES analog zu EMAC höhere Maxima als ERA-Interim (vgl. Abbildungen 4.16 für EMAC und 4.56 für ERA-Interim). Die aufgelösten Wellen liefern in ERA-Interim verglichen mit CCSR/NIES in den niederen Breiten einen größeren und in den hohen Breiten einen geringeren Beitrag zu Ψ , ebenfalls in Übereinstimmung mit EMAC. Eine explizite Aufspaltung der aufgelösten Wellen für ERA-Interim ist in der Studie von OKAMOTO ET AL. [2011] nicht gezeigt. $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ist in der unteren Stratosphäre für CCSR/NIES gegenüber den Reanalysen erhöht, größtenteils bedingt durch einen verstärkten Antrieb aufgelöster Wellen im CCM (vgl. Abbildung 4 aus OKAMOTO ET AL. [2011]). Analog zu EMAC zeigt auch CCSR/NIES einen stärkeren Transport verglichen mit Beobachtungen (Abbildung 4.58). Das zeigt sich auch im jüngeren AoA verglichen mit Beobachtungen (vgl. Abschnitt 4.4.1).

Der Vergleich der Referenzsimulation 2000 mit ERA-Interim und MIPAS zeigt, dass EMAC in der Lage ist, den mittleren Zustand und die Variabilität der mittleren Atmosphäre für die Gegenwart gut wiederzugeben. Leichte Differenzen zeigen sich im mittleren AoA. Hierbei ergab sich für EMAC ein durchweg jüngeres AoA und eine geringere Variabilität, was zum Teil in Unterschieden in der Eintragsregion und den im Modell enthaltenen Abbaureaktionen von SF₆ begründet liegt. Zudem werden leicht verringerte Mischungsprozesse im Modell, für die Erklärung der Unterschiede im mittleren AoA angenommen. Für die Prognose der zukünftigen Entwicklung ist nicht der Absolutwert ausschlaggebend, sondern die Betrachtung von Differenzen zum aktuellen Zustand, womit die Verwendung von EMAC zum Aufzeigen von Änderungen im atmosphärischen Transport gut geeignet ist. Änderungen im mittleren AoA durch verschiedene externe Einflussfaktoren werden in Abschnitt 6.4.1 dargestellt. Der Vergleich mit Spurengasen von MIPAS und dynamischen Größen aus ERA-Interim Reanalysen zeigt, dass diese für die Gegenwart gut wiedergegeben werden. In diesem Zusammenhang zeigen WEBER ET AL. [2011] für EMAC analog zu Satellitenbeobachtungen und Reanalyse-daten einen linearen Zusammenhang zwischen der Stärke der BDC, ausgedrückt durch den Wärmefluss in 100 hPa und dem Verhältnis der polaren Ozonkonzentrationen zwischen dem Frühjahr und dem Herbst des Folgejahres. Die Studie kommt zu dem Schluss, dass EMAC in der Lage ist, die Variabilität der BDC und ihren Einfluss auf das stratosphärische Ozon zu simulieren. Die Verwendung von EMAC für Zukunftsprojektionen ist somit gerechtfertigt.

Der Vergleich der Referenzsimulation 2000 mit der transienten REF-B1-Simulation hat gezeigt, dass die Zeitscheibensimulation als repräsentativer Referenzzustand für EMAC verwendet werden kann. Die transiente Simulation zeigte eine Zunahme von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ in der unteren und mittleren, bei gleichzeitiger Abnahme in der oberen Stratosphäre (Abbildung 4.45). Ein Vergleich mit ERA-Interim zeigte eine Übereinstimmung für die mittlere Stratosphäre (Abbildung 4.59), aber ein entgegengesetztes Verhalten in der unteren Stratosphäre (Abbildung 4.58). Die Entwicklung des mittleren AoA in der REF-B1V-Simulation zeigt eine Abnahme desselben in den mittleren und den hohen Breiten der unteren Stratosphäre. Im Gegensatz zu den Reanalysen und u. a. BÖNISCH ET AL. [2011] zeigt sich in EMAC eine Verstärkung der BDC in beiden Zirkulationsregimen. Insbesondere in der unteren Stratosphäre ist dieser Trend belastbar und anhand von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ (Abbildung 4.45) und dem mittleren AoA (Abbildung 4.44, ausgenommen Oktober in den mittleren Breiten) belegt. Der Vergleich verschiedener Beobachtungsdatensätze untereinander zeigt die Schwierigkeit der Angabe von BDC-Trends für die Vergangenheit. Während ENGEL ET AL. [2009] und STILLER ET AL. [2012] keinen eindeutigen Trend anhand der Entwicklung des mittleren AoA zeigen, geben BÖNISCH ET AL. [2011] eine Intensivierung des unteren Zirkulationsastes anhand von JRA-25 Reanalysen an. Demgegenüber impliziert $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ aus ERA-Interim eine Abschwächung des unteren und eine Intensivierung des oberen Astes. Für die REF-B1V-Simulation mit EMAC zeigt sich eine Übereinstimmung in der BDC-Entwicklung mit JRA-25 in der unteren und mit ERA-Interim in der oberen Stratosphäre. Weitere Analysen zu den BDC-Änderungen in der Vergangenheit werden in den folgenden Kapiteln mit den Zeitscheibensimulationen gezeigt.

Der Vergleich der transienten Simulationen SCN-B2c und SCN-B2d mit Beobachtungen und anderen CCMs erfolgte im Rahmen der Modellvalidierungsinitiative CCMVal. Hierbei wurde für EMAC eine leicht geringere Ozonlochfläche in der SH gegenüber Beobachtungen festgestellt. Verglichen mit anderen CCMs gibt EMAC die zukünftige Entwicklung des stratosphärischen Ozons mit einer Erholung auf Werte von 1980 um das Jahr 2040, im Mittel aller teilnehmenden Modelle, gut wieder [AUSTIN ET AL., 2010]. Somit ist EMAC sehr gut zur Untersuchung atmosphärischer Transportprozesse in der Strato- und der unteren Mesosphäre geeignet [EYRING ET AL., 2010; AUSTIN ET AL., 2010].

Kapitel 5

Die Änderungen der Brewer-Dobson Zirkulation in EMAC

In Zusammenhang mit dem für die Zukunft prognostizierten Anstieg der Treibhausgaskonzentrationen werden Änderungen in der meridionalen und vertikalen Temperaturstruktur unserer Erdatmosphäre sowie Änderungen in den großräumigen Windsystemen von der Tropo- bis in die Mesosphäre prognostiziert (u. a. RIND ET AL. [1990, 1998]; KODAMA und IWASAKI [2009]; McLANDRESS ET AL. [2010]; BUTCHART ET AL. [2010]). Im Abschnitt 2.4 wurde die Brewer-Dobson Zirkulation (BDC) mit der Ausbreitung atmosphärischer Wellen von der Tropo- in die Strato- und Mesosphäre in Verbindung gebracht. Da das Ausbreitungs- und Dissipationsverhalten atmosphärischer Wellen stark von den Umgebungsbedingungen abhängt (vgl. Abschnitt 2.4.3), ist eine Änderung durch den Klimawandel naheliegend und wurde in zahlreichen Studien (u. a. SIGMOND ET AL. [2004], EICHELBERGER und HARTMANN [2005], BUTCHART ET AL. [2006], FOMICHEV ET AL. [2007], GARCIA und RANDEL [2008], BUTCHART ET AL. [2010], LI ET AL. [2010], OKAMOTO ET AL. [2011]) belegt. In diesem Kapitel werden die Änderungen der BDC anhand von Modellsimulationen mit dem CCM EMAC gezeigt. Zeitscheiben- und transiente Simulationen werden verwendet, um Änderungen zwischen Vergangenheit und Gegenwart, für die Zukunft und bedingt durch verschiedene externe Einflussgrößen voneinander abzugrenzen. Eine konsistente Separierung der BDC-Änderungen aufgrund der externen Einflussfaktoren von der Vergangenheit bis in die Zukunft, von der Tropo- bis in die Mesosphäre, wurde bisher in keiner Studie gezeigt.

5.1 Transiente Simulationen für das 20. und 21. Jahrhundert

Die transiente SCN-B2d-Simulation dient der Abschätzung der Entwicklung unserer Erdatmosphäre bis zum Ende des 21. Jahrhunderts unter Vorgabe der nach heutigem Stand des Wissens möglichen Entwicklungsszenarien A1B für GHGs [SRES, 2000] und A1 für ODS [WMO, 2007]. Demgegenüber wird mit dem SCN-B2c-Lauf eine Erde ohne anthropogenen Klimawandel simuliert, indem die GHGs über den gesamten Simulationszeitraum auf den Werten der 1960er Jahre festgehalten werden und nur die ODS eine Entwicklung durchlaufen (vgl. Abschnitt 3.3.1). Neben dem Aufzeigen der erwarteten zukünftigen Entwicklung anhand des SCN-B2d-Laufs ist durch den Vergleich beider Simulationen eine Abschätzung des Einflusses von GHGs und ODS am Klimaänderungssignal möglich.

Die Abbildung 5.1 zeigt die Entwicklung der global-gemittelten Temperatur im Jahresmittel abzüglich dem Mittel der Jahre 1960 bis 1979 für verschiedene Höhen in der Stratosphäre. Für die SCN-B2d-Simulation (schwarz) nimmt die Temperatur im 2 hPa-Niveau um rund 9 K bis zum Ende des 21. Jahrhunderts gegenüber dem Mittel der Jahre 1960 bis 1979 ab. In der mittleren Stratosphäre zeigt sich im gleichen Zeitraum eine Temperaturabnahme

um rund 7 K. Demgegenüber nimmt die Temperatur in der unteren Stratosphäre im Verlauf der SCN-B2d-Simulation nur um rund 1 K ab. In der SCN-B2c-Simulation (rot) tritt nur in den ersten Jahren in der oberen Stratosphäre eine leichte Abkühlung auf. Die maximale Temperaturabnahme von und -2 K gegenüber dem Mittel der Jahre 1960 bis 1979 wird entsprechend der maximalen ODS-Konzentrationen um das Jahr 2000 erreicht. Im weiteren Verlauf nehmen die ODS ab und die Temperatur steigt wieder an, sodass zum Ende der Simulation das Niveau vom Beginn vorliegt. In der mittleren und unteren Stratosphäre ist im globalen Mittel keine nennenswerte Temperaturänderung gegenüber dem Zeitraum von 1960 bis 1979 erkennbar. Der Einfluss der geänderten ODS auf die global-gemittelte Temperatur ist somit nur in der oberen Stratosphäre im Zeitraum bis etwa 2060 erkennbar (rot in Abbildung 5.1, oben). Der große Effekt in dieser Höhe hängt mit den Strahlungseigenschaften von Ozon zusammen, welches in der oberen Stratosphäre für die stärkste Strahlungsabsorption und somit Erwärmung sorgt (siehe u. a. OBERLÄNDER ET AL. [2012]).

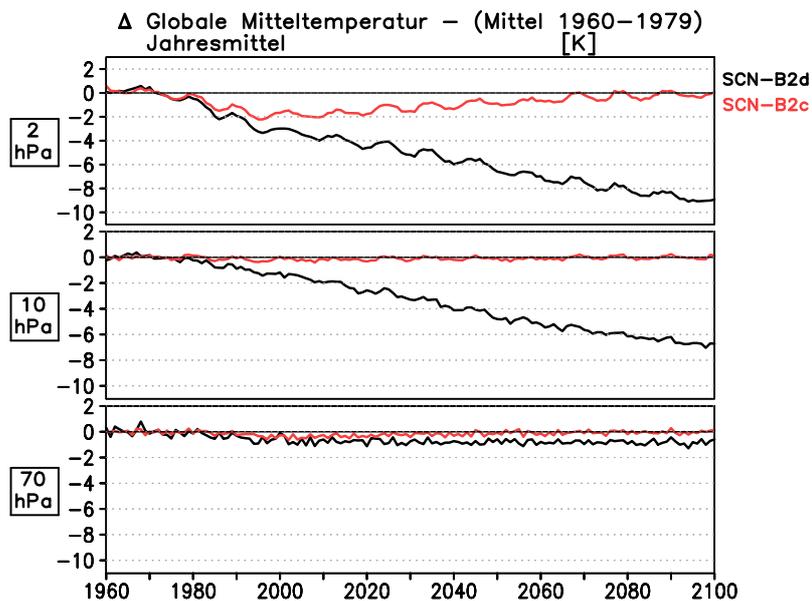


Abbildung 5.1: Differenz der global- und jahresgemittelten Temperatur zum Mittel über den Zeitraum von 1960 bis 1979 aus den Simulationen SCN-B2d (schwarz) und SCN-B2c (rot). Von oben nach unten: 2 hPa, 10 hPa und 70 hPa.

Höhen- und breitenaufgelöste Temperaturänderungen werden mit der im Abschnitt 3.4.5 eingeführten Multiplen Linearen Regressionsanalyse (MLR) ermittelt. Für die beiden transienten Simulationen SCN-B2d und SCN-B2c zeigt die Abbildung 5.2 die Temperaturtrends sowie für die SCN-B2d-Simulation den dynamischen Anteil an der Temperaturvariabilität im Winter der NH. Der Winter wurde entsprechend der intensivsten BDC gewählt (vgl. Abschnitt 4.1.1). Die dynamische Variabilität ist durch die z-Komponente des EP-Flussvektors in 100 hPa und 40°N – 80°N berücksichtigt (vgl. Abschnitt 3.4.5) und geht trendbereinigt in die Regression ein. Signifikante Signale (siehe Abschnitt 3.4.4) sind hier und im Folgenden farbschraffiert mit positiven Änderungen in orange und negativen in blau. Dabei geben helle Farbtöne eine 95%-ige und dunkle Farbtöne eine 99%-ige Signifikanz an.

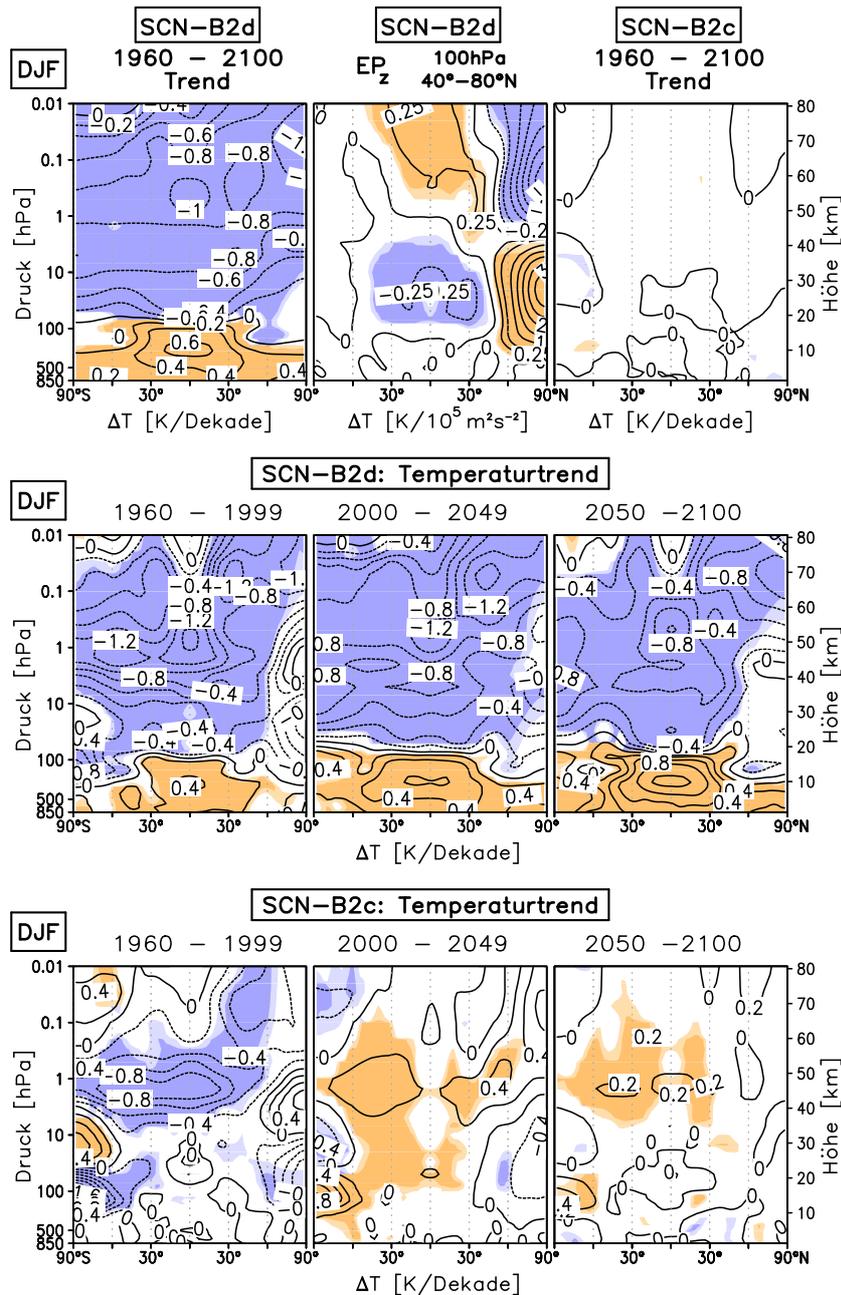


Abbildung 5.2: Höhen-Breiten-Schnitte der Regressionsanteile aus der Multiplen Linearen Regressionsanalyse am Temperatursignal in DJF. Erste Reihe: Temperaturtrend [K/Dekade] (links) und Anteil EP_z (100 hPa, 40°N – 80°N) [$K/10^5 m^2 s^{-2}$] (Mitte) für SCN-B2d-Simulation und Temperaturtrend [K/Dekade] für SCN-B2c-Simulation (rechts), jeweils für 1960 bis 2100. Zweite und dritte Reihe: Temperaturtrends [K/Dekade] für 1960 bis 1999 (links), 2000 bis 2049 (Mitte) und 2050 bis 2100 (rechts), jeweils für SCN-B2d- und SCN-B2c-Simulation, statistisch signifikante Signale farbschraffiert.

Für die SCN-B2d-Simulation zeigt sich ein positiver Temperaturtrend in der Tropo- und ein negativer in der Stratosphäre. Maximale Trends treten in der mittleren tropischen Troposphäre mit $+0,6$ K/Dekade und in der Stratopausenregion in den Tropen und den hohen nördlichen Breiten mit -1 K/Dekade auf (Abbildung 5.2, erste Reihe, links). Die Betrachtung der Einzelzeiträume zeigt starke stratosphärische Trends insbesondere in den Zeiträumen von 1960 bis 1999 und 2000 bis 2049 (Abbildung 5.2, zweite Reihe, links und Mitte), wohingegen sich die troposphärische Erwärmung in der SCN-B2d-Simulation zum Ende des 21. Jahrhunderts verstärkt (Abbildung 5.2, zweite Reihe, rechts). Im Vergangenheitszeitraum bestimmt das Ozonloch den Temperaturtrend in der unteren Stratosphäre in den hohen südlichen Breiten. Demgegenüber sind die Signale in den hohen Breiten der NH in der unteren und mittleren Stratosphäre für alle drei Zeiträume größtenteils nicht signifikant. Dies ist durch die starke dynamische Variabilität in dieser Region im Winter zu begründen (vgl. Abschnitt 2.1). Allerdings sind die Trends für den Zeitraum von 2050 bis 2100 sowohl in der winterlichen Stratosphäre, als auch in der sommerlichen Mesosphäre, positiv – ein Indikator für einen verstärkten dynamischen Einfluss auf die Temperatur. Hierzu zeigt die Abbildung 5.2 (erste Reihe, Mitte) die dynamische Variabilität des Temperatursignals. In der Sommermesosphäre bewirkt ein erhöhter Wärmefluss eine verstärkte Erwärmung, konsistent mit einem zunehmenden Einfluss von Schwerewellen in Zusammenhang mit einer verstärkten Anregung planetarer Wellen (vgl. u. a. SIGMOND und SCINocca [2009]). In der Stratosphäre nimmt die Temperatur in den Tropen dynamisch bedingt ab, wohingegen in den hohen nördlichen Breiten eine Temperaturzunahme stattfindet. Die Temperatursignale sind durch dynamisch bedingtes Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen und Absinken in den hohen Breiten der Winterhemisphäre zu erklären (vgl. Abschnitt 2.4.9). Zudem bedingt die dynamische Variabilität eine Abkühlung der Wintermesosphäre.

Über den Gesamtzeitraum der SCN-B2c-Simulation, welche keine ansteigenden GHGs enthält, ist kein signifikanter Temperaturtrend erkennbar (Abbildung 5.2, erste Reihe, rechts). Für die Vergangenheit zeigt sich eine deutliche Signatur des Ozonlochs in der Südpolarregion mit einer Abkühlung in der unteren Stratosphäre und einer Erwärmung darüber. Zudem kühlt sich die obere Stratosphäre im Zeitraum von 1960 bis 1999 um $0,8$ K/Dekade ab.

Die Erholung der stratosphärischen Ozonschicht infolge der zukünftig abnehmenden ODS führt im Zeitraum von 2000 bis 2049 zu einer Erwärmung der südpolaren unteren Stratosphäre und einer Abkühlung darüber. Für beide Zukunftszeiträume bewirkt die ansteigende Ozonkonzentration in der gesamten Stratosphäre einen Erwärmungstrend von $0,2$ – $0,4$ K/Dekade (Abbildung 5.2, dritte Reihe). Insgesamt kompensieren sich die entgegengesetzt gerichteten Temperaturtrends in den einzelnen Teilzeiträumen (Abbildung 5.2, erste Reihe, rechts).

Eine dynamische Signatur im Temperatursignal wurde im Abschnitt 2.4.9 anhand des BDC-Index gezeigt [YOUNG ET AL., 2012]. Die Abbildung 5.3 zeigt die Entwicklung desselben in den Simulationen SCN-B2d (schwarz) und SCN-B2c (rot) im Nordwinter [Berechnung entsprechend Gleichung (4.1)]. Die Höhen sind entsprechend der Satellitenkanäle MSU und SSU gewählt [YOUNG ET AL., 2011]. Wie für die Referenzsimulation 2000 (vgl. Abschnitt 4.1.2) zeigt sich für beide Simulationen in der unteren Stratosphäre ein deutliches BDC-Signal, gekennzeichnet durch einen Temperaturunterschied zwischen Extratropen und Tropen von 18 – 22 K. Für die SCN-B2c-Simulation bleibt der Index über den Simulationszeitraum relativ konstant, wohingegen sich dieser für die SCN-B2d-Simulation mit der Integration in die Zukunft vergrößert. Auch in den anderen Schichten ist der BDC-Index, von leichten Schwankungen abgesehen, positiv, verhält sich allerdings für beide Simulationen gleichartig und zeigt nur für das 10 hPa-Niveau einen leichten Trend hin zu einem positiveren Index für das Ende des 21. Jahrhunderts in der SCN-B2d-Simulation.

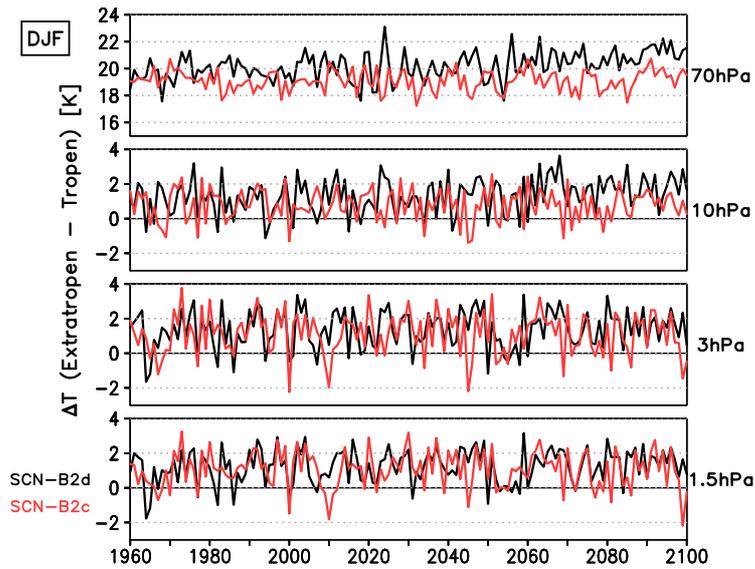


Abbildung 5.3: Zeitverlauf des BDC-Index [K] definiert als Differenz extratropischer und tropischer Temperaturen [entsprechend Gleichung (4.1)] für die Simulationen SCN-B2d (schwarz) und SCN-B2c (rot) in DJF. Von oben nach unten: 70 hPa, 10 hPa, 3 hPa und 1,5 hPa. Tropische Mittel umfassen die Breiten 30°S – 30°N und extratropische Breitenmittel jeweils 30° – 90° Breite beider Hemisphären.

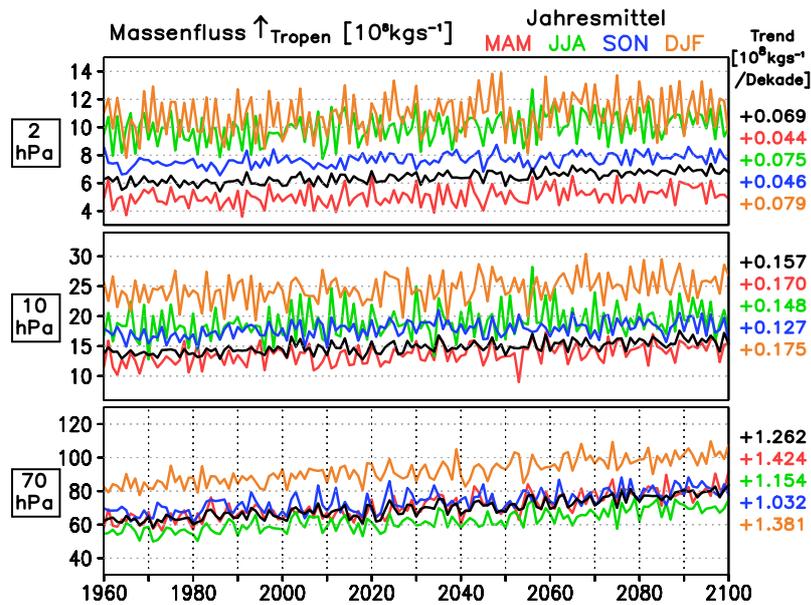


Abbildung 5.4: Zeitverlauf von F_t^{trop} [10^8 kgs^{-1}] für die SCN-B2d-Simulation im Jahresmittel (schwarz) und für alle vier Jahreszeiten: MAM (rot), JJA (grün), SON (blau) und DJF (orange) in 2 hPa, 10 hPa und 70 hPa (von oben nach unten). Rechter Rand: Jeweiliger Trend über den Zeitraum von 1960 bis 2100.

Frühere Studien (u. a. BUTCHART ET AL. [2006, 2010], MCLANDRESS und SHEPHERD [2009], OKAMOTO ET AL. [2011]) verwenden den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss als Indikator für die Stärke der BDC. Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen die Entwicklung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in den Simulationen SCN-B2d und SCN-B2c für das Jahresmittel und alle vier Jahreszeiten. Für die SCN-B2d-Simulation ist der Trend in der gesamten Stratosphäre für das Jahresmittel und alle Jahreszeiten positiv. In der unteren und der mittleren Stratosphäre zeigt sich der größte Trend mit rund $1,4 \times 10^8$ bzw. $0,17 \times 10^8 \text{ kgs}^{-1}/\text{Dekade}$ im nordhemisphärischen Winter und Frühjahr (Abbildung 5.4, Mitte und unten). In der oberen Stratosphäre überwiegt der Trend in den Jahreszeiten DJF und JJA (Abbildung 5.4, oben). Auch prozentual nehmen die Änderungen mit zunehmender Höhe in der Stratosphäre ab. Die größten prozentualen Trends in allen Schichten treten mit rund 1,8 %/Dekade in der unteren, 1,3 %/Dekade in der mittleren und 0,7 %/Dekade in der oberen Stratosphäre für MAM auf. Für DJF liegen die Trends im Bereich von 1,4 %/Dekade in der unteren und 0,5 %/Dekade in der mittleren und oberen Stratosphäre. Dagegen zeigt sich für die SCN-B2c-Simulation in keiner stratosphärischen Schicht und für keine Jahreszeit ein verlässlicher Trend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (Abbildung 5.5), vergleichbar mit der geringen Variation des BDC-Index (Abbildung 5.3, rot).

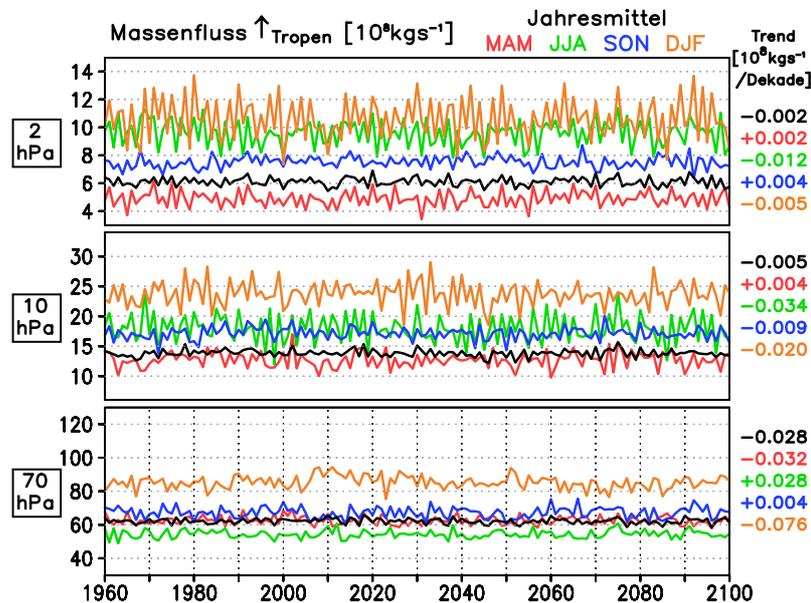


Abbildung 5.5: Wie in Abbildung 5.4 für die SCN-B2c-Simulation.

Zusammenfassung zur Entwicklung von Temperatur und Dynamik in den transienten Simulationen SCN-B2c und SCN-B2d mit EMAC (1960 bis 2100):

- Die Temperaturentwicklung zeigt von 1960 bis 1999 den starken Einfluss der Ozonabnahme und der Formierung des antarktischen Ozonlochs. Bis etwa 2050 erholt sich die stratosphärische Ozonschicht bei gleichzeitigem Anstieg der GHGs, was eine Erwärmung der Troposphäre und eine Abkühlung der Stratosphäre zur Folge hat. Bis zum Ende des 21. Jahrhunderts bestimmen die ansteigenden GHGs bei gleichbleibend niedrigen ODS die Temperaturänderungen und führen zu einer weiteren stratosphärischen Abkühlung und einem verstärkten troposphärischen Temperaturanstieg.

- Für die Zukunft wird mithilfe der SCN-B2d-Simulation eine Verstärkung der BDC in der gesamten Stratosphäre in allen Jahreszeiten simuliert. Die stärksten absoluten Änderungen treten in der unteren und mittleren Stratosphäre im Winter und Frühjahr der NH auf. Die relativen Trends überwiegen in allen stratosphärischen Schichten in MAM. Der Einfluss der ODS an der Änderung der BDC ist gering (SCN-B2c-Simulation), GHGs üben den Haupteinfluss in allen Jahreszeiten aus. Im Temperatursignal wird ein verstärkter Einfluss der Dynamik in der unteren Stratosphäre im Zeitraum bis 2050 simuliert, welcher sich bis zum Ende des 21. Jahrhunderts in größere Höhen ausdehnt.

5.2 Zeitscheibenexperimente für Vergangenheit und Zukunft

In diesem Abschnitt werden die simulierten Änderungen in Temperatur und Dynamik für die Vergangenheit und die Zukunft anhand der Zeitscheibenexperimente aus der Tabelle 3.4 diskutiert. Einen Überblick über die Kombination der Zeitscheibensimulationen zeigt die Tabelle 5.1. Änderungen in den verschiedenen atmosphärischen Größen für die Vergangenheit und die Zukunft sind, zur besseren Vergleichbarkeit der hier gezeigten Ergebnisse für die verschiedenen Zeiträume und mit anderen Modellstudien, jeweils pro Dekade angegeben. Die entsprechende Zeitdauer ist in der Tabelle 5.1 vermerkt. Im Zusammenhang mit der Vorstellung der Referenzsimulation 2000 wurde die stärkste Ausprägung der BDC im Nordwinter (DJF) herausgestellt (vgl. Abschnitt 4.1.1). Mithilfe der transienten SCN-B2d-Simulation wurde in dieser Jahreszeit eine starke Beschleunigung der BDC in der gesamten Stratosphäre prognostiziert (Abschnitt 5.1). Deshalb wird im weiteren Verlauf der Arbeit der Schwerpunkt auf Änderungen der BDC im nordhemisphärischen Winter gelegt. Zusätzlich sind Änderungen für das Jahresmittel und ausgewählte Jahreszeiten gezeigt.

Tabelle 5.1: Kombination der Zeitscheibenexperimente aus der Tabelle 3.4 zur Ableitung der Änderungssignale für die Vergangenheit und die Zukunft.

Änderungssignal	Simulationen	Zeitdauer (Dekaden)
Änderungen seit der Industrialisierung	2000 – 1865	13,5
Änderungen in der jüngsten Vergangenheit (anthropogene Ozonzerstörung)	2000 – 1960	4
Zukunftsprojektion	2095 – 2000	9,5

Die Abbildung 5.6 zeigt die Temperaturänderungen für das Jahresmittel (oben) und den nordhemisphärischen Winter (unten) aus den Zeitscheibensimulationen (Tabelle 5.1). Für die Vergangenheit (links und Mitte) und die Zukunft (rechts) simuliert EMAC eine signifikante Erwärmung der Troposphäre und eine Abkühlung der Stratosphäre. Die troposphärische Erwärmung ist durch den Anstieg der Treibhausgase in der Troposphäre bedingt und verstärkt sich von der Vergangenheit in die Zukunft (vgl. Abschnitt 5.3.2 und 5.3.4). Die größte Erwärmung erfolgt mit bis zu 0,6 K/Dekade zwischen 2000 und 2095 in der mittleren und oberen Troposphäre in den Tropen (Abbildung 5.6, rechts). Zudem bewirkt die Verringerung des arktischen Meereises eine vergleichbare Temperaturerhöhung in der unteren Troposphäre in den hohen nördlichen Breiten, insbesondere im Nordwinter (vgl. Abschnitt 5.3.6). Die Erwärmung der UTLS-Region in den Tropen und den mittleren Breiten ist durch eine Verschiebung

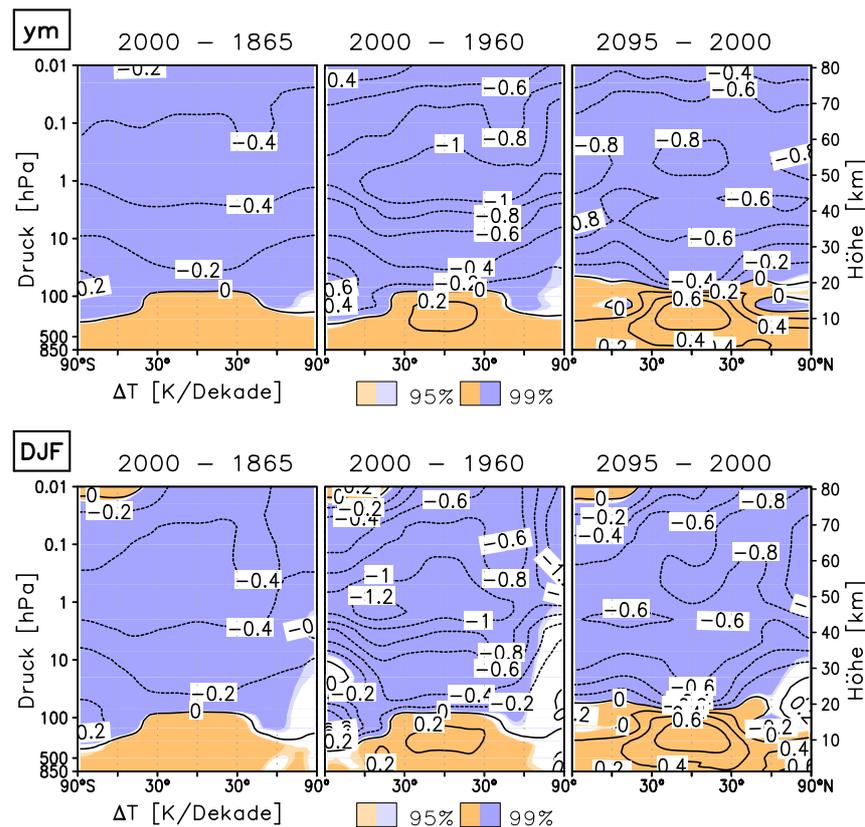


Abbildung 5.6: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperaturänderungen [K/Dekade] für 2000 – 1865 (links), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (rechts) im Jahresmittel (oben) und für DJF (unten), 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

der Tropopause in größere Höhen zu erklären (Abbildung 5.7). Durch die Erwärmung der Troposphäre dehnt sich die troposphärische Luftsäule aus, sodass sich die Tropopause in den Tropen von ~100 hPa in den Simulationen 1865, 1960 und 2000 in ~80 hPa in der Simulation 2095 verlagert. Signifikante Änderungen treten nur für die Zukunftssimulation in den Tropen auf (rot in Abbildung 5.7). In den mittleren und hohen Breiten ist die Höhenvariabilität der Tropopause groß, dennoch zeigt sich eine zukünftige Verschiebung in größere Höhen.

Im Gegensatz zu den Temperaturtrends aus der transienten SCN-B2d-Simulation (Abbildung 5.2, 2. Reihe) zeigen sich auch in der durch ihre starke Variabilität gekennzeichneten Winterhemisphäre signifikante Temperaturtrends (Abbildung 5.6, Mitte und rechts). Die Abkühlung der Stratosphäre ist durch das gemeinsame Wirken kurz- und langweiliger Strahlungseffekte zu erklären. Eine Zunahme von Ozon bewirkt eine verstärkte Absorption kurzweiliger solarer Strahlung und damit eine Erwärmung der Stratosphäre. Demgegenüber erfolgt durch die Zunahme der Treibhausgase (insbesondere CO_2) eine Abkühlung der Stratosphäre, da die vom Erdboden in die Atmosphäre abgegebene Strahlung vermehrt in der Troposphäre verbleibt, sodass weniger langwellige Strahlung die Stratosphäre erreicht und diese erwärmt (vgl. Abschnitt 2.2.4). In der Vergangenheit bewirkte die Abnahme des stratosphärischen Ozons (vgl. Abbildung 5.14, Mitte) bei gleichzeitiger Zunahme der Treibhausgase

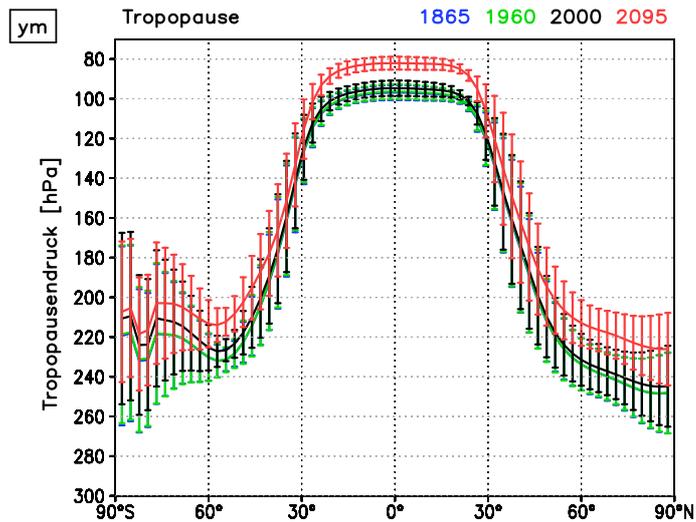


Abbildung 5.7: Tropausendruck [hPa] für die Simulationen 1865 (blau), 1960 (grün), 2000 (schwarz) und 2095 (rot) im Jahresmittel, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt. Die Balken geben die Standardabweichung aus allen Simulationsjahren an.

(Tabelle 3.6) eine Abkühlung der Stratosphäre. Eine Abschätzung der Größenordnung beider Effekte auf die stratosphärische Temperaturverteilung gibt der Abschnitt 5.3.2. Seit der vorindustriellen Vergangenheit hat sich die Stratopausenregion um 0,4 K/Dekade abgekühlt (Abbildung 5.6, links). Für den Zeitraum zwischen 1960 und 2000 ist die Abkühlung stärker und inhomogener. Maximalwerte von 1 – 1,2 K/Dekade treten im Bereich der Stratopause in den Tropen und den mittleren Breiten der SH auf. Die für die Zukunft prognostizierten Änderungen in den Konzentrationen von ODS und GHGs haben einen entgegengesetzt gerichteten Einfluss auf die stratosphärische Temperaturänderung: Die Erholung des stratosphärischen Ozons bewirkt eine Erwärmung, wohingegen der Anstieg der GHGs eine Abkühlung verursacht (siehe Abschnitt 5.3.4). Im Gesamtsignal überwiegt die stratosphärische Abkühlung durch die GHGs, sodass eine Temperaturabnahme von 0,6 – 0,8 K/Dekade im Bereich der Stratopause resultiert (Abbildung 5.6, rechts). In der unteren Stratosphäre stehen die Temperaturänderungen in den hohen Breiten der SH in direktem Zusammenhang mit der Änderung in der Ozonkonzentration in dieser Region. In der Vergangenheit kommt es zu einer Abkühlung (Abbildung 5.6, links und Mitte) durch die Ausbildung des Ozonlochs, wohingegen die zukünftige Erwärmung (Abbildung 5.6, rechts) auf die Zunahme der Ozonkonzentration zwischen 2000 und 2095 zurückzuführen ist. Die Temperaturänderungen zwischen der Vergangenheit und der Zukunft in den hohen nördlichen Breiten sind überwiegend dynamischen Ursprungs. Entsprechend der besonders starken BDC im Winter der NH (vgl. Abschnitt 4.1.1) zeigt der Vergleich der Änderungssignale zwischen dem Jahresmittel und dem Winter der NH die dynamischen Änderungen: Für die Vergangenheit und insbesondere für die Zukunft kühlt sich die untere Stratosphäre der NH in DJF weniger stark ab bzw. erwärmt sich leicht (Abbildung 5.6, unten), wohingegen im Jahresmittel eine globale Abkühlung der unteren und mittleren Stratosphäre stattfindet (Abbildung 5.6, oben). Dieses Signal ist auf einen verstärkten Einfluss in die Stratosphäre propagierender Wellen erklärbar (vgl. Abschnitt 2.4.3).

Die Änderungen in der Temperaturverteilung bewirken Änderungen im Windfeld [vgl. Gleichung (2.4)]. Für die Vergangenheit führen die starken Änderungen in den meridionalen

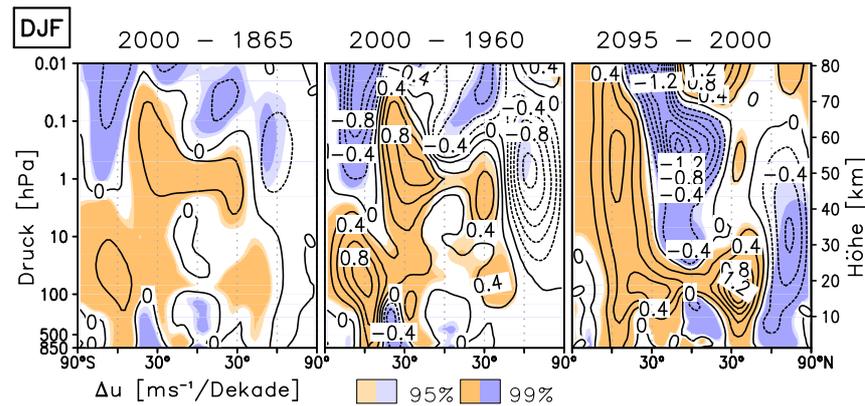


Abbildung 5.8: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind [$\text{ms}^{-1}/\text{Dekade}$] für 2000–1865 (links), 2000–1960 (Mitte) und 2005–2000 (rechts), DJF, 850–0,01 hPa, 90°S–90°N, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Temperaturgradienten in der südhemisphärischen UTLS-Region (Abbildung 5.6, links und Mitte, verstärkt in DJF) zu einer signifikanten Verschiebung des subtropischen Strahlstroms in der SH in Richtung der polaren Breiten (Abbildung 5.8, links und Mitte). Insbesondere für den Zeitraum von 1960 bis 2000 zeigt sich eine Verstärkung der in der unteren und mittleren Stratosphäre vorherrschenden Westwinde und der oberhalb befindlichen Ostwinde (vgl. Abbildung 4.4, unten, rechts). In der unteren Stratosphäre der NH treten entsprechend der geringen Änderungen in den meridionalen Temperaturgradienten (Abbildung 5.6, links und Mitte) kaum signifikante Unterschiede auf. Eine leichte Verstärkung und Aufwärtsverschiebung des subtropischen Strahlstroms in der NH ist für den Zeitraum von 1960 bis 2000 erkennbar. Zudem zeigt sich für beide Vergangenheitszeiträume eine leichte Abschwächung des Polarnachtstrahlstroms, welche allerdings nur im Stratopausenniveau signifikant ist (Abbildung 5.8, links und Mitte). In den Tropen kennzeichnen eine Abnahme der Ostwinde in der oberen Strato- und der Westwinde in der Mesosphäre eine Abschwächung beider Komponenten der SAO gegenüber der Referenzsimulation 2000 (vgl. Abbildung 4.4, unten, rechts).

Im Zukunftszeitraum sind die Windänderungen in der unteren und mittleren Stratosphäre deutlich verstärkt. Gegenüber der Referenzsimulation 2000 verschiebt sich der nordhemisphärische Strahlstrom auf- und äquatorwärts, bei gleichzeitiger Intensivierung um bis zu $1,2 \text{ ms}^{-1}/\text{Dekade}$. In der SH sind die Änderungen in den meridionalen Temperaturgradienten geringer und somit auch die Windänderungen. Die Aufwärtsverschiebung der subtropischen Strahlströme resultiert aus der Anhebung der Tropopause im Zukunftszeitraum (Abbildung 5.7, rot). In der winterlichen Stratosphäre findet eine signifikante Abschwächung des Polarnachtstrahlstroms um bis zu $0,6 \text{ ms}^{-1}/\text{Dekade}$ statt. In der SH erfolgt eine Verstärkung der Westwinde in der unteren Stratosphäre und eine Abschwächung der darüberliegenden Ostwinde. In der tropischen Stratopausenregion nimmt die Ost- und in der oberen Mesosphäre die zugehörige Westphase der SAO zu, wobei die Westphase gegenüber der Referenzsimulation aufwärts verschoben ist.

Dreidimensionale Änderungen in Temperatur- (links), Zonalwind- (Mitte) und Geopotentialfeld (rechts) sind in der Abbildung 5.9 für die untere Stratosphäre (50 hPa) gezeigt. Für

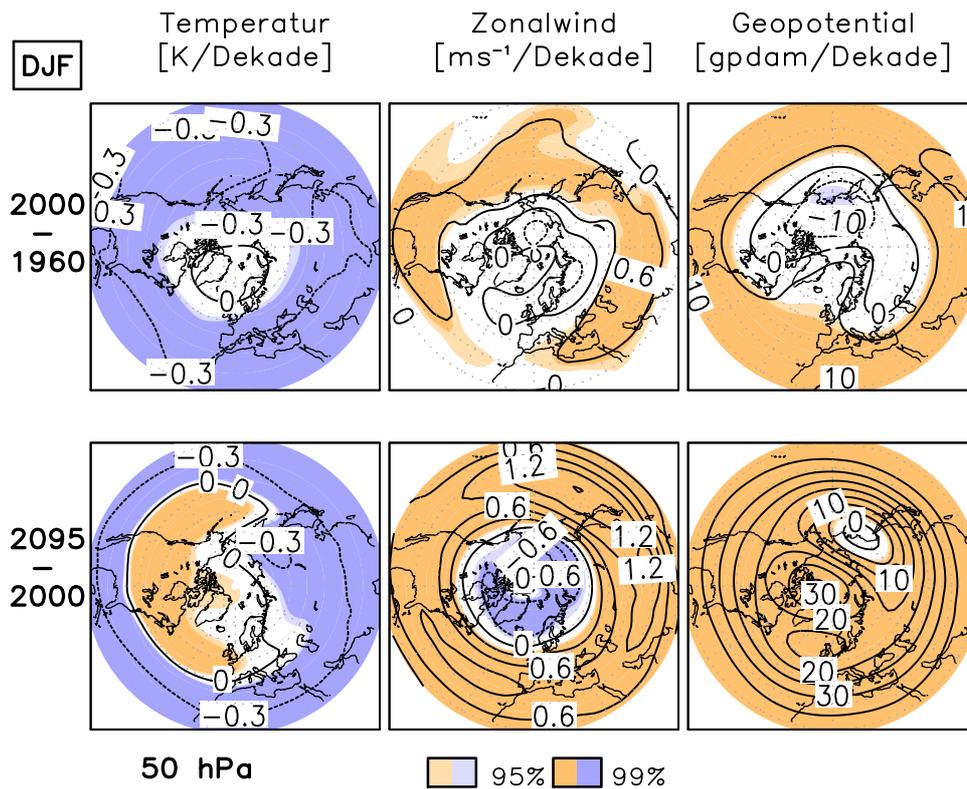


Abbildung 5.9: Polarstereographische Projektionen für die NH für 2000 – 1960 (oben) und 2095 – 2000 (unten), 50 hPa, DJF, 20° – 90°N. Von links nach rechts: Differenzen in Temperatur [K/Dekade], Zonalwind [ms^{-1} /Dekade] und Geopotentieller Höhe [gpdam/Dekade], statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

die Vergangenheit (2000 – 1960, oben) und die Zukunft (2095 – 2000, unten) ist eine leichte Erwärmung der Polarregion in Verbindung mit einer Abnahme des Zonalwindes erkennbar, wobei signifikante Änderungen nur für den Zukunftszeitraum auftreten. Entsprechend der signifikanten Erwärmung der Polarregion nimmt das Geopotential für 2095 gegenüber 2000 zu. Zudem schwächt sich das Aläutenhoch leicht ab (Abbildung 5.9, unten). Demgegenüber nimmt das Geopotential für den Zeitraum von 1960 bis 2000 in der gesamten Polarregion ab (Abbildung 5.9, oben). Änderungen in Temperatur-, Wind- und Geopotentialfeld zeigen für 2000 – 1865 gleichgerichtete Signale wie für 2000 – 1960, allerdings in abgeschwächter Ausprägung (nicht gezeigt). Eine signifikante dynamische Änderung ist somit in der unteren Stratosphäre nur für den Zukunftszeitraum erkennbar.

Die Temperatur- und Windstruktur von der Tropo- bis in die Mesosphäre stehen in enger Beziehung zur Ausbreitung und Dissipation von atmosphärischen Wellen, wobei schon kleine Änderungen in den tropo- und den stratosphärischen Windsystemen bedeutende Änderungen im Verhalten der atmosphärischen Wellen hervorrufen können. Entsprechend dem Antrieb der RC durch atmosphärische Wellen, resultiert eine RC-Änderung, welche auf unterschiedliche Art quantifiziert werden kann. Dem TEM-Konzept folgend (vgl. Abschnitt 2.4.1), liefert u. a. die Betrachtung von Änderungen der residualen Massenstromfunktion [vgl. Gleichung 2.4.1].

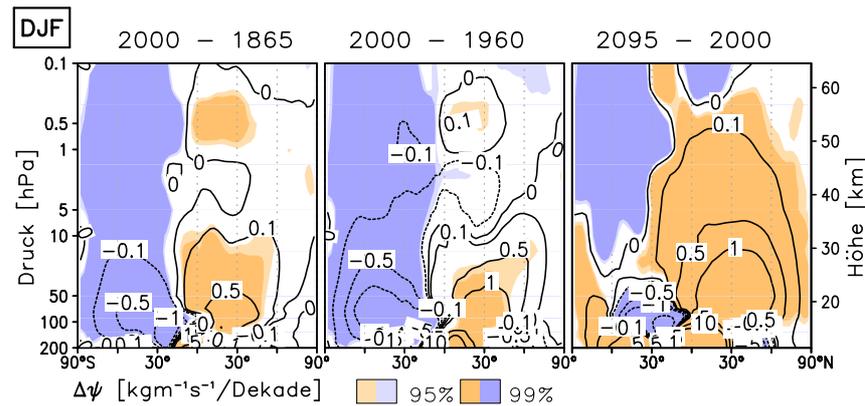


Abbildung 5.10: Höhen-Breiten-Schnitte der Ψ -Änderungen [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$], DJF, 2000 – 1865 (links), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (rechts), 200 – 0,1 hPa, $90^\circ\text{S} - 90^\circ\text{N}$, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

chung (2.63)] Aussagen zur Änderung der RC in verschiedenen Höhen und geographischen Breiten. Hierzu zeigt die Abbildung 5.10 die Ψ -Änderungen für die beiden Vergangenheitszeiträume (links und Mitte) und die Zukunft (rechts). Abgesehen von kleineren Regionen mit abnehmender residualer Massenstromfunktion, nimmt diese für beide Hemisphären und alle drei Zeiträume zu (positiver in der NH und negativer in der SH, vgl. Abbildung 4.14), wobei die Stärke der Änderungen regional variiert. Entsprechend der größeren Masse in den unteren Atmosphärenschichten, sind hier auch die größten absoluten Ψ -Änderungen zu finden. In der Vergangenheit ist die Zunahme für beide Hemisphären annähernd gleich stark und über große Bereiche der südhemisphärischen Stratosphäre signifikant. In der NH tritt eine leichte Abschwächung der residualen Massenstromfunktion in den niederen Breiten in der oberen Stratosphäre im Zeitraum zwischen 1960 und 2000 auf (Abbildung 5.10, links und Mitte). Die Zunahme von Ψ in der NH ist nur in den niederen und z. T. mittleren Breiten signifikant, was sich mit der fehlenden Signifikanz der Signale in der Abbildung 5.9 (oben) deckt. Für den Zukunftszeitraum zeigt die Abbildung 5.10 (rechts) eine deutliche Verstärkung von Ψ in der NH für die gesamte Strato- bis in die untere Mesosphäre. Die Signale in der SH sind deutlich schwächer und zeigen in den hohen südlichen Breiten sogar eine Abschwächung der vorherrschenden Zirkulation vom Äquator zum Pol.

Die Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen und den abwärts-gerichteten extratropischen Massenflüssen spiegeln die Ψ -Änderungen integriert über die Tropen bzw. Extratropen wider (vgl. Abschnitt 2.4.7). In der Sommerhemisphäre ist F_1^{trop} nur in der unteren Stratosphäre von null verschieden (blau in Abbildung 4.26, rechts), sodass auch nur hier nennenswerte Änderungen auftreten. Die Tabellen 5.2 und 5.3 zeigen die absoluten (prozentualen) Änderungen von F_1^{trop} , sowie der beiden extratropischen Massenflusskomponenten für die Vergangenheit und die Zukunft. In 70 hPa nehmen der aufwärts-gerichtete tropische und die beiden abwärts-gerichteten extratropischen Massenflüsse für beide Zeiträume und alle Jahreszeiten signifikant zu (nicht gezeigt). Abgesehen von den nordhemisphärischen Wintermonaten ist der Anstieg von F_1^{trop} für 2095 – 2000 stärker. Für 2000 – 1960 sind die Änderungen in DJF am größten.

Die Abbildung 5.11 (links) zeigt eine Zunahme des abwärts-gerichteten Massenflusses in der SH von 1960 bis 2000 (grün) von 5 – 8 %/Dekade, welche mit einer Zunahme des meridio-

Tabelle 5.2: Absolute (prozentuale) Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen ($F_{\uparrow}^{\text{trop}}$) und in den abwärts-gerichteten extratropischen Massenflüssen in der NH ($F_{\downarrow}^{\text{NH}}$) und der SH ($F_{\downarrow}^{\text{SH}}$) in 70 hPa für 2000 – 1960 in allen Jahreszeiten und im Jahresmittel [$10^8 \text{ kgs}^{-1} / \text{Dekade}$] ($\% / \text{Dekade}$).

	$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	$F_{\downarrow}^{\text{NH}}$	$F_{\downarrow}^{\text{SH}}$
MAM	0,81 (1,22%)	-0,47 (1,61%)	-0,34 (0,92%)
JJA	0,51 (0,88%)	-0,23 (2,22%)	-0,28 (0,58%)
SON	0,37 (0,52%)	-0,33 (0,76%)	-0,03 (0,13%)
DJF	1,46 (1,72%)	-0,71 (1,06%)	-0,74 (4,29%)
ym	0,75 (1,14%)	-0,48 (1,31%)	-0,28 (0,93%)

Tabelle 5.3: Wie in Tabelle 5.2 für 2095 – 2000.

	$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	$F_{\downarrow}^{\text{NH}}$	$F_{\downarrow}^{\text{SH}}$
MAM	1,50 (2,26%)	-0,77 (2,62%)	-0,73 (1,96%)
JJA	1,38 (2,38%)	-0,53 (5,01%)	-0,85 (1,80%)
SON	1,11 (1,57%)	-0,74 (1,67%)	-0,38 (1,40%)
DJF	1,18 (1,39%)	-0,79 (1,17%)	-0,39 (2,26%)
ym	1,34 (2,03%)	-0,79 (2,16%)	-0,56 (1,88%)

nalen Temperaturgradienten in der unteren Stratosphäre, bedingt durch die Ausbildung des stratosphärischen Ozonlochs (vgl. Abschnitt 5.3.2). In der NH nimmt der abwärts-gerichtete Massenfluss für die beiden Vergangenheitszeiträume (blau und grün) bis in eine Höhe von rund 10 hPa zu und darüber leicht ab. Die Abnahme stimmt mit der Abnahme von Ψ in diesem Bereich überein (Abbildung 5.10, links und Mitte) und ist für 2000 – 1960 gegenüber 2000 – 1865 erhöht. Für die beiden Vergangenheitszeiträume ist die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ auf die untere Stratosphäre beschränkt und erreicht maximal 1,8 %/Dekade zwischen 1960 und 2000 und 0,7 %/Dekade für 2000 – 1865 (Abbildung 5.11, Mitte). Diese Zunahme erfolgt zu gleichen Teilen durch Änderungen im abwärts-gerichteten Massenfluss in der NH und der SH. Oberhalb von etwa 10 hPa nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ab.

Für 2095 – 2000 treten in der unteren Stratosphäre besonders starke Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in MAM und JJA auf (Tabelle 5.3). Die Betrachtung einzelner Monate zeigt größere Änderungen im Spätwinter bzw. Frühjahr verglichen mit dem Frühwinter, sodass der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss im März und April deutlich verstärkt ist, im November und Dezember dagegen nur leicht zunimmt. Die starken Änderungen im Frühjahr sind somit mit einer zeitlichen Verschiebung des Wellenantriebs vereinbar. Ähnliche Ergebnisse zeigen AYARZAGÜENA ET AL. [2013] anhand der Änderungen im Auftreten von MSWs für die gleichen Simulationen. Trotz der zeitlichen Verschiebung maximieren sich die Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss im Mittwinter (Januar) und errei-

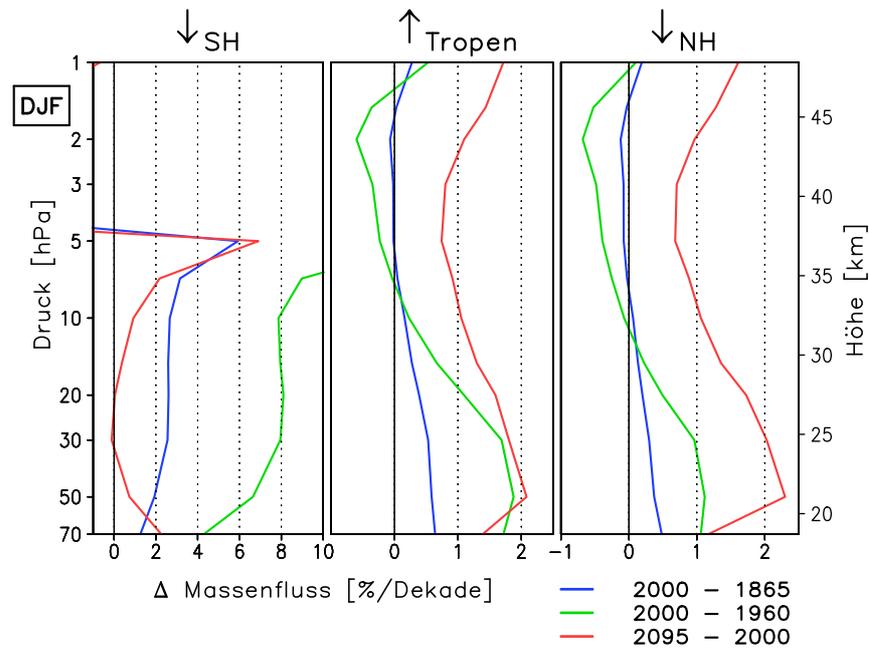


Abbildung 5.11: Höhenprofile der prozentualen Änderungen gegenüber der Referenzsimulation 2000 für $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (Mitte), sowie die abwärts-gerichteten Massenflüsse in der SH (links) und der NH (rechts), 2000 – 1865 (blau), 2000 – 1960 (grün) und 2005 – 2000 (rot) [%/Dezade], 70 – 1 hPa, DJF.

chen bis zu 3 %/Dezade im Höhenbereich zwischen 50 und 30 hPa (nicht gezeigt). Für DJF beträgt die südhemisphärische Änderung für den Zukunftszeitraum in der unteren Stratosphäre rund 1 – 2 %/Dezade (rot in Abbildung 5.11). Die großen relativen Änderungen in der oberen Stratosphäre sind durch die kleinen Absolutwerte von $F_{\downarrow}^{\text{SH}}$ bedingt. $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ verstärkt sich in der Zukunft in der NH für alle Höhen mit maximalen Änderungen von mehr als 2 %/Dezade in der unteren Stratosphäre. In der Summe aus den beiden abwärts-gerichteten Komponenten der NH und der SH [Gleichung (2.66)] ergibt sich für den aufwärts-gerichteten Massenfluss in den Tropen eine zukünftige Zunahme um 1 – 2 %/Dezade mit maximalen Änderungen in der unteren Stratosphäre. Unter Verwendung der von BIRNER und BÖNISCH [2011] eingeführten Terminologie deutet die Zweiteilung der Änderungen im Massenfluss für die Vergangenheit auf eine Verstärkung des unteren, bei gleichzeitiger Abschwächung des oberen Astes der BDC hin. Für die Zukunft verstärken sich beide Äste gleichermaßen. Eine Abgrenzung von DB und SB erfolgt im Abschnitt 6.4 anhand der Änderungen im AoA.

Zur Beantwortung der Frage, ob die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ von der vorindustriellen Vergangenheit bis in die Zukunft vom betrachteten Breitenbereich abhängt dient die Abbildung 5.12. Diese zeigt \bar{w}^* zum Einen berechnet innerhalb variierender TLs (Mittel über alle Regionen mit $\bar{w}^* > 0$, Mitte) und zum Anderen innerhalb festgehaltener Grenzen (gemittelt über $20^{\circ}\text{N} - 20^{\circ}\text{S}$, rechts). Ersteres berücksichtigt eine mögliche Verkleinerung bzw. Vergrößerung der Aufstiegsregion, letzteres eine Änderung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ohne einen Einfluss dieser Größenvariation der Region. Für die untere und mittlere Stratosphäre zeigt die Abbildung 5.12 (links) eine Verkleinerung der Aufstiegsregion in der Zukunft (rot). Eine solche ist aus früheren Modellstudien bekannt und wurde u. a. in LI ET AL. [2010] mit einer Verschiebung der Nullwindlinie

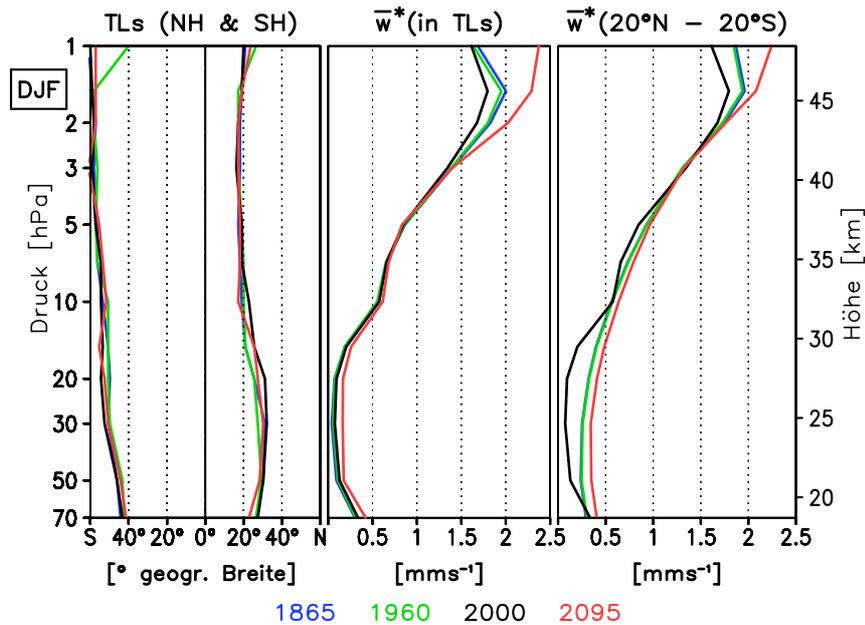


Abbildung 5.12: TLs der NH und der SH [$^{\circ}$ Breite] (links), sowie Mittel der residualen Vertikalgeschwindigkeit innerhalb der TLs ($\bar{w}^* > 0$) (Mitte) und innerhalb der Breiten $20^{\circ}\text{N} - 20^{\circ}\text{S}$ [mm s^{-1}] (rechts) für die Simulationen 1865 (blau), 1960 (grün), 2000 (schwarz) und 2095 (rot), 70 – 1 hPa, DJF.

Tabelle 5.4: Änderungen in den TLs der NH und der SH und der Größe der von den TLs eingeschlossenen Aufstiegsregion [$^{\circ}$ geogr. Breite] für die Vergangenheit und die Zukunft, 70 hPa, DJF. Eine Verschiebung der TLs polwärts (P) führt zu einer Vergrößerung der Aufstiegsregion, eine äquatorwärts (Ä) zu einer Verkleinerung.

70 hPa, DJF	$\Delta \text{TL}_{\text{NH}}$ [$^{\circ}$]	$\Delta \text{TL}_{\text{SH}}$ [$^{\circ}$]	Δ Aufstiegsregion [$^{\circ}$]
2000 – 1865	0,93 → P	1,86 → Ä	-0.93 (Verkleinerung)
2000 – 1960	0,93 → P	0,93 → P	1.86 (Vergrößerung)
2095 – 2000	4,65 → Ä	1,86 → Ä	-6.5 (Verkleinerung)

in Richtung der äquatorialen Breiten in Verbindung gebracht. Zur besseren Verdeutlichung zeigt die Tabelle 5.4 die Änderungen in den TLs der NH und der SH sowie der eingeschlossenen Aufstiegsregion für das 70 hPa-Niveau. Für die Zukunft ergibt sich ein um $6,5^{\circ}$ verkleinerter Aufstiegsbereich, wobei rund zwei Drittel der Änderungen durch die Verschiebung der TLs in der NH bedingt sind. Auch für die Simulation 1865 zeigt sich gegenüber 2000 eine Verschiebung der TLs in der SH in Richtung Äquator und eine damit verbundene Verkleinerung der tropischen Aufstiegsregion um rund 1° . Demgegenüber vergrößert sich der Aufstiegsbereich in 70 hPa für die Simulation 1960 gegenüber der Referenzsimulation 2000. Der Breitenbereich, in welchem die Luft aufsteigt wird durch die Transportbarrieren nahe der subtropischen Strahlströme begrenzt [BÖNISCH ET AL., 2011]. Somit ist die Verschiebung der TLs durch die Verschiebung dieser Transportbarrieren zu erklären. Ein Vergleich mit

der Abbildung 5.8 zeigt für die Differenz der Simulationen 2000 und 1960 auf der SH eine Verschiebung des subtropischen Strahlstroms in Richtung Pol. Für die Zukunft wird demgegenüber in beiden Hemisphären eine Verschiebung hin zu den niederen Breiten simuliert. Diese Signale sind konsistent mit einer stärker polwärts ausgedehnten Aufstiegsregion für 1960 gegenüber 2000 und einer Verkleinerung derselben für die Zukunft. Im Höhenbereich zwischen 40 und 10 hPa ist die Aufstiegsregion für die Simulationen 1865 und 1960 gegenüber der Referenzsimulation 2000 verkleinert, sodass ein verringertes Aufsteigen der Luft in den Tropen resultiert (Abbildung 5.12, links und Mitte). Bei Betrachtung festgehaltener Breitenbereiche liefert die Referenzsimulation 2000 die niedrigsten Werte für das Mittel von \bar{w}^* . Dies deutet auf größere Änderungen außerhalb des gewählten Breitenbereiches zwischen $20^\circ\text{N} - 20^\circ\text{S}$ hin. Für die Zukunft ist das Aufsteigen der Luft in den Tropen hingegen trotz verkleinerter Aufstiegsregion erhöht, sowohl bei Mittelung von \bar{w}^* innerhalb der TLs (Abbildung 5.12, Mitte), als auch innerhalb festgehaltener Grenzen (Abbildung 5.12, rechts). In der oberen Stratosphäre sind die Änderungen in den TLs zwischen den Simulationen klein, sodass sich mit beiden Berechnungsmethoden eine BDC-Verstärkung für die Zukunft und eine BDC-Abschwächung zwischen 1865 bzw. 1960 und 2000 entsprechend Ψ (Abbildung 5.10, links und Mitte) und F_1^{trop} (Abbildung 5.11, Mitte) ergeben.

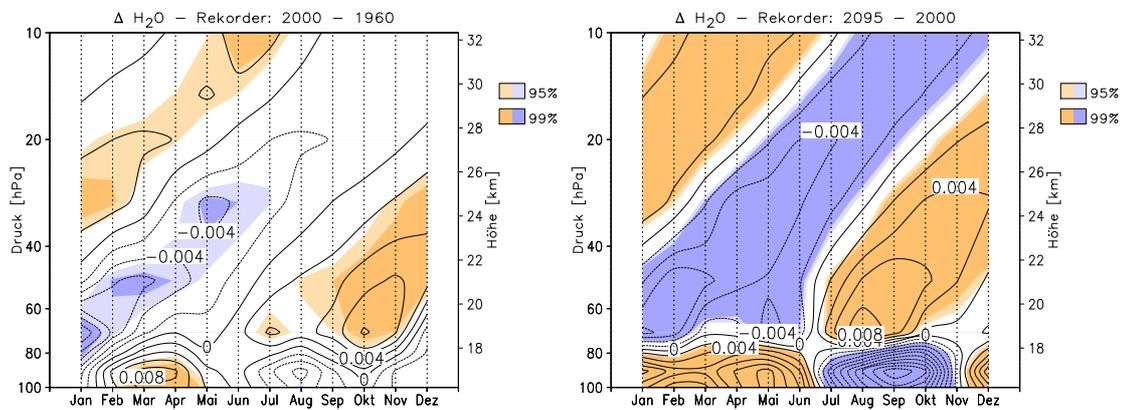


Abbildung 5.13: Mittlerer Jahresverlauf der Änderungen im normierten Wasserdampftransport von der Tropo- in die Stratosphäre [entsprechend Gleichung (4.4)] für 2000 – 1960 (links) und 2095 – 2000 (rechts) pro Dekade, 100 – 10 hPa, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Zusätzlich zur RC, tragen Mischungsprozesse zur Änderung der BDC bei. Ein Versuch der Quantifizierung der Anteile von RC und Mischungsprozessen an den BDC-Änderungen wird im Abschnitt 6.4 anhand von AoA-Änderungen gezeigt. Die Betrachtung der Änderung in der Verteilung von atmosphärischen Spurengasen, insbesondere von Ozon und Wasserdampf enthält ebenfalls beide Anteile der BDC und gibt somit Auskunft über das gesamte Änderungssignal. Die Abbildung 5.13 zeigt die Änderungen im Wasserdampftransport von der Tropo- in die Stratosphäre im Jahresverlauf [entsprechend Gleichung (4.4)] für die Vergangenheit (2000 – 1960, links) und die Zukunft (2095 – 2000, rechts). Im Vergleich mit der Referenzsimulation 2000 (Abbildung 4.36) sind sowohl der Aufstieg des Wasserdampfminimums im nordhemisphärischen Winter, als auch des -maximums in den Monaten Juli bis Oktober signifikant verstärkt. Der Wasserdampf-Rekorder gibt die Stärke des Transports von Luft von der tropischen unteren in die mittlere Stratosphäre an. Stärkere Änderungen für 2095 bele-

gen eine deutlich verstärkte BDC in der Zukunft. Der starke Anstieg der Isolinien deutet auf einen schnellen Aufstieg der Luftmassen mit nur schwach ausgeprägten Mischungsprozessen hin. Für die Vergangenheit (2000 – 1960, Abbildung 5.13, links und auch 2000 – 1865, nicht gezeigt) sind die Änderungen schwächer und nur im Winter und Frühjahr in der unteren Stratosphäre signifikant. Für den Zukunftszeitraum entsteht ein Dipolmuster zwischen rund 90 und 70 hPa (Abbildung 5.13, rechts), welches durch eine Höhenverschiebung der Tropopause (vgl. Abbildung 5.7) zu erklären ist: Durch ein erhöhtes Tropopausenniveau in 2095 erfolgt der Wasserdampfeintrag in die Stratosphäre erst in einer Höhe von ~70 hPa, wohingegen in den Simulationen 1865, 1960 und 2000 die Luft bereits in ~90 hPa die Stratosphäre erreicht.

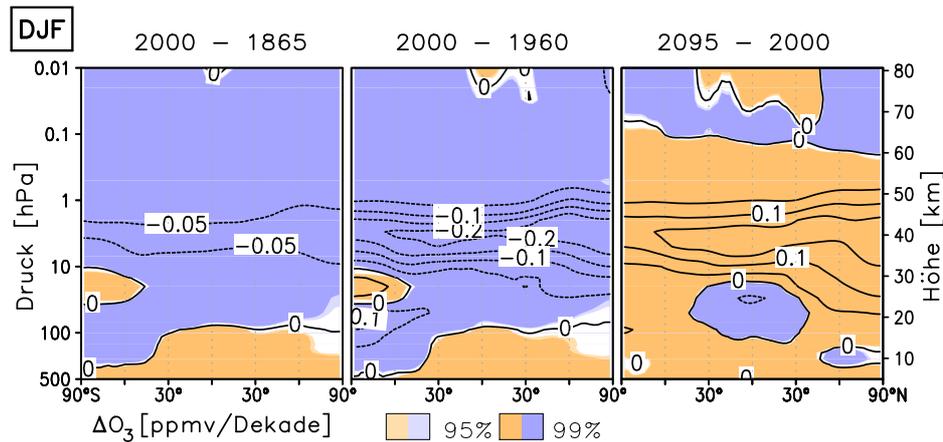


Abbildung 5.14: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im Ozon-Mischungsverhältnis [ppmv/Dekade] für 2000 – 1865 (links), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (rechts), DJF, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

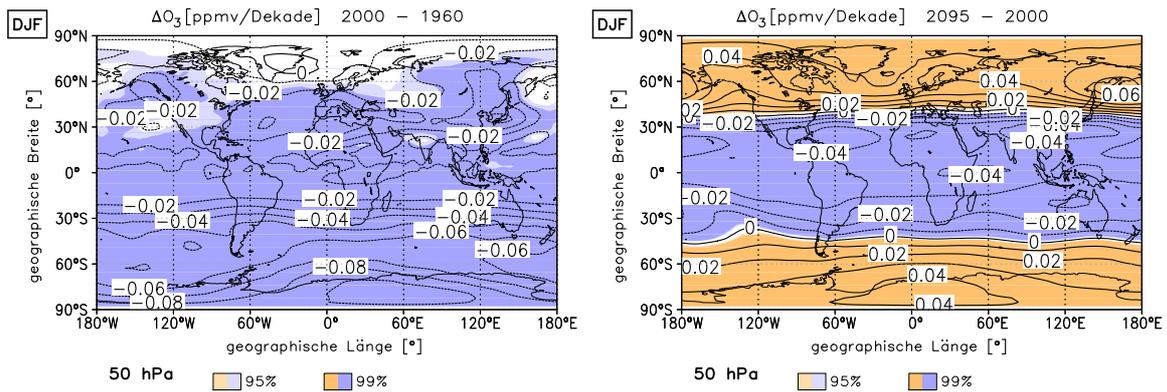


Abbildung 5.15: Änderungen im Ozon-Mischungsverhältnis [ppmv / Dekade] für 2000 – 1960 (links) und 2095 – 2000 (rechts), DJF, 50 hPa, 90°S – 90°N, 180°W – 180°E, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Für die Entdeckung der BDC war die Beobachtung der globalen Ozonverteilung von grundlegender Bedeutung (vgl. Abschnitt 2.4.2). Für die Vergangenheit zeigt sich eine Ozonabnahme in der gesamten Stratosphäre, welche im Bereich des südhemisphärischen Ozonlochs und in der oberen Stratosphäre in den Tropen und den nördlichen Polarregionen maximal ist (Abbildung 5.14, links und Mitte). Für 2000 – 1865 beträgt die stärkste Abnahme der Ozonkonzentration 0,07 ppmv/Dekade und für 2000 – 1960 0,23 ppmv/Dekade im zonalen Mittel im Bereich der nördlichen Polarregionen. Oberhalb des antarktischen Ozonlochs nimmt die Ozonkonzentration zu, bedingt durch die verstärkte Absorption kurzwelliger Strahlung, welche die ozonarme Schicht darüber passieren kann. Im Längen-Breiten-Schnitt für die untere Stratosphäre (50 hPa) zeigt sich eine globale Abnahme der Ozonkonzentration, welche für die hohen Breiten der SH maximal ist und bis zu 0,09 ppmv/Dekade beträgt (Abbildung 5.15, links). Für 2000 – 1865 ist die Struktur vergleichbar mit kleineren Absolutwerten von maximal 0,03 ppmv/Dekade in der polaren SH (nicht gezeigt). Schwächere, nicht signifikante Signale treten für beide Vergangenheitszeiträume in der NH auf und sind durch die starke Variabilität im nordhemisphärischen Winter zu erklären. Abgesehen von einer kleinen Region in der tropischen unteren Stratosphäre und der unteren Mesosphäre nimmt die Ozonkonzentration für 2095 – 2000 in der gesamten Stratosphäre zu (Abbildung 5.14, rechts). Die Zunahme ist in rund 40 km Höhe in den Tropen und den hohen nördlichen Breiten maximal und erreicht dort 0,17 ppmv/Dekade im zonalen Mittel. Demgegenüber ist die zonalgemittelte Abnahme des Ozon-Mischungsverhältnisses in den Tropen mit 0,05 ppmv/Dekade vergleichsweise gering. In der unteren Stratosphäre ist die Ozonzunahme in den hohen nördlichen Breiten gegenüber der SH leicht verstärkt und beträgt maximal 0,06 ppmv/Dekade im Bereich des Nordpazifiks und der Halbinsel Kamtschatka (Abbildung 5.15, rechts). Die

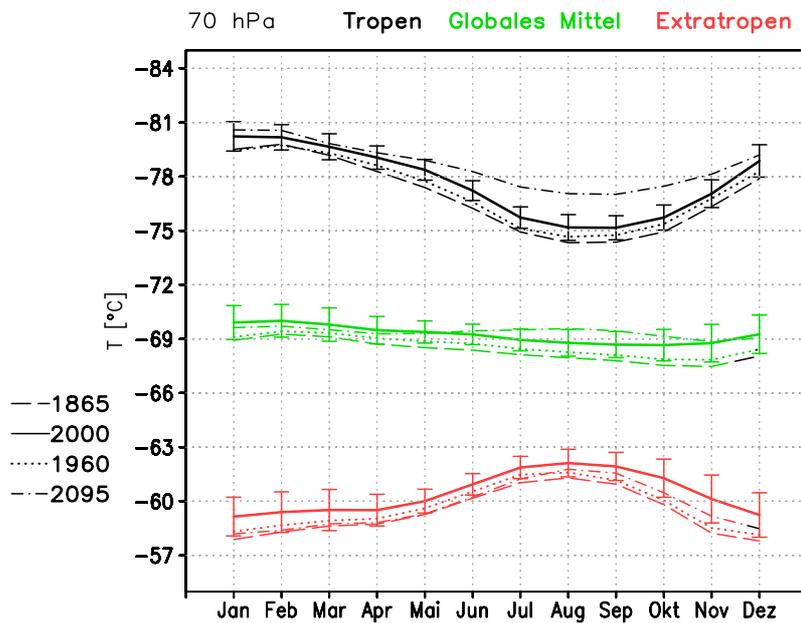


Abbildung 5.16: Mittlerer Jahresgang der Temperaturen [°C] für die Tropen (schwarz, Mittel über 30°S – 30°N), die Extratropen (rot, Mittel über 90°S – 30°S und 30°N – 90°N) und das globale Mittel (grün, Mittel über 90°S – 90°N) für die Simulationen 1865, 1960, 2000 (mit Standardabweichung) und 2095, 70 hPa.

Abnahme in den Tropen ist in der NH im Bereich der Ozeane verstärkt und beträgt dort maximal 0,04 ppmv/Dekade. Die vorgeschriebenen ODS haben einen direkten Einfluss auf das Ozonfeld und sind in großen Teilen der Stratosphäre hauptverantwortlich für die Ozonänderungen zwischen der Vergangenheit und der Zukunft (vgl. Abschnitte 5.3.2 und 5.3.4). Demgegenüber ist die Ozonabnahme in der tropischen unteren Stratosphäre durch eine Beschleunigung der BDC infolge ansteigender Treibhausgaskonzentrationen zu erklären (vgl. Abschnitt 5.3.4). Die Ozonänderungen in der Mesosphäre (Abnahme in den mittleren und den hohen und Zunahme in den tropischen Breiten) sind chemischen Ursprungs und auf die Temperaturabhängigkeit der Ozonabbaureaktionen zurückzuführen [JONSSON ET AL., 2004].

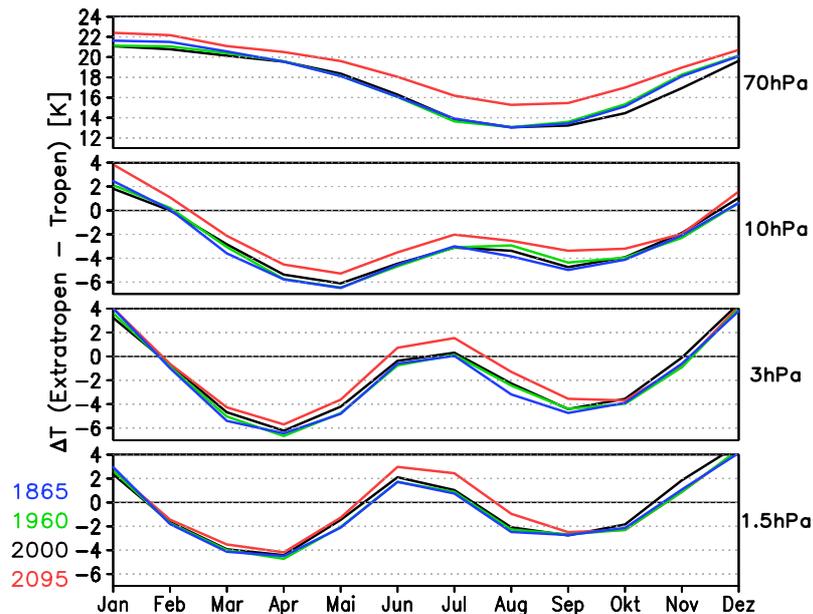


Abbildung 5.17: Mittlerer Jahresgang des BDC-Index [K] entsprechend der Gleichung (4.1) für die Simulationen 1865, 1960, 2000 und 2095. Von oben nach unten: 70 hPa, 10 hPa, 3 hPa und 1,5 hPa. Tropische Mittel umfassen die Breiten $30^{\circ}\text{S} - 30^{\circ}\text{N}$ und extratropische jeweils $30^{\circ} - 90^{\circ}$ Breite beider Hemisphären.

Zum Abschluss der Betrachtung der BDC-Änderungen für die Vergangenheit und die Zukunft zeigen die Abbildungen 5.16 und 5.17 Zeitverläufe tropischer, extratropischer sowie global-gemittelter Temperaturen für die untere Stratosphäre und den daraus berechneten BDC-Index [entsprechend Gleichung (4.1)] für die Simulationen 1865, 1960, 2000 und 2095. In den Extratropen sind die Temperaturunterschiede gering mit leicht erhöhten Temperaturen für 1865 und 1960 gegenüber 2000 und 2095. Für die Zukunft zeigt sich eine zunehmende Abkühlung in den Tropen. Diese ist auf ein verstärktes Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen und zudem eine Abnahme der Ozonkonzentration in diesem Bereich zurückzuführen (vgl. Abbildung 5.14, rechts). Dadurch nimmt die Temperaturdifferenz zwischen Extratropen und Tropen zu. Entsprechend nimmt der BDC-Index für alle stratosphärischen Schichten in der Zukunft zu. Insbesondere im Sommer und Winter zeigt dieser in allen Schichten eine zukünftige Verstärkung der BDC im Temperatursignal (Abbildung 5.17).

Zusammenfassung zu den BDC-Änderungen für die Vergangenheit und die Zukunft:

- Für die Vergangenheit ergeben sich ähnliche Signale für 2000 – 1865 und 2000 – 1960, wobei der Trend, sowohl in der Temperatur, als auch in der Zirkulation in der jüngeren Vergangenheit deutlich verstärkt ist. Im Temperatursignal zeigt sich eine leichte Erwärmung der Troposphäre, wohingegen sich die Stratosphäre mit bis zu 1,2 K/Dekade von 1960 bis 2000 deutlich stärker abkühlt, als mit maximal 0,4 K/Dekade für 2000 – 1865.
- Die Betrachtung der TLs zeigt für die Vergangenheit eine gegenüber 2000 verkleinerte Aufstiegsregion und ein geringeres Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen. Signifikante BDC-Änderungen treten insbesondere in den niederen und den mittleren Breiten auf und sind zu annähernd gleichen Teilen auf Änderungen in der NH und der SH zurückzuführen. Die Verstärkung der BDC beschränkt sich auf die untere bis mittlere Stratosphäre und führt zu einem Anstieg von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ um 2 %/Dekade in DJF. In der oberen Stratosphäre nimmt dieser in der gleichen Jahreszeit von 1960 bis 2000 um 0,5 %/Dekade ab.
- Für die Zukunft simuliert EMAC eine troposphärische Erwärmung von bis zu 0,6 K/Dekade und eine stratosphärische Abkühlung um 0,6 – 0,8 K/Dekade an der Stratopause.
- Für die TLs ergibt sich eine verkleinerte Aufstiegsregion in 2095 gegenüber 2000. Demgegenüber nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ zu. Das ist kein Widerspruch, sondern besagt nur, dass innerhalb einer verkleinerten Region mehr Masse aufsteigt. Somit ergibt sich ein verstärktes Aufsteigen sowohl bei Mittelung der residualen Vertikalgeschwindigkeit über einen festen tropischen Breitenbereich, als auch bei Verwendung zeitlich variierender TLs. Die residuale Massenstromfunktion nimmt in der NH signifikant zu, wohingegen für die hohen Breiten der SH eine leichte Abnahme prognostiziert wird. Ein wichtiger Unterschied zur Vergangenheit sind die hochreichenden Signale, welche eine BDC-Änderung von der unteren Strato- bis in die Mesosphäre anzeigen. $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ist in DJF in der gesamten Stratosphäre um 1 – 2 %/Dekade verstärkt.

5.3 Zeitscheibenexperimente zu ausgewählten Fragestellungen

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse der in den Zeitscheibensimulationen als Randbedingungen vorgeschriebene externen Größen (vgl. Abschnitt 3.3.2) voneinander abgegrenzt. Hierzu zählen ODS und GHGs, sowie SSTs/SICs, wobei letztere aus vergleichbaren Simulationen mit dem gekoppelten AOGCM ECHAM5/MPIOM stammen und somit die Änderungen durch geänderte GHGs enthalten. Die Separierung der Effekte durch GHGs und durch am Unterrand des Modells vorgeschriebene SSTs ist physikalisch nicht realistisch, aber dennoch von Interesse [OLSEN ET AL., 2007]. Hiermit ist es möglich, den Anteil einer geänderten Stratosphärenzusammensetzung und den damit verbundenen Änderungen in den Strahlungseigenschaften ('GHG-Effekt') vom Anteil der durch Treibhausgasänderungen beeinflussten SSTs ('SST-Effekt') an einer BDC-Änderung abzugrenzen. Der GHG-Effekt ist gleichbedeutend mit den Änderungen in der Stratosphäre, wohingegen die SSTs von unten wirken, d. h. die Stratosphäre durch Änderungen in der Troposphäre beeinflussen. Die Abgrenzung beider Signale beruht darauf, dass diese in erster Näherung additiv sind. Eine Untersuchung der Additivität ist mit den angefertigten Simulationen nicht möglich, wurde aber in früheren Studien gezeigt (u. a. SIGMOND ET AL. [2004]; FOMICHEV ET AL. [2007]; KAWATANI ET AL.

[2012]). Zur Separierung der externen Einflussfaktoren werden die in den Tabellen 3.4 und 3.5 vorgestellten Zeitscheibensimulationen entsprechend kombiniert. Einen Überblick über die Kombinationen zur Separierung der Änderungssignale aufgrund der externen Faktoren zeigt die Tabelle 5.5. Hier und im Folgenden beziehen sich die Großbuchstaben A – L auf diese. Mithilfe der vorliegenden Simulationen werden für die Vergangenheit ODS (B) und GHGs & SSTs/SICs (C) unterschieden. Zudem zeigt eine separate Studie den Einfluss einer auf vorindustrielle Werte verringerten Methankonzentration (A). Für die Zukunft erfolgt eine Abgrenzung der externen Einflussfaktoren ODS (D), GHGs (I), SSTs/SICs (H), GHGs & SSTs/SICs (E), SICs (L) sowie tropischer (J) und extratropischer SSTs (K). Zudem wird der gesamte Treibhausgaseneffekt (Änderungen in GHGs & SSTs/SICs) in die Änderungen in naher (F) und ferner Zukunft (G) aufgespalten. Die Auswirkungen der Einflussfaktoren auf Temperatur und Dynamik werden in den Abschnitten 5.3.1 – 5.3.6 behandelt. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse liefert der Abschnitt 5.4.

Tabelle 5.5: Kombination der Zeitscheibenexperimente aus den Tabellen 3.4 und 3.5 zur Separierung der Änderungssignale durch die externen Einflussfaktoren für die Vergangenheit und die Zukunft.

	Änderungssignal	Simulationen	Zeitraum (Dekaden)	Ab- schnitt
(A)	Methanstörung (Vergangenheit)	2000 (CH ₄ 2000) – SEN1865 (CH ₄ 1865)	13,5	5.3.1
(B)	GHGs & SSTs/SICs (Vergangenheit)	SEN1960 (GHG, SST/SIC 2000) – 1960 (GHG, SST/SIC 1960)	4	5.3.2
(C)	ODS (Vergangenheit)	2000 (ODS 2000) – SEN1960 (ODS 1960)	4	5.3.2
(D)	ODS (Zukunft)	2095 (ODS 2095) – SEN2095 (ODS 2000)	9,5	5.3.4
(E)	GHGs & SSTs/SICs (Zukunft)	SEN2095 (GHG, SST/SIC 2095) – 2000 (GHG, SST/SIC 2000)	9,5	5.3.3
(F)	GHGs & SSTs/SICs (nahe Zukunft)	SEN2045 (GHG, SST/SIC 2045) – 2000 (GHG, SST/SIC 2000)	4,5	5.3.3
(G)	GHGs & SSTs/SICs (ferne Zukunft)	SEN2095 (GHG, SST/SIC 2095) – SEN2045 (GHG, SST/SIC 2045)	5	5.3.3
(H)	SSTs/SICs (Zukunft) 'SST-Effekt'	SENSST (SST/SIC 2095) – 2000 (SST/SIC 2000)	9,5	5.3.4
(I)	GHGs (Zukunft) 'GHG-Effekt'	SEN2095 (GHG 2095) – SENSST (GHG 2000)	9,5	5.3.4
(J)	tropische SSTs (Zukunft)	SENtropSST (trop. SST 2095) – 2000 (SST/SIC 2000)	9,5	5.3.5
(K)	extratrop. SSTs (Zukunft)	SENSST (SST/SIC 2095) – SENtropSST (trop. SST 2095, extratrop. SST/SIC 2000)	9,5	5.3.5
(L)	SICs (Zukunft)	SENSIC (SIC 2095) – 2000 (SIC 2000)	9,5	5.3.6

5.3.1 Der Einfluss einer Methanstörung auf die Stratosphäre

Der Vergleich der Simulationen SEN1865 und 2000 ermöglicht es, den Einfluss einer Methanstörung auf die Temperaturverteilung und Dynamik der Strato- und Mesosphäre abzuschätzen. Die Oxidation von Methan [vgl. Gleichungen (2.20) und (2.21)] stellt in der oberen Strato- und Mesosphäre die wichtigste Quelle von Wasserdampf dar, sodass eine Methanstörung eine Änderung der Wasserdampfkonzentration in diesem Höhenbereich bewirkt. Die im Bodenniveau für die Simulation 2000, gegenüber der Simulation SEN1865 vorgeschriebene, deutlich erhöhte CH_4 -Konzentration (vgl. Tabelle 3.6), bedingt eine Methanzunahme um 0,06 ppmv/Dekade in der unteren Stratosphäre. Die Änderungssignale nehmen mit der Höhe ab, sind aber im gesamten, hier gezeigten Atmosphärenbereich positiv (Abbildung 5.18, links). In der oberen Strato- und der Mesosphäre führt die ablaufende Methanoxidation zu einer verstärkten Umwandlung von Methan in Wasserdampf, sodass die Methanzunahme abgeschwächt ist und das Wasserdampf-mischungsverhältnis verstärkt zunimmt. Maximale Änderungen im Wasserdampf-mischungsverhältnis treten mit 0,1 ppmv/Dekade im Bereich der Sommerstratopause auf. Wasserdampfänderungen in der unteren Stratosphäre lassen sich durch die Treibhauswirkung von Methan erklären: Höhere Methankonzentrationen führen zu einer leichten Erwärmung der Troposphäre (Abbildung 5.20, links), wodurch mehr Wasserdampf durch die tropische Tropopause in die Stratosphäre gelangt und somit höhere Wasserdampf-mischungsverhältnisse resultieren. Im Vergleich zur oberen sind die Änderungen im Wasserdampf-mischungsverhältnis in der unteren Stratosphäre mit 0,02 ppmv/Dekade gering (Abbildung 5.18, Mitte).

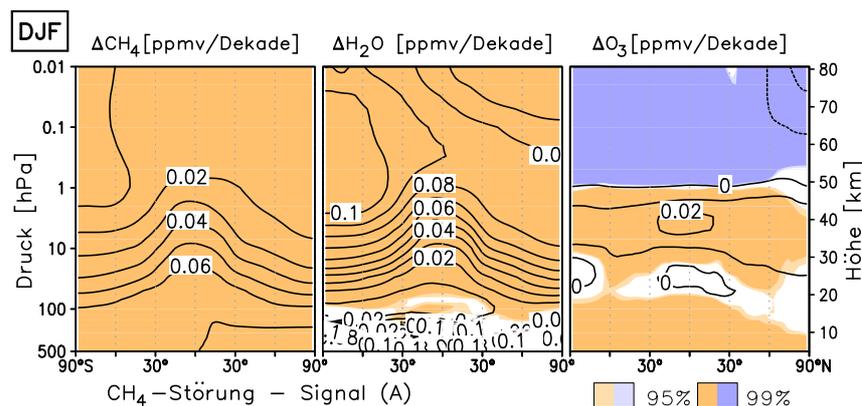


Abbildung 5.18: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in den Mischungsverhältnissen von CH_4 (links), H_2O (Mitte) und O_3 (rechts) [ppmv/Dekade] durch eine vorindustrielle Methanstörung (A), DJF, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonalgemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Methan und Wasserdampf sind Treibhausgase und bewirken in der Stratosphäre eine verstärkte langwellige Ausstrahlung (Abbildung 5.19, Mitte) und infolgedessen eine signifikante Abkühlung (Abbildung 5.20, links). Im Ozonfeld zeigt sich eine signifikante Zunahme des Mischungsverhältnisses in der mittleren und oberen Stratosphäre und eine Abnahme darüber (Abbildung 5.18, rechts). Die Zunahme in der Stratosphäre lässt sich über die Temperaturabhängigkeit der Ozonabbaureaktionen verstehen und ist mit einem langsamer ablaufenden Ozonabbau bei niedrigeren Temperaturen zu vereinbaren [JONSSON ET AL., 2004]. In der

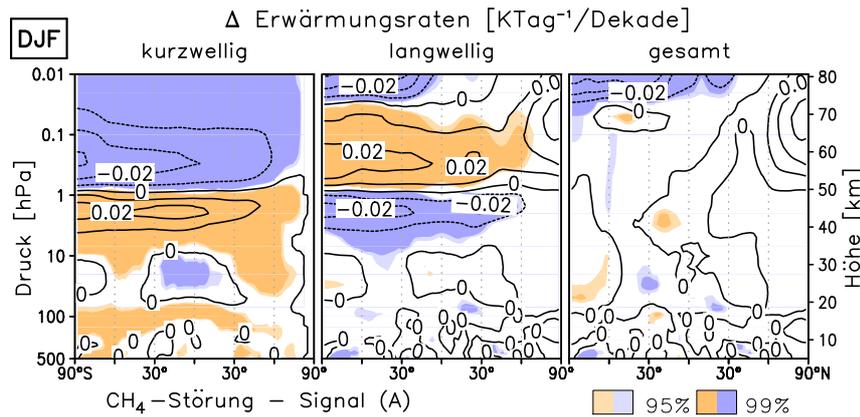


Abbildung 5.19: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in den kurz- (links), langwelligen (Mitte) und gesamten Erwärmungsraten (rechts) [$\text{KTag}^{-1}/\text{Dekade}$] durch eine vorindustrielle Methanstörung (A), DJF, 500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N , zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

oberen Stratosphäre verstärkt sich die Methanoxidation für erhöhte CH_4 -Konzentrationen in der Referenzsimulation 2000 und führt zu einer Zunahme von HO_2 und damit HO_x wodurch zusätzlich Ozon abgebaut wird [MCCONNELL und JIN, 2008]. Ozon ist maßgeblich an der Absorption von kurzwelliger solarer Strahlung beteiligt und bestimmt die kurzwelligen Erwärmungsraten (Abbildung 5.19, links). Durch die Abnahme des Ozon-Mischungsverhältnisses in der Mesosphäre nehmen die kurzwelligen Erwärmungsraten in diesem Höhenbereich ab. Maximalwerte von $-0,03 \text{ KTag}^{-1}/\text{Dekade}$ treten am Sommerpol in rund 60 km Höhe auf. Analog dazu ist die Zunahme der kurzwelligen Erwärmungsraten in der Stratosphäre durch eine verstärkte Strahlungsabsorption infolge erhöhter Ozonkonzentrationen in diesem Bereich zu erklären (Abbildung 5.18, rechts). Die Änderungen in der Summe aus kurz- und langwelligen Erwärmungsraten (Abbildung 5.19, rechts) sind gering und nur in der Mesosphäre signifikant. Da Ozon insbesondere im kurzwelligen Spektralbereich absorbiert, während die Treibhausgase Methan und Wasserdampf die langwelligen Erwärmungsraten beeinflussen, zeigt der Vergleich der Erwärmungsraten mit dem Temperaturfeld (Abbildung 5.20, links), dass die signifikante Abkühlung in der unteren Mesosphäre nicht primär durch die erhöhte CH_4 -Änderung zu erklären ist. Vielmehr bewirkt die Verringerung der Ozonkonzentration infolge der CH_4 -Zunahme eine Abnahme der kurzwelligen Erwärmungsraten, woraus eine Temperaturabnahme resultiert.

Die bisherigen Betrachtungen haben gezeigt, dass die Temperaturänderungen durch die vorgeschriebene Methanstörung durch chemische Prozesse und damit verbundene Änderungen in den Erwärmungsraten zu erklären sind. Dynamische Änderungen sind bei alleiniger CH_4 -Änderung somit in der unteren Stratosphäre nicht zu erwarten. Das bestätigt die Abbildung 5.20 (links): Die durch Strahlungseffekte bedingten Temperaturänderungen in der Strato- und Mesosphäre bewirken keine signifikanten Änderungen im Zonalwind (Mitte), sodass sich für Ψ nur geringfügige Änderungen ergeben (rechts). In der SH zeigen sich kleinere signifikante Signale einer leichten Abschwächung des Massentransports in der unteren Strato- und einer leichten Verstärkung in der Mesosphäre. In der NH treten keine signifikanten Änderungen auf. In den hohen Breiten der SH zeigt der Vergleich der residualen Verti-

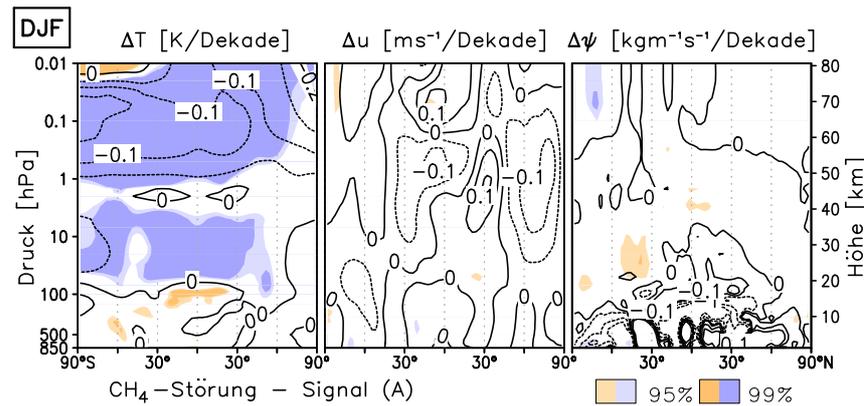


Abbildung 5.20: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen von Temperatur [K/Dekade] (links), Zonalwind [ms^{-1} /Dekade] (Mitte) und residualer Massenstromfunktion [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ /Dekade] (rechts) durch eine vorindustrielle Methanstörung (A), DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

kalgeschwindigkeit für die Simulationen 2000 und SEN1865 ein leicht verstärktes Absinken (Abbildung 5.26).

Die kleinen Änderungen von \bar{w}^* und Ψ sind in den $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderungen wiederzufinden (blau in Abbildung 5.27). Dabei zeigt sich, dass die Richtung der Änderung in DJF und MAM (leichte Abschwächung in der unteren und mittleren Stratosphäre und Verstärkung darüber) vergleichbar mit dem Zukunftssignal durch ODS ist (orange in Abbildung 5.40). Für die zukünftige ODS-Änderung (Signal D) tritt im Ozonfeld für DJF eine vergleichbare Zunahme in der Stratosphäre und eine damit verbundene Zunahme in den kurzwelligen Erwärmungsraten auf (Abbildung 5.35, erste Reihe, rechts). Die Signale durch die CH_4 -Störung sind gleichgerichtet aber deutlich geringer.

Eine alleinige Methanänderung hat nur geringe Änderungen der BDC zur Folge. Die leichte Verringerung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren und Erhöhung in der oberen Stratosphäre ist indirekt durch die Ozonänderungen in Folge der geänderten CH_4 -Konzentration zu erklären.

5.3.2 Die Separierung des Einflusses von ODS und GHGs & SSTs/SICs für die Vergangenheit

Zur Beantwortung der Frage, welche externen Einflussfaktoren die BDC-Änderungen in der jüngsten Vergangenheit zwischen 1960 und 2000 hervorrufen, erfolgt mithilfe der Simulationen 1960 und 2000 (Tabelle 3.4) sowie der Sensitivitätsstudie SEN1960 (Tabelle 3.5) eine Abgrenzung des Einflusses der ODS (C) vom Einfluss der ansteigenden Treibhausgase (B).

Die signifikante troposphärische Erwärmung um 0,2 K/Dekade (Abbildung 5.21, links) ist ausschließlich durch den Anstieg der GHGs bzw. die in den vorgeschriebenen SSTs enthaltenen GHG-Änderungen bedingt (Abbildung 5.21, Mitte). Demgegenüber wird die Abkühlung der Stratosphäre zu annähernd gleichen Teilen durch GHG & SST/SIC- sowie ODS-Änderungen hervorgerufen (Abbildung 5.21, Mitte und rechts). Die stratosphärische Temperaturabnahme durch den Strahlungseffekt der Treibhausgase ist global gleichmäßig verteilt, wohingegen Änderungen in den ODS mit der geographischen Breite variierende Tempera-

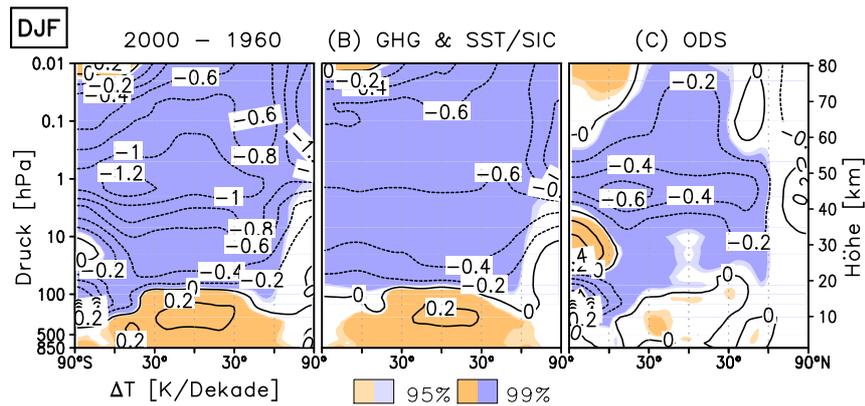


Abbildung 5.21: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperaturänderungen [K/Dekade] für 2000 – 1960 (links), sowie Signale von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) und ODS (C, rechts) für die Vergangenheit, DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

turänderungen hervorrufen. Die ODS-Änderungen wirken direkt auf die Ozonkonzentration und führen zu einer stratosphärischen Ozonabnahme von maximal 0,2 ppmv/Dekade in rund 5 hPa (Abbildung 5.22, oben, rechts). In den südlichen polaren Breiten ist eine verringerte Ozonkonzentration in 50 hPa und darunter zu erkennen, darüber treten erhöhte Werte auf. Dieses Dipolmuster entsteht durch die verstärkte Absorption kurzwelliger solarer Strahlung im Höhenbereich zwischen 10 und 50 hPa, bedingt durch die darüberliegende Ozonabnahme. Das Ozonloch ist im Übergang zum Südsommer (DJF) noch durch niedrigere Ozonkonzentrationen in der polaren Stratosphäre in 2000 gegenüber 1960 erkennbar. Änderungen in den ODS machen den größten Anteil des gesamten Änderungssignals im Ozonfeld zwischen 1960 und 2000 aus (Abbildung 5.22, oben, links). Dennoch haben Änderungen in GHGs & SSTs/SICs indirekt auch Auswirkungen auf die Ozonkonzentration. In der Stratosphäre führt die treibhausgasbedingte Temperaturabnahme (Abbildung 5.21, Mitte) zu einer Verlangsamung der Ozonabbaureaktionen, sodass bei gleichbleibender Produktion die Ozonkonzentration leicht ansteigt [JONSSON ET AL., 2004]. Das Ozonminimum in der tropischen unteren Stratosphäre (Abbildung 5.22, oben, Mitte) ist durch Änderungen im Transport erklärbar: Die Beschleunigung der BDC in der unteren Stratosphäre (vgl. Abbildung 5.24, oben, Mitte) bewirkt einen schnelleren Abtransport ozonreicher Luft aus der Bildungsregion und somit eine verkürzte Aufenthaltszeit der Luft in dieser Region, sodass die Ozonbildung verringert ist (u. a. EYRING ET AL. [2010]). Die Ozonabnahme in der Mesosphäre steht in Verbindung mit einem verstärkten Abbau von Ozon durch mehr verfügbares NO_x , infolge der CH_4 -Erhöhung für das Signal B (vgl. Abschnitt 2.3). Änderungen im Ozonfeld, direkt durch geänderte ODS und indirekt, durch GHGs & SSTs/SICs, sind hauptverantwortlich für die Änderungen in den kurzwelligen Erwärmungsraten (Abbildung 5.22, unten). Treibhausgasänderungen haben wenig Einfluss auf die kurzwelligen Erwärmungsraten, sodass die Änderungen in der Abbildung 5.22 (unten, Mitte) indirekt durch Ozon verursacht sind: Höhere Ozonkonzentrationen in der Stratosphäre führen zu einer verstärkten Absorption kurzwelliger Strahlung und somit zu einer leichten Erwärmung, welche durch die verstärkte langwellige Ausstrahlung infolge der erhöhten Treibhausgase überkompensiert wird (nicht gezeigt) und im Temperatursignal eine Abkühlung bewirkt (Abbildung 5.21, Mitte). Die stratosphä-

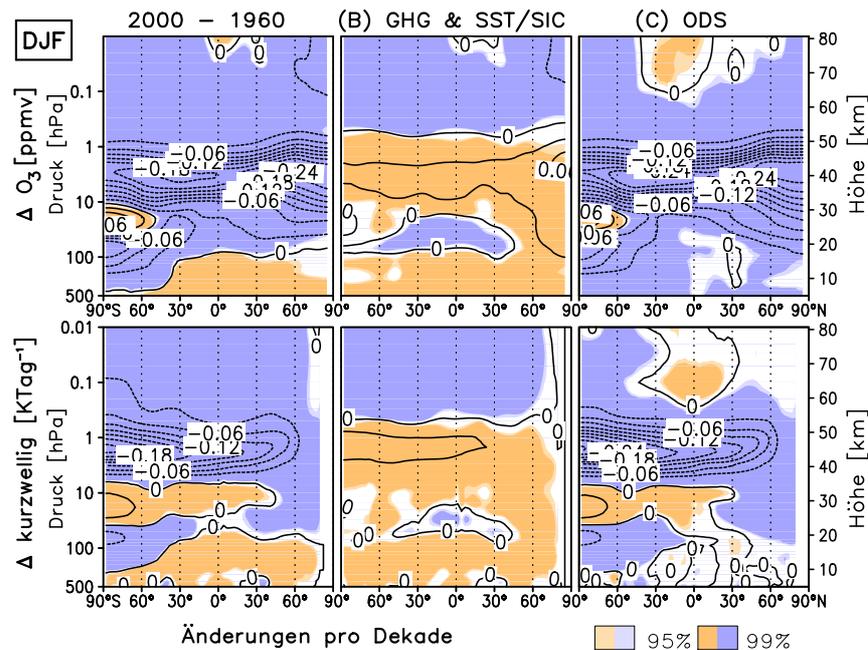


Abbildung 5.22: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im O_3 -Mischungsverhältnis [ppmv/Dekade] (oben) und in den kurzwelligen Erwärmungsraten [$KTag^{-1}$ /Dekade] (unten) für 2000–1960 (links) und die zugehörigen Signale von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) sowie ODS (C, rechts), DJF, 500–0,01 hPa, 90°S–90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

rische Ozonabnahme durch ODS (Abbildung 5.22, oben, rechts) führt zu einer verringerten Erwärmung durch die kurzwellige Einstrahlung im Höhenbereich zwischen 0,5 und 10 hPa. Da mehr Strahlung in tiefere Atmosphärenschichten gelangen kann, wird der darunterliegende Bereich leicht erwärmt. Das südhemisphärische Ozonloch im Höhenbereich von rund 30 bis 80 hPa bewirkt eine verringerte Absorption der solaren Strahlung, sodass geringere kurzwellige Erwärmungsraten resultieren. Insbesondere in der Sommerhemisphäre und in den Tropen bestimmen die kurzwelligen Strahlungsänderungen (Abbildung 5.22, unten) die stratosphärische Temperaturverteilung (Abbildung 5.21). In der Winterhemisphäre und der Sommermesosphäre verursachen dynamische Effekte eine Abweichung vom Strahlungsgleichgewicht.

Stratosphärische Temperaturänderungen bedingen Windänderungen [vgl. Gleichung (2.4)] und somit auch Änderungen im Wellenantrieb der stratosphärischen Meridionalzirkulation. Die verursachenden Änderungen in der Wellenausbreitung in die Strato- und Mesosphäre werden im Abschnitt 6.1.2 diskutiert. Die Abbildungen 5.23 und 5.24 zeigen die Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind und der residualen Massenstromfunktion für die Vergangenheit (links) sowie die separierten Einflüsse durch GHGs & SSTs/SICs (Mitte) und ODS (rechts). Treibhausgasänderungen führen zu einer Intensivierung der subtropischen Strahlströme. In der NH ist der stratosphärische Polarnachtstrahlstrom leicht abgeschwächt, das Signal ist allerdings nur für die Gesamtänderungen zwischen 1960 und 2000 signifikant (Abbildung 5.23, links). ODS-Änderungen verstärken den klimatologisch vorherrschenden West-

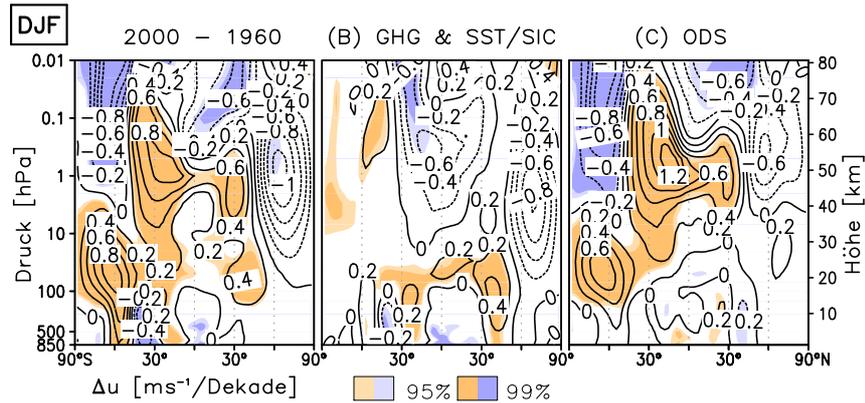


Abbildung 5.23: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind [$\text{ms}^{-1}/\text{Dekade}$] für 2000 – 1960 (links) und die zugehörigen Signale von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) sowie ODS (C, rechts), DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

wind in der unteren Stratosphäre und den Ostwind in der oberen Strato- und der Mesosphäre in der SH (vgl. Abbildung 4.4, unten, rechts). Zudem haben ODS einen Einfluss auf die SAO in der tropischen oberen Strato- und der unteren Mesosphäre (Abbildung 5.23, Mitte). Die gesamte Änderung im zonal-gemittelten Zonalwind zwischen 1960 und 2000 wird auf der NH v. a. durch GHG & SST/SIC-Änderungen hervorgerufen, wohingegen die südhemisphärischen Windänderungen überwiegend durch ODS-Änderungen bedingt sind.

Demzufolge sind die signifikanten Änderungen von Ψ auf der NH überwiegend durch GHGs & SSTs/SICs bestimmt (Abbildung 5.24, oben, Mitte). Die südhemisphärischen Änderungen von Ψ werden durch ODS hervorgerufen (Abbildung 5.24, oben, rechts). Abgesehen von einer leichten (nicht signifikanten) Abschwächung der residualen Massenstromfunktion in den mittleren und hohen Breiten der NH durch den ODS-Einfluss, wirken beide Signale in der unteren Stratosphäre in die gleiche Richtung, d. h. der stratosphärische Massentransport ist in beiden Hemisphären für 2000 gegenüber 1960 verstärkt. Signifikante Änderungen treten v. a. in der unteren und mittleren Stratosphäre auf. In den niederen und den mittleren Breiten der oberen Stratosphäre und in den mittleren und den hohen Breiten der unteren Mesosphäre schwächt sich Ψ ab (Abbildung 5.24, oben, links). In JJA zeigt sich ein anderes Bild: Trotz der stärkeren BDC in der jeweiligen Winterhemisphäre, treten signifikante Änderungen in JJA überwiegend in der NH auf (Abbildung 5.24, unten, links). Die Ausprägung des südhemisphärischen Ozonlochs findet alljährlich im Übergang zum Frühjahr und Sommer statt, sodass der Einfluss der ODS (Abbildung 5.24, unten, Mitte) auf die Zirkulation erst in den Jahreszeiten SON und DJF zum Tragen kommt und somit die Treibhausgasänderungen nahezu das gesamte Änderungssignal in JJA bedingen (Abbildung 5.24, unten, rechts).

Die Abbildung 5.25 zeigt die Änderungen der TLs (links) und \bar{w}^* gemittelt über die Aufstiegsregion innerhalb der TLs (rechts) für die untere Stratosphäre im Jahresverlauf. Die Unterschiede in den TLs sind auf der SH gegenüber der NH vergrößert, wobei die TLs für die Simulation SEN1960 (grün) von April bis August näher am Äquator liegen, sodass sich ein kleinerer Aufstiegsbereich ergibt. Demgegenüber ist die Region mit aufsteigender Luftbewegung für die Simulation 1960 (rot) in diesen Monaten vergrößert (Abbildung 5.25, links). Ein vergrößerter Aufstiegsbereich hat nicht zwangsläufig ein verstärktes Aufsteigen zur Fol-

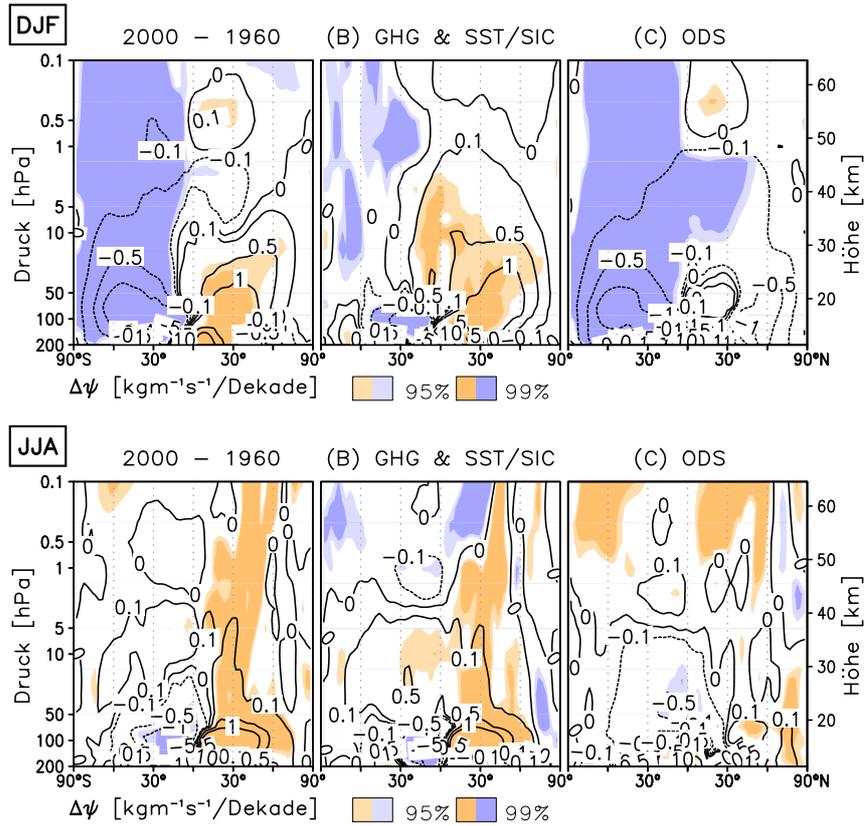


Abbildung 5.24: Höhen-Breiten-Schnitte der Ψ -Änderungen [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$] für 2000 – 1960 (links) und die zugehörigen Signale von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) sowie ODS (C, rechts), 200 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N in DJF (oben) und JJA (unten), statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

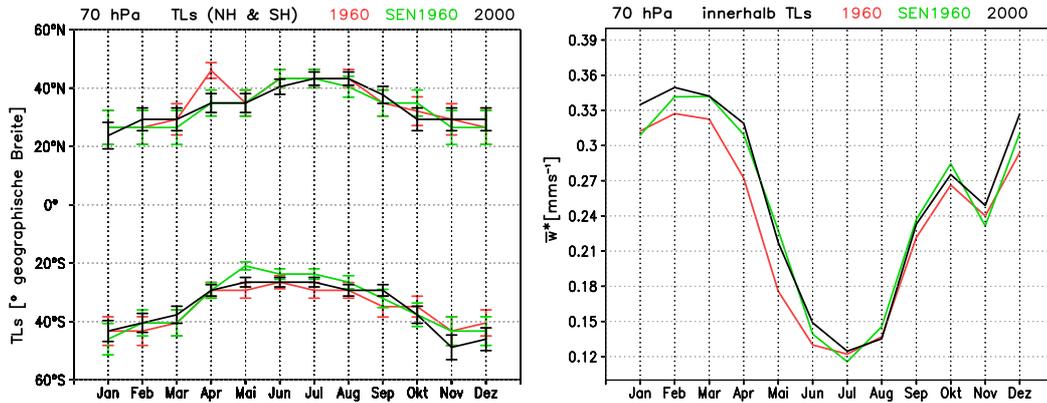


Abbildung 5.25: Mittlerer Jahresgang der TLs in der NH/SH [° Breite] mit Standardabweichung (links) und \bar{w}^* [mms^{-1}] innerhalb der TLs gemittelt (rechts) für die Simulationen 1960 (rot), SEN1960 (grün) und 2000 (schwarz), 70 hPa.

ge, wie der rechte Teil der Abbildung 5.25 zeigt. Im Frühjahr und Sommer ist das tropische Aufsteigen in der Simulation 1960 (rot) geringer, wohingegen das Mittel von \bar{w}^* aus der Simulation SEN1960 (grün) annähernd mit dem Referenzexperiment 2000 übereinstimmt. In diesen Monaten wird das tropische Aufsteigen somit durch den Treibhausgaseneffekt dominiert. Im nordhemisphärischen Winter sind die Änderungen zwischen den Simulationen am größten, wobei die Simulation 2000 (schwarz) einen vergrößerten Aufstiegsbereich zeigt (Abbildung 5.25, links). Beide Simulationen für die Vergangenheit sind durch ein deutlich verringertes Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen im Nordwinter verglichen mit der Referenzsimulation 2000 gekennzeichnet (Abbildung 5.25, rechts). Ergänzend zeigt die Tabelle 5.6 die Änderungen in den TLs in der unteren Stratosphäre in DJF. Hierbei zeigt sich eine Vergrößerung des tropischen Aufstiegsbereichs um rund 2° zwischen 1960 und 2000, wobei die Änderungen in GHGs & SSTs und ODS in dieser Jahreszeit zu gleichen Teilen zum Gesamtsignal beitragen. Die Vergrößerung des Aufstiegsbereichs ist durch eine leichte Polwärtsverschiebung der subtropischen Strahlströme (vgl. Abbildung 5.23) zu erklären. Die Änderungen in den GHGs & SSTs bewirken eine Verschiebung insbesondere in der SH und dehnen somit den tropischen Aufstiegsbereich nach Süden aus. Demgegenüber hat die Erhöhung der ODS-Konzentration zwischen 1960 und 2000 eine Verschiebung der subtropischen Strahlströme in der NH zur Folge und somit einen Einfluss auf die tropische Aufstiegsregion in der NH. Im Südwinter ist der Einfluss der ODS in der unteren Stratosphäre gering. Die Ozonzerstörung setzt erst im Südfrühjahr ein und verändert erst dann den meridionalen Temperaturgradienten und dadurch den Zonalwind. Somit treten die größten Auswirkungen der ODS-Änderung zu Beginn des Nordwinters auf, wenn die Ozonzerstörung noch anhält und die Zirkulation zugleich verstärkt ist. Demgegenüber beeinflussen GHGs & SSTs ganzjährig die stratosphärische Temperaturstruktur. Im Südwinter bedingen die Änderungen in den GHGs & SSTs eine Verkleinerung der Aufstiegsregion durch Änderungen in den subtropischen Strahlströmen in beiden Hemisphären (nicht gezeigt).

Tabelle 5.6: Änderungen in den TLs der NH und SH und der Größe der von den TLs eingeschlossenen Aufstiegsregion [$^\circ$ geogr. Breite] für 2000 – 1960, das Signal von GHG & SST/SIC (B) und das ODS-Signal (C) für die Vergangenheit, 70 hPa, DJF. Eine Verschiebung der TLs polwärts (P) führt zu einer Vergrößerung der Aufstiegsregion, eine äquatorwärts (Ä) zu einer Verkleinerung.

70 hPa, DJF	ΔTL_{NH} [$^\circ$]	ΔTL_{SH} [$^\circ$]	Δ Aufstiegsregion [$^\circ$]
2000 – 1960	0,93 → P	0,93 → P	1.86 (Vergrößerung)
(B) GHGs & SSTs	± 0	0,93 → P	0.93 (Vergrößerung)
(C) ODS	0,93 → P	± 0	0.93 (Vergrößerung)

Für den Winter der NH zeigt die Abbildung 5.26 die residuale Vertikalgeschwindigkeit im 70 hPa-Niveau für alle Breiten. Die Änderungen im tropischen Aufsteigen sind klein und größtenteils innerhalb des Bereichs der jeweiligen Standardabweichung der einzelnen Simulationen. Demgegenüber ist das Absinken von Luftmassen in den hohen Breiten der SH für die Simulationen 1960 (rot) und SEN1960 (grün) gegenüber der Referenzsimulation 2000 (schwarz) verringert. In der NH lässt die starke zwischenjährliche Variabilität keine signifikanten Aussagen bzgl. Änderungen im Absinken von Luftmassen in den Extratropen zu.

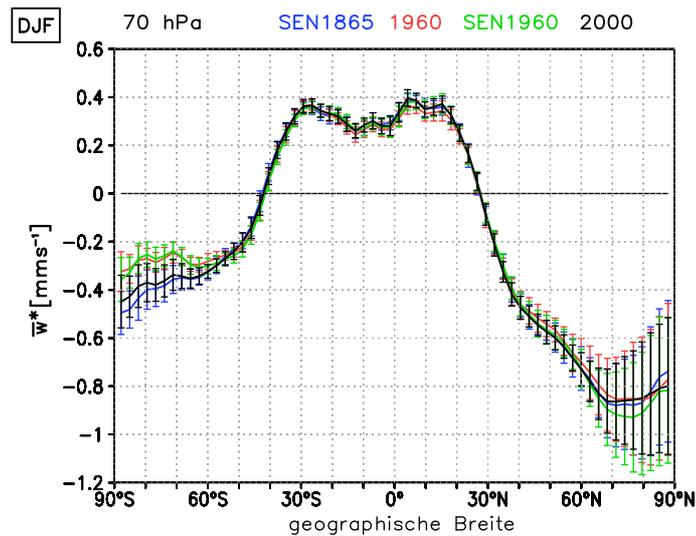


Abbildung 5.26: \bar{w}^* [mms^{-1}] für die Simulationen SEN1865 (blau), 1960 (rot), SEN1960 (grün) und 2000 (schwarz), jeweils mit Standardabweichung aus allen Simulationsjahren, 70 hPa, 90°S – 90°N, DJF.

Tabelle 5.7: Absolute (prozentuale) Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in 70 hPa für 2000 – 1865, 2000 – 1960, eine GHG & SST/SIC-Änderung (B) sowie eine ODS-Änderung (C) jeweils für 2000 gegenüber 1960 in allen vier Jahreszeiten und im Jahresmittel [$10^8 \text{kgs}^{-1} / \text{Dekade}$] ($\% / \text{Dekade}$).

$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	2000 – 1865	2000 – 1960	(B) GHG &	(C) ODS
MAM	0,42 (0,63%)	0,81 (1,22%)	0,48 (0,73%)	0,33 (0,50%)
JJA	0,27 (0,47%)	0,51 (0,88%)	0,35 (0,61%)	0,16 (0,27%)
SON	0,30 (0,42%)	0,37 (0,52%)	0,40 (0,57%)	-0,04 (-0,05%)
DJF	0,60 (0,70%)	1,46 (1,72%)	0,63 (0,74%)	0,83 (0,98%)
ym	0,37 (0,57%)	0,75 (1,14%)	0,53 (0,80%)	0,23 (0,34%)

$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ zeigt analog zu den Änderungen von Ψ (Abbildung 5.24, oben) für 2000 – 1960 in DJF eine Zunahme in der unteren und mittleren Stratosphäre bis in eine Höhe von etwa 35 km (schwarz in Abbildung 5.27, links). Maximale Änderungen treten mit 1,5 – 2 %/Dekade unterhalb von 30 hPa auf und sind zu gleichen Teilen auf Änderungen in GHGs & SSTs/SICs (lila) und ODS (orange) zurückzuführen. Für das 70 hPa-Niveau treten in allen Jahreszeiten positive Änderungen durch den Treibhausgaseneffekt auf, wohingegen sich durch die zunehmenden ODS jahreszeitliche Unterschiede ergeben. Die stärksten absoluten und prozentualen Änderungen sind für beide Einflussfaktoren in DJF zu finden (Tabelle 5.7). Über eine Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in DJF und eine Abnahme in SON durch den Einfluss der ODS wurde bereits in früheren Studien berichtet [MCLANDRESS ET AL., 2010]. In EMAC bewirken die ansteigenden Treibhausgase in der mittleren und oberen Stratosphäre eine Verstärkung des aufwärts-

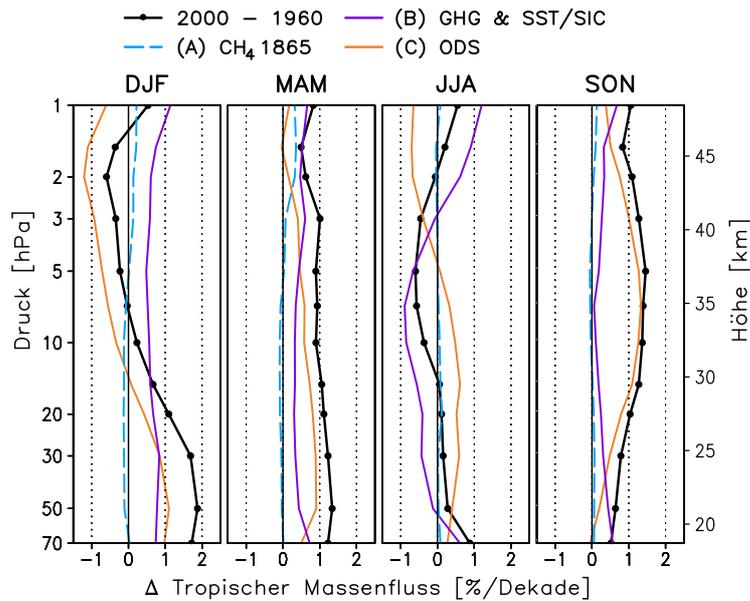


Abbildung 5.27: Höhenprofile der Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ für 2000 – 1960 (schwarz), durch eine Methanstörung entsprechend vorindustrieller CH_4 -Konzentrationen (A, blau), das Signal von GHGs & SSTs/SICs (B, lila) und das ODS-Signal (C, orange) für die Vergangenheit in allen Jahreszeiten [%/Dekade], 70 – 1 hPa.

gerichteten tropischen Massenflusses, wohingegen die ODS für eine Verringerung um bis zu 1 %/Dekade in 2 hPa sorgen. In der Summe beider Effekte kehrt sich das Änderungssignal in DJF zwischen 1960 und 2000 mit der Höhe um, sodass $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ oberhalb von 35 km Höhe abnimmt. Im Bereich der Stratopause nimmt der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss wieder leicht zu, allerdings ist die Luftdichte hier bereits so gering, dass die Absolutwerte sehr klein sind. Für den Südwinter zeigt sich ebenfalls eine leichte Verstärkung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren Stratosphäre und eine Abschwächung darüber. Die Signale in der unteren Stratosphäre sind verringert, bedingt durch die Treibhausgasänderungen, welche in der unteren und mittleren Stratosphäre eine Abnahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ hervorrufen. Das Signal ist konsistent mit den Ψ -Änderungen in JJA und insbesondere in der NH (Abbildung 5.24, unten, Mitte). In den Übergangsjahreszeiten sind die Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der gesamten Stratosphäre positiv und betragen 1 – 1,5 %/Dekade (Abbildung 5.27). Im Frühjahr führen die ODS zu einer Verstärkung von Ψ in der NH und die GHGs & SSTs in der SH, sodass beide Hemisphären zur Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ beitragen (nicht gezeigt). Der starke Anstieg desselben in der mittleren und oberen Stratosphäre in SON ist durch das stark ausgebildete antarktische Ozonloch in 2000 gegenüber 1960 bedingt. In der SH führt dieses zu einer starken Abkühlung der unteren Stratosphäre und zu einer Stabilisierung des Polarwirbels, welcher bis in das südhemisphärische Frühjahr hinein bestehen bleibt (Abbildung 5.28, links und Mitte). Die Abbildung 5.28 (rechts) zeigt eine Verstärkung des residualen Massentransports in der mittleren und oberen Stratosphäre. In der unteren Stratosphäre der SH nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ leicht ab. Diese Abnahme wird aber durch die Änderungen in den GHGs & SSTs/SICs kompensiert, sodass in der Summe beider Effekte ein positives Signal in der gesamten Stratosphäre resultiert (Abbildung 5.27, rechts).

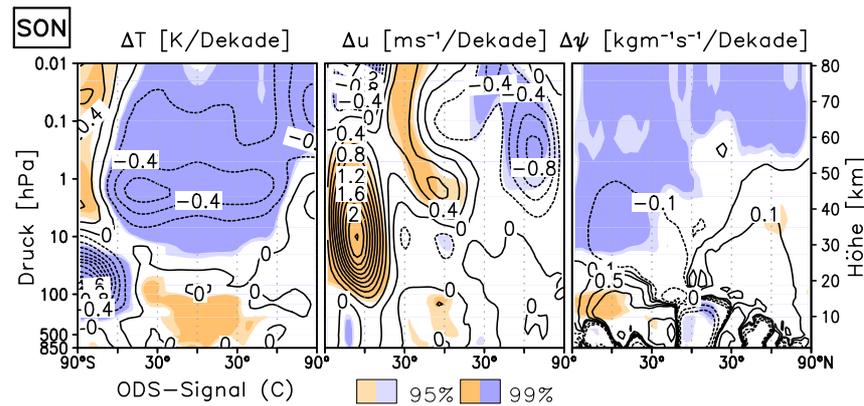


Abbildung 5.28: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen von Temperatur [K/Dekade] (links), Zonalwind [ms^{-1} /Dekade] (Mitte) und Ψ [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ /Dekade] (rechts) für das ODS-Signal in der Vergangenheit (C), SON, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Entsprechend dem Konzept von BIRNER und BÖNISCH [2011] bzgl. einer Aufteilung der BDC in einen unteren und einen oberen Ast zeigt sich für DJF und JJA eine Verstärkung des unteren, bei gleichzeitiger Abschwächung des oberen Astes der BDC. Für die Übergangsjahreszeiten nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ von 1960 bis 2000 in der gesamten Stratosphäre zu, sodass sich beide Äste der BDC intensivieren. Konsistente Ergebnisse wurden im Abschnitt 4.3 anhand von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Trends für die transiente REF-B1-Simulation gezeigt. Demgegenüber zeigt die Entwicklung des mittleren AoA über den Zeitraum von 1980 bis 2005 eine leichte Intensivierung beider Zirkulationsäste in allen gezeigten Monaten (außer dem Oktober in der unteren Stratosphäre, vgl. Abbildung 4.44). Im Abschnitt 6.4 werden hierzu die AoA-Änderungen in den Zeitscheibensimulationen diskutiert.

5.3.3 Die Separierung des Einflusses zukünftiger GHGs & SSTs/SICs für 2045 – 2000 und 2095 – 2045

Die Beschreibung der Zukunftsänderungen in Temperatur und Dynamik beginnt mit der Untersuchung des Treibhausgaseinflusses als Kombination von geänderten GHG-Konzentrationen und deren Einfluss auf die vorgeschriebenen SSTs/SICs. Der Vergleich der Simulationen 2000, SEN2045 und SEN2095 lässt Aussagen bzgl. der Änderungen in der nahen und fernen Zukunft zu. Die angegebenen Änderungen pro Dekade beziehen sich jeweils auf einen Zeitraum von 45 bzw. 50 Jahren.

Die Temperaturänderungen durch GHGs & SSTs/SICs zeigt die Abbildung 5.29 für den Gesamtzeitraum (links) und die beiden Teilzeiträume (Mitte und rechts) eine troposphärische Erwärmung und eine Abkühlung der Stratosphäre. Im Vergleich zur gesamten zukünftigen Temperaturänderung (Abbildung 5.6, unten, rechts) ergeben sich kaum Unterschiede in der Troposphäre, wohingegen die stratosphärische Abkühlung ohne Berücksichtigung der ODS je nach Region um rund 0,2 K/Dekade verstärkt ist. In der unteren Stratosphäre der SH zeigt sich ohne Berücksichtigung der zukünftigen ODS-Abnahme kein Erwärmungssignal, da keine Schließung des Ozonlochs stattfindet. Das Signal in der Mesosphäre ist dagegen relativ

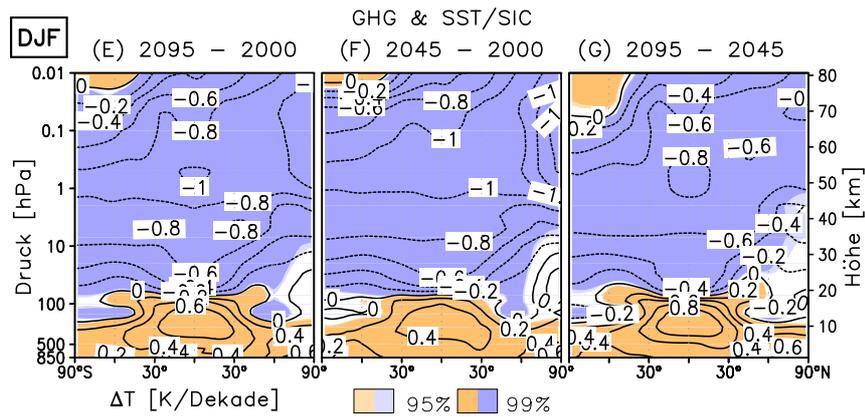


Abbildung 5.29: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperaturänderungen [K/Dekade] durch geänderte GHGs & SSTs/SICs für 2095 – 2000 (E, links), 2045 – 2000 (F, Mitte) und 2095 – 2045 (G, rechts), DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

unabhängig vom Einfluss der ODS (Abbildung 5.29, links). Im Gegensatz zu den Trends aus der SCN-B2d-Simulation für die beiden Zeiträume 2000 bis 2049 sowie 2050 bis 2100 (Abbildung 5.2, zweite Reihe, Mitte und rechts) ist die stratosphärische Abkühlung ohne Berücksichtigung der ODS deutlich homogener (Abbildung 5.29, Mitte und rechts). In der unteren Stratosphäre in den hohen nördlichen Breiten zeigt sich im ersten Zukunftszeitraum anhand der Zeitscheibensimulationen eine leichte Erwärmung, welche unter Berücksichtigung der ODS in der SCN-B2d-Simulation nicht auftritt, allerdings in keinem der beiden Fälle signifikant ist. In der SCN-B2d-Simulation erwärmt sich die obere Troposphäre der SH. Darüber findet eine verstärkte Abkühlung statt (Abbildung 5.2, zweite Reihe, Mitte), welche in den Zeitscheibensimulationen nicht auftritt (Abbildung 5.29, Mitte). Im zweiten Zukunftszeitraum ist die Abkühlung in der unteren Stratosphäre in der SH in den Zeitscheibensimulationen sogar signifikant (Abbildung 5.29, rechts). In der Troposphäre ist die Erwärmung für die transiente SCN-B2d-Simulation gegenüber den Zeitscheibensimulationen leicht verstärkt, möglicherweise bedingt durch die leichte Treibhausgaswirkung der ODS in der Troposphäre (vgl. Abbildung 5.2, 2. Reihe gegenüber Abbildung 5.29, jeweils Mitte und rechts). Der Vergleich der beiden Teilzeiträume untereinander zeigt eine um 0,2 K/Dekade verstärkte stratosphärische Abkühlung für 2045 – 2000 gegenüber 2095 – 2045. Demgegenüber verdoppelt sich das troposphärische Erwärmungssignal im zweiten Zeitraum mit bis zu 0,8 K/Dekade gegenüber 0,4 K/Dekade im ersten Zeitraum. Zudem erstreckt sich die mesosphärische Erwärmung in der SH durch den Treibhausgasantrieb für 2095 – 2045 über einen größeren Höhenbereich.

In der unteren Stratosphäre kommt es zu einer Verstärkung der meridionalen Temperaturgradienten in beiden Hemisphären mit deutlicheren Signalen in der SH im zweiten Zeitraum. Das spiegelt sich in den Zonalwindänderungen wider. Im Gesamtsignal zeigt sich eine deutliche Abschwächung des Polarnachtstrahlstroms und eine Verstärkung der subtropischen Strahlströme (Abbildung 5.30, links). Die Abschwächung des nordhemisphärischen Polarnachtstrahlstroms in der gesamten Stratosphäre mit Maxima von $1 \text{ ms}^{-1}/\text{Dekade}$ im Höhenbereich zwischen 10 und 1 hPa findet im ersten Zukunftszeitraum statt. Zudem intensiviert sich im Nordwinter der nordhemisphärische Subtropenstrahlstrom um bis zu $0,8 \text{ ms}^{-1}/\text{Dekade}$

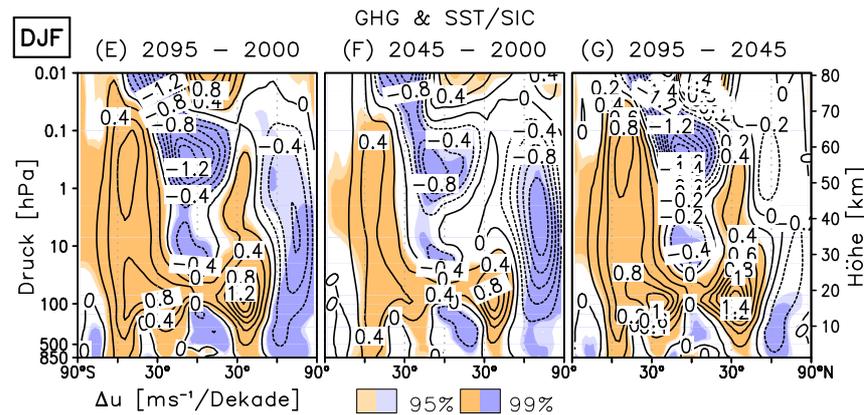


Abbildung 5.30: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind [$\text{ms}^{-1}/\text{Dekade}$] durch geänderte GHGs & SSTs/SICs für 2095 – 2000 (E, links), 2045 – 2000 (F, Mitte) und 2095 – 2045 (G, rechts), DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

und verschiebt sich leicht äquatorwärts. In der SH ändert sich dieser nur geringfügig (Abbildung 5.30, Mitte). Für 2095 – 2045 erfolgt eine deutliche Intensivierung der subtropischen Strahlströme in beiden Hemisphären, wobei die Positionen der Maxima sich kaum verschieben. Der stratosphärische Polarnachtstrahlstrom schwächt sich zwischen 2045 und 2095 nur in der Troposphäre signifikant ab (Abbildung 5.30, rechts).

Die Ψ -Änderungen für den nordhemisphärischen Winter und das Frühjahr zeigt die Abbildung 5.31. In DJF lässt sich ein großer Teil der gesamten Intensivierung der residualen Massenstromfunktion in der NH durch die Änderungen im Zeitraum von 2000 bis 2045 erklären (Abbildung 5.31, oben, Mitte), konsistent mit der deutlichen Abschwächung des Polarnachtstrahlstroms. Im zweiten Zeitraum findet eine zusätzliche Verstärkung in den niederen Breiten der unteren Stratosphäre statt und auch in der oberen Strato- und Mesosphäre ist das Änderungssignal positiv. In der unteren Stratosphäre in den hohen nördlichen Breiten dagegen negativ. Die Änderungen im südhemisphärischen Massentransport in DJF werden in der unteren Stratosphäre durch beide Zeiträume bestimmt, in größeren Höhen nehmen diese in der fernen Zukunft zu (Abbildung 5.31, oben). In JJA sind die Ψ -Änderungen vergleichbar mit einer etwas stärkeren Zunahme in der NH im zweiten Zukunftszeitraum und insgesamt leicht verstärkten Signalen in der SH (nicht gezeigt). In MAM ist die Zunahme von Ψ für 2000 bis 2095 in beiden Hemisphären annähernd gleich stark. In der SH tragen beide Perioden zu gleichen Teilen bei, in der NH überwiegt der Beitrag des späteren Zeitraums (Abbildung 5.31, unten). Die Änderungen in SON verhalten sich ähnlich zu denen in MAM.

Die Abbildung 5.32 (rechts) zeigt eine stetige Zunahme des tropischen Aufsteigens in der unteren Stratosphäre von der Referenzsimulation 2000 zu den Simulationen SEN2045 und SEN2095. Die Unterschiede zwischen SEN2045 und SEN2095 verstärken sich im Frühjahr mit einem Maximum im Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen im April in der Simulation SEN2095. Der linke Teil der Abbildung 5.32 zeigt die Änderungen in der Ausdehnung der Aufstiegsregion durch die Verschiebung der TLs zwischen den drei Simulationen. Diese sind im Winter relativ gering, wohingegen im Frühjahr und Sommer eine deutliche Ver-

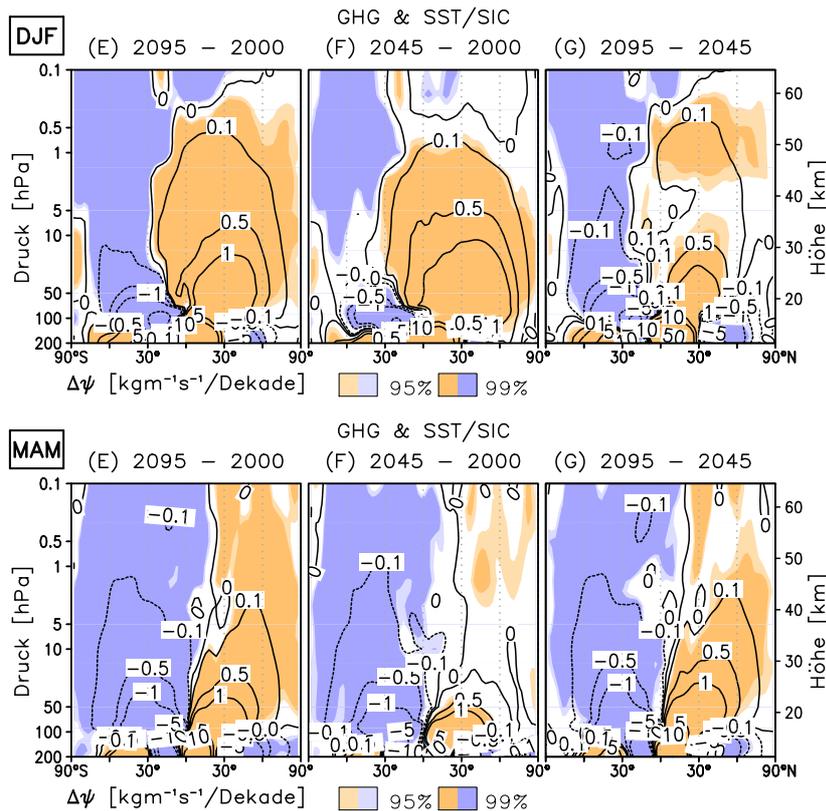


Abbildung 5.31: Höhen-Breiten-Schnitte der Ψ -Änderungen [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$] durch geänderte GHGs & SSTs/SICs für 2095 – 2000 (E, links), 2045 – 2000 (F, Mitte) und 2095 – 2045 (G, rechts), 200 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N in DJF (oben) und JJA (unten), statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

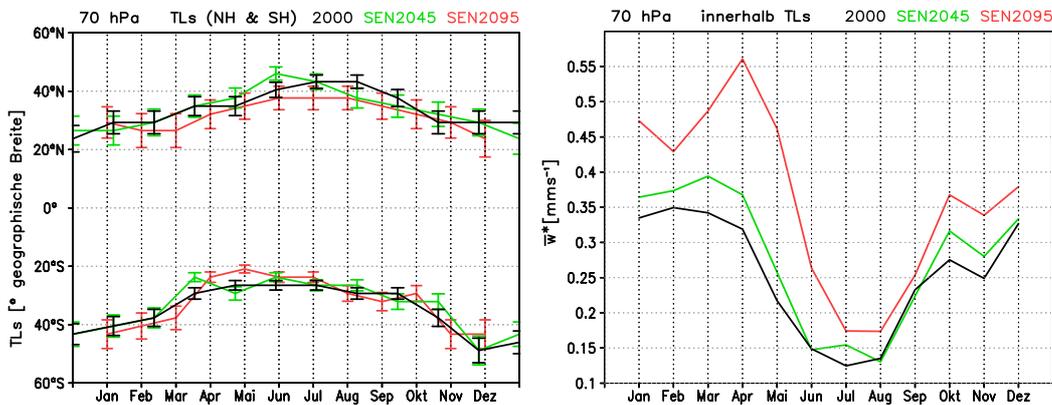


Abbildung 5.32: Mittlerer Jahresgang der TLs in der NH/SH [$^{\circ}$ Breite] mit Standardabweichung (links) und \bar{w}^* [mms^{-1}] innerhalb der TLs gemittelt (rechts) für die Simulationen 2000 (schwarz), SEN2045 (grün) und SEN2095 (rot), 70 hPa.

kleinerung der tropischen Aufstiegsregion im zweiten Zukunftszeitraum auftritt. Das wird durch die Tabelle 5.8 bestätigt, welche für DJF eine leichte Verschiebung der TLs polwärts im Zeitraum von 2000 bis 2045 anzeigt. Die starken zukünftigen Änderungen von Ψ durch Änderungen in den GHGs & SSTs/SICs sind somit weniger durch Änderungen in der Größe der Aufstiegsregion sondern vielmehr durch einen intensiveren Transport innerhalb einer kleineren Region zu begründen.

Tabelle 5.8: Änderungen in den TLs der NH und der SH und der Größe der von den TLs eingeschlossenen Aufstiegsregion [$^{\circ}$ geogr. Breite] für die Signale aus geänderten GHGs & SSTs/SICs für 2095 – 2000 (E), 2045 – 2000 (F) und 2095 – 2045 (G), 70 hPa, DJF. Eine Verschiebung der TLs polwärts (P) führt zu einer Vergrößerung der Aufstiegsregion, eine äquatorwärts (Ä) zu einer Verkleinerung.

70 hPa, DJF	ΔTL_{NH} [$^{\circ}$]	ΔTL_{SH} [$^{\circ}$]	Δ Aufstiegsregion [$^{\circ}$]
(E) 2095 – 2000	0,93 → Ä	0,93 → Ä	-1,86 (Verkleinerung)
(F) 2045 – 2000	1,86 → Ä	0,93 → Ä	-2,79 (Verkleinerung)
(G) 2095 – 2045	0,93 → P	± 0	+0,93 (Vergrößerung)

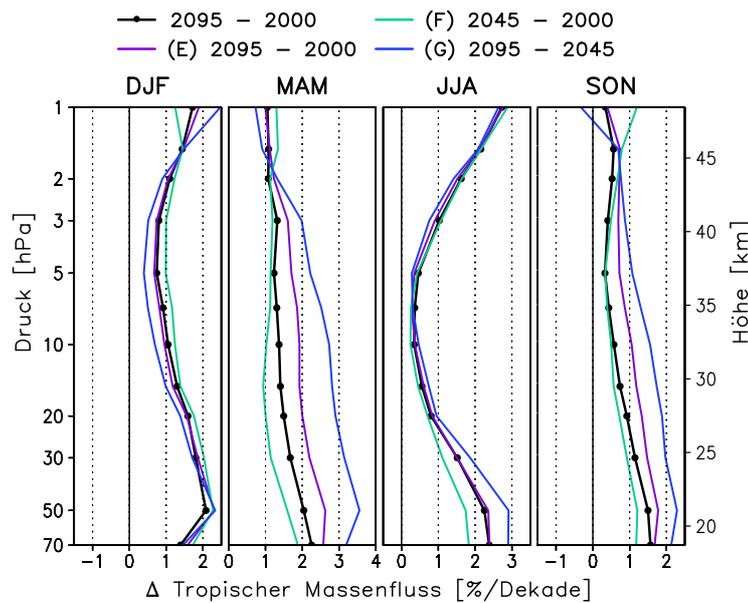


Abbildung 5.33: Höhenprofile der F_{\uparrow}^{trop} -Änderungen für 2095 – 2000 (schwarz) sowie die Signale einer GHG & SST/SIC-Änderung für 2095 – 2000 (E, lila), 2045 – 2000 (F, türkis) und 2095 – 2045 (G, blau), Jahreszeiten [%/Dekade], 70 – 1 hPa.

Entsprechend der Ψ -Änderungen (Abbildung 5.31) verhalten sich die Änderungen von F_{\uparrow}^{trop} jeweils im Sommer und Winter sowie in den Übergangsjahreszeiten ähnlich (Abbildung 5.33). Der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss nimmt für beide Zeiträume und alle Jahreszeiten zu. Für JJA und DJF simuliert EMAC für 2095 – 2000 die stärksten Änderungen von

rund 2 %/Dekade in der unteren und oberen Stratosphäre. Demgegenüber beträgt die Zunahme in der mittleren Stratosphäre nur rund 0,5 – 1 %/Dekade. Im nordhemisphärischen Winter sind die Änderungen im Zeitraum von 2000 bis 2045 größer, im südhemisphärischen Winter verstärkt sich der Trend für den Zeitraum von 2045 bis 2095, insbesondere in der unteren Stratosphäre. In den Übergangsjahreszeiten ist die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren Stratosphäre am größten und nimmt mit der Höhe ab. Der Trend ist im zweiten Zeitraum verstärkt und erreicht bis zu 3,5 %/Dekade in MAM. Zudem ändert sich für MAM und SON das Signal deutlich, wenn die ODS berücksichtigt werden (schwarz). Diese bewirken eine Verringerung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ gegenüber der Änderung durch den Treibhausgaseneffekt um rund 0,5 %/Dekade.

5.3.4 Die Separierung des Einflusses zukünftiger GHG- und ODS-Konzentrationen sowie SSTs/SICs

Im vorherigen Abschnitt wurde der Treibhauseffekt als Kombination aus geänderten Treibhausgaskonzentrationen und deren Einfluss auf die vorgeschriebenen SSTs/SICs abgeschätzt. Die Sensitivitätsstudie SENSST ermöglicht eine Unterteilung in die Effekte einer Treibhausgasänderung auf die Strahlungseigenschaften sowie die Zusammensetzung der Atmosphäre zum Einen (GHG-Effekt) und in die vorgeschriebenen SSTs/SICs zum Anderen (SST-Effekt). Zudem kann der alleinige Einfluss der in der Zukunft abnehmenden ODS aus der Differenz des GHG & SST/SIC-Signals zum gesamten Zukunftssignal abgeschätzt werden.

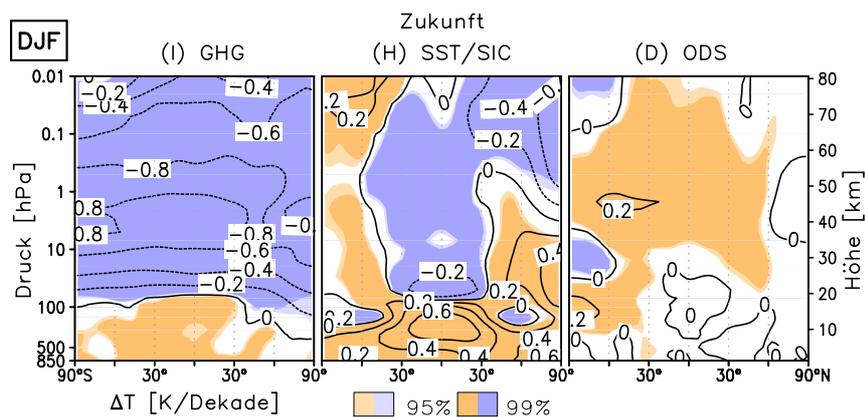


Abbildung 5.34: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperaturänderungen [K/Dekade] für das GHG-Signal (I, links), das Signal von SSTs/SICs (H, Mitte) und das ODS-Signal (D, rechts) in der Zukunft, DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Die GHG-Zunahme von 2000 bis 2095 bewirkt eine starke Abkühlung der Strato- und Mesosphäre um bis zu 0,8 K/Dekade in 1 – 10 hPa und eine leichte Erwärmung der Troposphäre im nordhemisphärischen Winter (Abbildung 5.34, links). Die stratosphärische Abkühlung führt zu einer Erhöhung der Ozonkonzentration im entsprechenden Höhenbereich, aufgrund der langsamer ablaufenden Ozonabbaureaktionen bei niedrigeren Temperaturen [JONSSON ET AL., 2004]. Diese Ozonzunahme bewirkt eine verstärkte kurzwellige Strahlungsabsorption, insbesondere im Bereich der Sommerstratopause, wo in DJF die stärkste solare Einstrahlung auftritt. Die Treibhausgase bestimmen über eine verstärkte langwellige Ausstrahlung die stratosphärischen Temperaturänderungen (Abbildung 5.35, links).

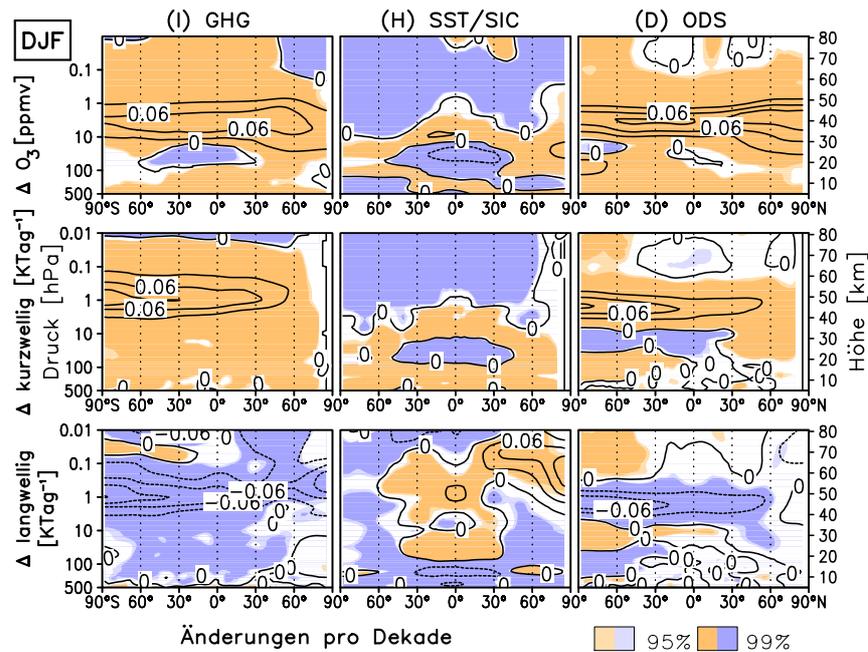


Abbildung 5.35: Höhen-Breiten-Schnitte (500 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N) der Änderungen im O_3 -Mischungsverhältnis [ppmv/Dekade] (erste), den kurz- (zweite) und langwelligen Erwärmungsraten (dritte Reihe) [KTag⁻¹/Dekade] für die Zukunftssignale aus GHGs (I, links), SSTs/SICs (H, Mitte) und ODS (D, rechts), DJF, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbig.

Das durch die vorgeschriebenen SSTs bedingte Temperatursignal ist deutlich vielschichtiger. Die Troposphäre sowie die hohen Breiten der unteren und mittleren Stratosphäre und die Sommermesopausenregion erwärmen sich, wohingegen sich die tropischen und die mittleren Breiten der Stratosphäre und der Wintermesosphäre abkühlen (Abbildung 5.34, Mitte). Die Temperaturänderungen sind zum Teil durch Strahlungseffekte zu erklären, überwiegend aber dynamischen Ursprungs. Die zukünftig erhöhten SSTs bewirken eine verstärkte langwellige Ausstrahlung, insbesondere in der tropischen Troposphäre, welche die Zunahme der troposphärischen Temperaturen bestimmt. Die Änderungen in den kurzwelligen Erwärmungsraten werden indirekt durch die Änderungen im Ozon hervorgerufen: Eine Abnahme der Ozonkonzentration in der tropischen unteren Stratosphäre bewirkt eine Verringerung der kurzwelligen Strahlungsabsorption, welche zum Teil für die Abkühlung der tropischen unteren Stratosphäre verantwortlich ist (Abbildung 5.35, Mitte). Diese Ozonabnahme steht mit einer Beschleunigung der BDC in Verbindung (Abbildung 5.37, Mitte), wodurch zum Einen ein schnellerer Abtransport ozonreicher Luft aus den tropischen Bildungsregionen stattfindet und zum Anderen aufgrund der kürzeren Aufenthaltszeit der Luft in dieser Region weniger Ozon gebildet wird (vgl. EYRING ET AL. [2010]). Durch ein verstärktes Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen, verbunden mit einer adiabatischen Abkühlung der Luft in dieser Region, haben dynamische Prozesse einen entscheidenden Anteil an der Temperaturabnahme in der unteren tropischen Stratosphäre. Zudem sorgt die Verstärkung der BDC für eine Erwärmung der unteren und mittleren Stratosphäre in den hohen (v. a. nördlichen) Breiten durch ein verstärktes Absinken von Luftmassen in dieser Region. Die mesosphärischen Än-

derungen sind ebenfalls dynamischer Natur und werden im Abschnitt 6.1.2 mit Änderungen in der Ausbreitung und Dissipation von Schwerewellen in Verbindung gebracht.

Die für 2095 gegenüber 2000 verringerten ODS haben einen vergleichsweise geringen Einfluss auf die Temperatur (Abbildung 5.34, rechts). Diese bewirken eine Zunahme im Ozonmischungsverhältnis, was zu einer Zunahme in den kurzwelligen Erwärmungsraten führt (Abbildung 5.35, rechts). Die verstärkte kurzwellige Erwärmung bestimmt die stratosphärischen Temperaturänderungen durch ODS, sodass sich keine offensichtlich dynamisch bedingten Temperatursignale zeigen.

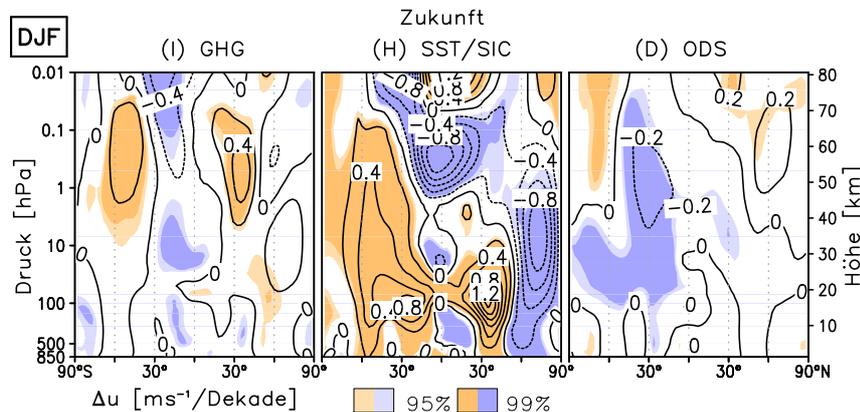


Abbildung 5.36: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind [$\text{ms}^{-1}/\text{Dekade}$] für die Zukunftssignale von GHGs (I, links), SSTs/SICs (H, Mitte) und ODS (D, rechts), DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Die vielschichtigen Änderungen in der Temperaturverteilung durch den SST-Effekt führen zur Zunahme der meridionalen Temperaturgradienten und somit zu deutlichen Änderungen im Zonalwind (Abbildung 5.36, Mitte). In der UTLS-Region verstärken sich die subtropischen Strahlströme in beiden Hemisphären um bis zu $1,2 \text{ ms}^{-1}/\text{Dekade}$ in der NH und $0,8 \text{ ms}^{-1}/\text{Dekade}$ in der SH. In der winterlichen Stratosphäre schwächt sich der Polarnachtstrahlstrom ab. In der Mesosphäre verstärkt sich die SAO bei gleichzeitiger Aufwärtsverlagerung des mesosphärischen Signals und bewirkt eine ausgeprägte Dipolstruktur im zonalen Wind. Die Änderungen im Zonalwind durch ODS und den GHG-Effekt sind deutlich schwächer. In der UTLS-Region verursachen beide Einflussfaktoren eine (leichte) Verschiebung der subtropischen Strahlströme äquatorwärts, insbesondere in der NH. In den höheren Atmosphärenschichten führt der GHG-Effekt zu einer geringfügigen Abschwächung des winterlichen Polarnachtstrahlstroms und zu einer signifikanten Westwindzunahme im Stratopausenbereich in den mittleren Breiten. Zudem führen ansteigende GHGs zu einer Verstärkung der sommerlichen Ostwinde in der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre in den niederen und einer Abschwächung derselben in den hohen Breiten. In der oberen Strato- und der Mesosphäre bewirken ODS eine leichte Verstärkung des Westwindes in den mittleren und den hohen Breiten. In der SH nehmen die sommerlichen Ostwinde in diesem Höhenbereich in den mittleren Breiten zu und in den hohen ab (Abbildung 5.36, links und rechts).

Die dynamischen Auswirkungen von GHG- und SST-Effekt, sowie zukünftigen ODS, zeigt die Abbildung 5.37 anhand der Ψ -Änderungen für den nordhemisphärischen Winter und das Frühjahr. Entsprechend der starken Änderungen im Zonalwindfeld (Abbildung 5.36, Mitte)

bewirkt der SST-Effekt auch die stärksten Ψ -Änderungen, verbunden mit einer Verstärkung des residualen Massentransports in beiden Hemisphären und allen Jahreszeiten. Die größten Änderungen treten in der unteren Stratosphäre auf (Abbildung 5.37, Mitte). Der GHG-Effekt führt zu einer leichten Zunahme von Ψ in jeweils einer Hemisphäre, für DJF und SON in der NH und für MAM und JJA in der SH, wobei die Änderungen insbesondere in der oberen Stratosphäre auftreten. Die zukünftig abnehmenden ODS bewirken eine geringfügige Verlangsamung des residualen Massentransports, entgegen dem Signal der ansteigenden ODS von 1960 bis 2000 (Abbildung 5.24, rechts). Die Signale sind in DJF in der SH und in MAM in der NH am größten (Abbildung 5.37, rechts). In SON tragen beide Hemisphären zur Abschwächung von Ψ bei, wohingegen die Änderungssignale in JJA nahezu null sind (nicht gezeigt).

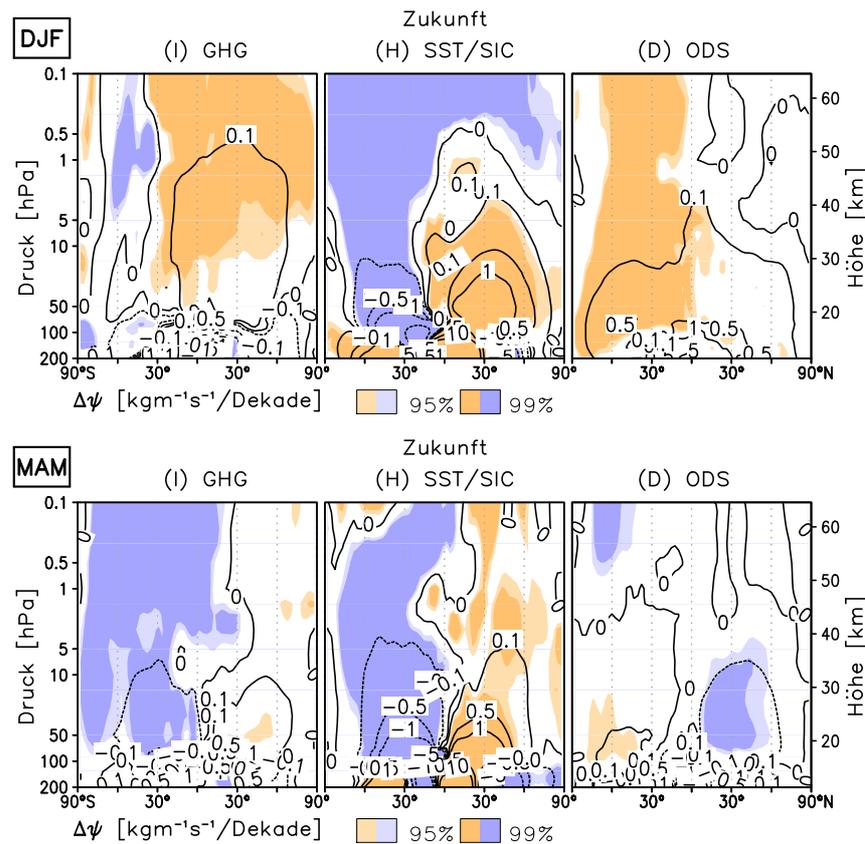


Abbildung 5.37: Höhen-Breiten-Schnitte der Ψ -Änderungen [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$] für das GHG-Signal (I, links), das Signal von SSTs/SICs (H, Mitte) und das ODS-Signal (D, rechts) in der Zukunft, 200 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N in DJF (oben) und MAM (unten), statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Die Abbildung 5.38 zeigt für DJF sowohl für den aufsteigenden Ast in den Tropen, als auch im Absinkbereich in den mittleren und hohen Breiten eine Zunahme von \bar{w}^* in der Zukunft. Während die Zunahme des Aufstiegs in den Tropen deutlich und für alle Breiten recht homogen stattfindet, ist das extratropische Absinken mit deutlichen Unsicherheiten behaftet. Zudem zeigt sich eine Zweiteilung zwischen den mittleren und den hohen Breiten. In der NH nimmt \bar{w}^* in den mittleren und den hohen Breiten für die Simulation 2095 gegenüber 2000

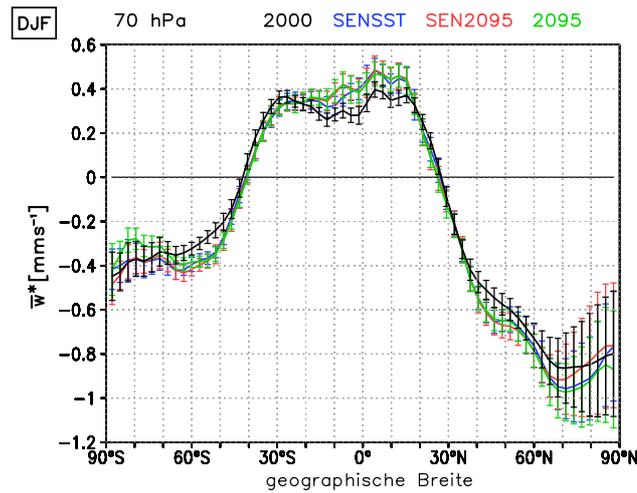


Abbildung 5.38: \bar{w}^* [$mm\ s^{-1}$] für die Simulationen 2000 (schwarz), SEN2095 (rot), SENSST (blau) und 2095 (grün) mit der Standardabweichung aus allen Simulationsjahren, 70 hPa, 90°S – 90°N, DJF.

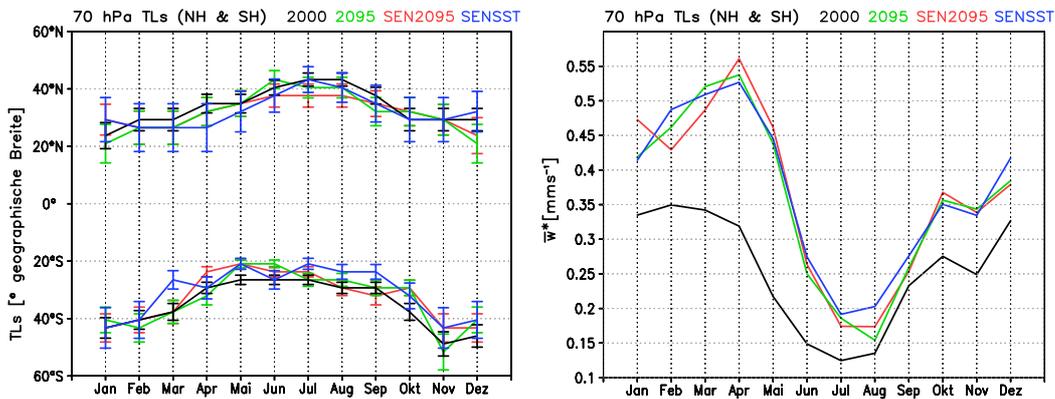


Abbildung 5.39: Mittlerer Jahrgang der TLs in der NH und der SH [$^{\circ}$ Breite] mit Standardabweichung aus allen Simulationsjahren (links) und \bar{w}^* [$mm\ s^{-1}$] innerhalb der TLs gemittelt (rechts) für die Simulationen 2000 (schwarz), 2095 (grün), SENSST (blau) und SEN2095 (rot), 70 hPa.

betragsmäßig zu. Ohne Berücksichtigung der zukünftig abnehmenden ODS nimmt \bar{w}^* in den hohen nördlichen Breiten betragsmäßig leicht ab (SEN2095). In der SH nimmt das Absinken der Luftmassen für die Zukunftssimulationen gegenüber der Referenzsimulation in den mittleren Breiten zu und in den hohen Breiten, insbesondere bedingt durch die ODS, leicht ab. Das Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen verstärkt sich für die Zukunftssimulationen gegenüber der Referenzsimulation 2000 nicht nur in DJF, sondern in allen Jahreszeiten (Abbildung 5.39, rechts). Die stärksten Änderungssignale treten im nordhemisphärischen Winter und Frühjahr auf, die geringsten im Spätsommer und Herbst. Diese Verstärkung geht nicht mit einem größeren Aufstiegsbereich tropischer Luftmassen einher (Abbildung 5.39, links). Die Aufstiegsregion verkleinert sich für die Zukunft im Nordwinter um 6,5°, was zu etwa zwei

Tabelle 5.9: Änderungen in den TLs der NH und der SH und der Größe der von den TLs eingeschlossenen Aufstiegsregion [$^{\circ}$ geogr. Breite] für die zukünftigen Einflussfaktoren ODS (D), SST/SIC (H), GHG (I), tropische SSTs (J) und extratropische SSTs (K), 70 hPa, DJF. Eine Verschiebung der TLs polwärts (P) führt zu einer Vergrößerung der Aufstiegsregion, eine äquatorwärts (Ä) zu einer Verkleinerung.

70 hPa, DJF	ΔTL_{NH} [$^{\circ}$]	ΔTL_{SH} [$^{\circ}$]	Δ Aufstiegsregion [$^{\circ}$]
2095 – 2000	4,65 → Ä	1,86 → Ä	-6,5 (Verkleinerung)
(D) ODS	3,72 → Ä	0,93 → Ä	-4,65 (Verkleinerung)
(H) SST/SIC	1,86 → P	1,86 → Ä	± 0 (keine Änderung)
(I) GHG	2,79 → Ä	0,93 → Ä	-3,72 (Verkleinerung)
(J) trop. SST	1,86 → Ä	1,86 → Ä	-3,72 (Verkleinerung)
(K) extratrop. SST	3,72 → P	± 0	+3,72 (Vergrößerung)
(L) SIC	1,86 → Ä	± 0	-1,86 (Verkleinerung)

Dritteln durch ODS-Änderungen und einem Drittel durch Änderungen im Strahlungsantrieb der Treibhausgase zu erklären ist (Tabelle 5.9). Für DJF sind insbesondere die Änderungen in der NH entscheidend. In den SSTs enthaltene Treibhausgasänderungen bewirken keine Verschiebung der TLs und haben somit keinen Einfluss auf die Größe der Aufstiegsregion. Eine Erklärung für die Verschiebung der TLs liefert ein Blick auf die Änderungen in den subtropischen Strahlströmen. Der SST-Effekt bedingt zwar eine Verstärkung der subtropischen Strahlströme in beiden Hemisphären, damit ist allerdings keine meridionale Verschiebung derselben verbunden. Demgegenüber führen Änderungen in den ODS- und GHG-Konzentrationen zu einer (leichten) Verschiebung der subtropischen Strahlströme, welche einen direkten Einfluss auf die Größe der Aufstiegsregion ausüben. Für die Zukunft verkleinert sich der Aufstiegsbereich in allen Jahreszeiten, wobei die externen Einflussfaktoren unterschiedlich gerichtet zum Gesamtsignal beitragen (Abbildung 5.39, links). Die Aufstiegsregion verkleinert sich in den Übergangsjahreszeiten durch den SST-Effekt und im Sommer und Winter bzw. nur im Winter durch die geänderten GHG- bzw. ODS-Konzentrationen. Demgegenüber vergrößert sich die Aufstiegsregion im Sommer durch den ODS-Einfluss und in den Übergangsjahreszeiten durch den GHG-Effekt.

Die in allen Jahreszeiten auftretenden starken Zukunftsänderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren Stratosphäre sind fast vollständig auf den SST-Effekt zurückzuführen (Tabelle 5.10 und Abbildung 5.40). In den Übergangsjahreszeiten bewirken die ODS (orange) eine Abschwächung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ und wirken damit einer Verstärkung durch den GHG-Effekt (grün) entgegen. Für den Winter der NH und der SH ist der Einfluss der ODS in der gesamten Stratosphäre gering, entsprechend der gegenüber den Übergangsjahreszeiten verringerten Änderungen von Ψ . In Übereinstimmung mit MCLANDRESS ET AL. [2010] zeigt die Tabelle 5.10 für alle Jahreszeiten einen positiven Trend durch den Treibhausgaseneffekt (GHGs & SSTs/SICs). Demgegenüber treten Unterschiede im zukünftigen ODS-Signal auf: MCLANDRESS ET AL. [2010] zeigen anhand von transienten Simulationen mit CMAM nur in DJF negative Trends, wohingegen sich für die anderen Jahreszeiten positive Signale ergeben. Diese Unterschiede sind auf stärkere Temperatur- und Zonalwindänderungen in der ODS-Simulation mit dem

Tabelle 5.10: Absolute (prozentuale) Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in 70 hPa für eine ODS-Änderung (D), eine SST/SIC-Änderung (H), eine GHG-Änderung (I) und eine Änderung in den tropischen SSTs (J) jeweils für 2095 gegenüber 2000 in allen vier Jahreszeiten und im Jahresmittel [$10^8 \text{ kgs}^{-1} / \text{Dekade}$] [%/Dekade].

$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	(D) ODS	(H) SST/SIC	(I) GHG	(J) trop. SST
MAM	-0,21 (-0,32%)	1,39 (2,09%)	0,32 (0,49%)	1,67 (2,51%)
JJA	-0,005 (-0,01%)	1,30 (2,24%)	0,09 (0,15%)	1,53 (2,64%)
SON	-0,08 (-0,11%)	1,08 (1,52%)	0,11 (0,16%)	1,57 (2,20%)
DJF	-0,16 (-0,19%)	1,25 (1,47%)	0,93 (1,10%)	1,41 (1,66%)
ym	-0,11 (-0,17%)	1,30 (1,96%)	0,16 (0,24%)	1,69 (2,56%)

in MCLANDRESS ET AL. [2010] verwendeten gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modell verglichen mit den EMAC-Zeitscheibensimulationen zurückzuführen. Die deutliche Verstärkung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in DJF und JJA in der oberen Stratosphäre ist zu annähernd gleichen Teilen durch den SST- und den GHG-Effekt bedingt. Auch in den Übergangsjahreszeiten ist die zukünftige Zunahme desselben auf beide Effekte zurückzuführen. Während der SST-Effekt in MAM deutliche Signale in der mittleren und oberen Stratosphäre hervorruft, nimmt in SON der SST-Effekt mit der Höhe ab und der GHG-Effekt stetig zu.

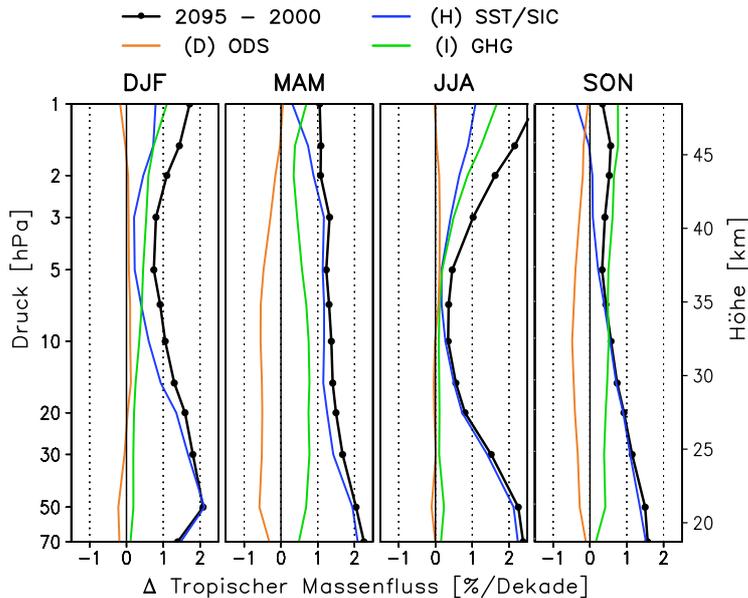


Abbildung 5.40: Höhenprofile der Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ für 2095 – 2000 (schwarz) sowie die Signale einer ODS-Änderung (D, orange), einer SST/SIC-Änderung (H, blau) und eine GHG-Änderung (I, grün) jeweils für 2095 – 2000 für alle Jahreszeiten [%/Dekade], 70 – 1 hPa.

5.3.5 Die Separierung des Einflusses einer zukünftigen SST-Störung in den Tropen und den Extratropen

Im Abschnitt 5.3.4 wurde gezeigt, dass der SST-Effekt einen entscheidenden Beitrag zur zukünftigen Beschleunigung der BDC liefert. Mithilfe der Sensitivitätsstudie SENtropSST wird der Anteil der tropischen SSTs an der Gesamtänderung untersucht. Der Einfluss der extratropischen SSTs berechnet sich aus der Differenz zum gesamten SST-Feld.

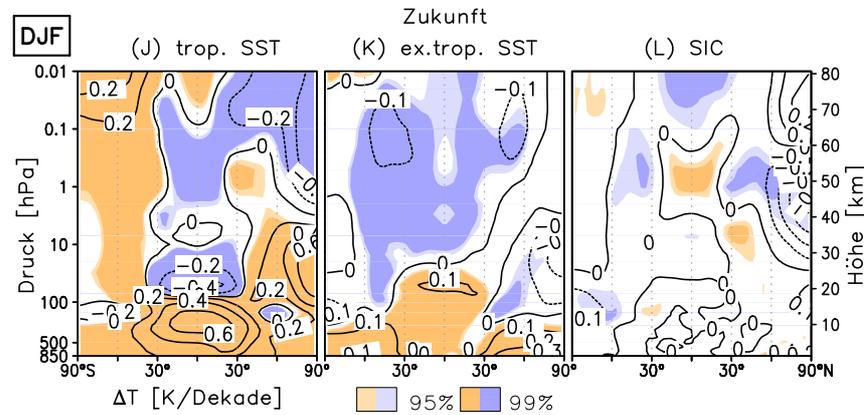


Abbildung 5.41: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperaturänderungen [K/Dekade] für die Signale einer tropischen SST-Änderung (J, links), einer extratropischen SST-Änderung (K, Mitte) und einer SIC-Änderung (L, rechts) in der Zukunft, DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Eine reine Änderung der tropischen SSTs bewirkt eine mit der gesamten SST-Änderung vergleichbare Erwärmung der tropischen Troposphäre (Abbildungen 5.41, links und 5.34, Mitte). Die Erwärmung der extratropischen Troposphäre ist dagegen überwiegend durch die Änderungen in den extratropischen SSTs bestimmt (Abbildung 5.41, Mitte). Die dynamischen Temperatursignale durch den SST-Effekt (vgl. Abschnitt 5.3.4), welche durch eine Abkühlung der tropischen unteren Stratosphäre bei gleichzeitiger Erwärmung in den mittleren und den hohen Breiten gekennzeichnet sind, werden durch Änderungen in den tropischen SSTs verursacht. Die Erhöhung der extratropischen SSTs führt zu einer leichten Abkühlung der Stratosphäre in den mittleren und den hohen Breiten der NH, wohingegen in den Tropen eine leichte Erwärmung auftritt. Die Erwärmung der Sommer- und Abkühlung der Wintermesosphäre durch den SST-Effekt (Abbildung 5.34, Mitte) wird ausschließlich durch die Änderungen in den tropischen SSTs hervorgerufen. Die extratropischen SSTs führen hingegen zu einer leichten Abkühlung der gesamten mittleren und oberen Strato- und der Mesosphäre. Die starken meridionalen Temperaturgradienten, welche eine alleinige Änderung in den tropischen SSTs nach sich ziehen, sind deutlich an einer Verstärkung der zonalen Winde zu erkennen (Abbildung 5.42, links). In der UTLS-Region verstärken sich die subtropischen Strahlströme in beiden Hemisphären und verschieben sich mit ihren Maxima leicht äquatorwärts. Diese Positionsänderung geht mit einer gleichgerichteten Verschiebung der TLs einher (Tabelle 5.9). Der Polarnachtstrahlstrom schwächt sich in der gesamten Winterstratosphäre deutlich ab, wobei die Abschwächung in der mittleren Stratosphäre mit bis zu $1,2 \text{ ms}^{-1}/\text{Dekade}$ ihr Maximum erreicht. In den mittleren und den hohen Breiten der südhemisphärischen Stratosphäre

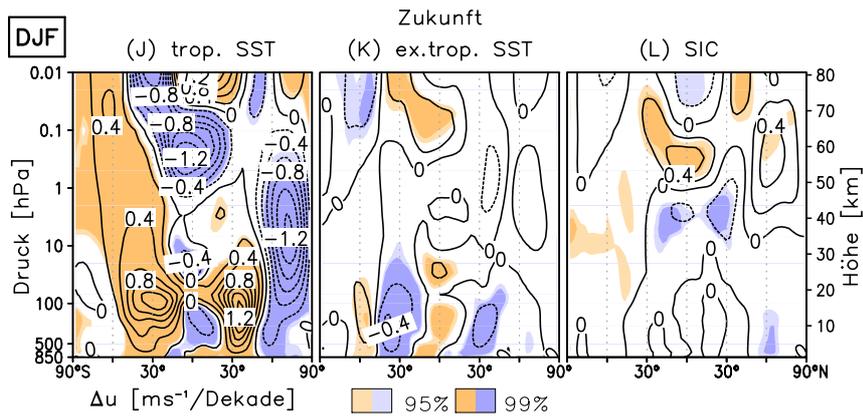


Abbildung 5.42: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind [$\text{ms}^{-1}/\text{Dekade}$] für die Signale einer tropischen SST-Änderung (J, links), einer extratropischen SST-Änderung (K, Mitte) und einer SIC-Änderung (L, rechts) in der Zukunft, DJF, 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

nehmen die vorherrschenden Ostwinde ab. In der tropischen oberen Strato- und der Mesosphäre verschiebt sich das Signal der SAO aufwärts und verstärkt sich. Der Einfluss der extratropischen SSTs auf die Zonalwinde ist geringer, zeigt aber insbesondere in der UTLS-Region signifikante Änderungen (Abbildung 5.42, Mitte). Durch die Erwärmung der Extratropen ist der meridionale Temperaturgradient verringert und die subtropischen Strahlströme schwächen sich in beiden Hemisphären leicht ab. In der SH erfolgt eine Polwärtsverschiebung des Subtropenstrahlstroms, sodass sich die TLs in der unteren Stratosphäre um fast 4° dem Pol nähern (Tabelle 5.9). In der Ausdehnung der tropischen Aufstiegsregion zeigt sich keine Änderung für den SST-Effekt, wohingegen alleinige Änderungen in den tropischen bzw. extratropischen SSTs eine entgegengesetzt gerichtete Verschiebung der subtropischen Strahlströme und somit auch der TLs nach sich ziehen (Tabelle 5.9). Eine ähnliche Verschiebung der subtropischen Strahlströme finden auch GRAFF und LACASCE [2012] durch eine alleinige SST-Änderung in den Tropen bzw. den mittleren Breiten. In EMAC zeigen sich zudem in der Sommermesosphäre entgegengesetzte Windänderungen durch erhöhte tropische bzw. extratropische SSTs mit einer Ostwindverstärkung in den mittleren und einer Abschwächung in den hohen Breiten durch tropische und entgegengesetzte Vorzeichen durch extratropische SSTs (Abbildung 5.42, links und Mitte).

In den Ψ -Änderungen zeigt sich eine Verstärkung der BDC durch die geänderten tropischen SSTs in beiden Hemisphären und allen Jahreszeiten (Abbildung 5.43, links). Interessanterweise reicht das Verstärkungssignal in der jeweiligen Sommerhemisphäre bis in die Mesosphäre, wohingegen die Verstärkung des Massentransportes in der jeweiligen Winterhemisphäre auf die Stratosphäre beschränkt bleibt. Dieses jahreszeitliche Ungleichgewicht ist möglicherweise durch Änderungen im mesosphärischen Zirkulationsast zu erklären, welcher sich über die Sommer- in die Winterhemisphäre ausbreitet (vgl. Abschnitt 2.4.3). Eine Untersuchung der Änderungen in den verursachenden Schwerewellen zeigt der Abschnitt 6.1.2. In den Übergangsjahreszeiten ist der residuale Massentransport in der unteren und mittleren Stratosphäre verstärkt und nimmt für SON in der oberen Stratosphäre leicht ab (nicht gezeigt). Die extratropischen SSTs bewirken eine leichte Abschwächung von Ψ in der un-

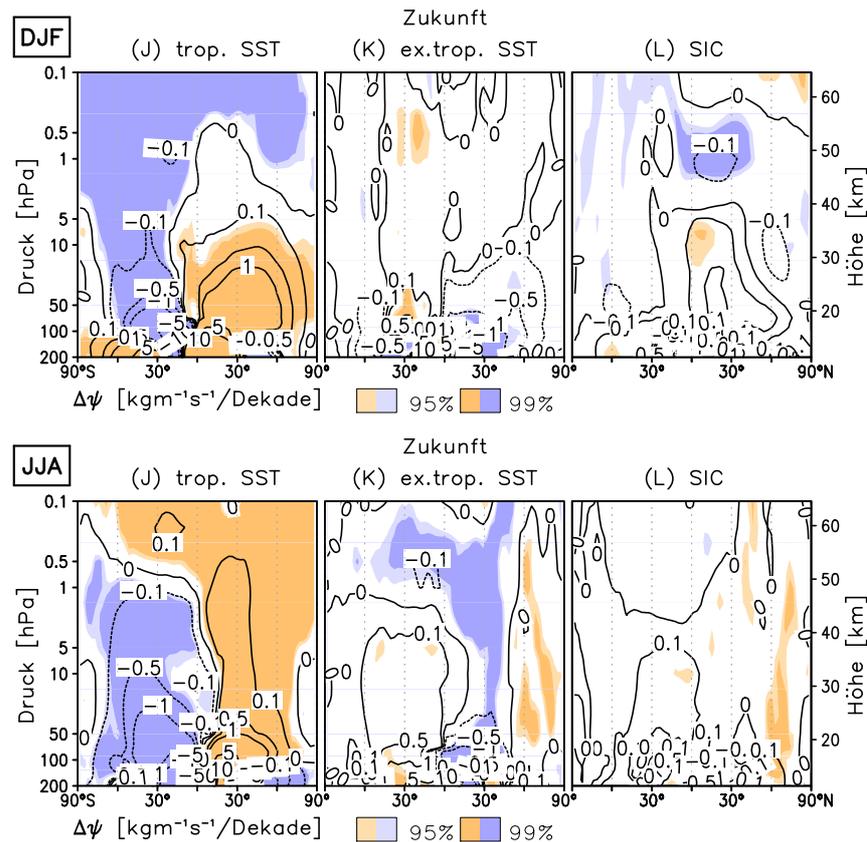


Abbildung 5.43: Höhen-Breiten-Schnitte der Ψ -Änderungen [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$] für die Zukunftsänderungen von tropischen SSTs (J, links), extratropischen SSTs (K, Mitte) und SICs (L, rechts), 200 – 0,1 hPa, $90^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{N}$ in DJF (oben) und JJA (unten), statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

teren Stratosphäre in beiden Hemisphären und allen Jahreszeiten. Diese ist konsistent mit KODAMA und IWASAKI [2009], die eine verringerte troposphärische Wellenaktivität und eine Reduktion von Ψ durch eine alleinige Erhöhung der extratropischen SSTs zeigen. In JJA setzt sich dieses Signal in den mittleren Breiten der NH nach oben hin fort, in den hohen Breiten findet eine leichte Verstärkung statt (Abbildung 5.43, Mitte).

Die Abbildung 5.44 verdeutlicht anhand von F_1^{trop} den großen Anteil der tropischen SSTs (hellblau) an der zukünftigen BDC-Änderung. Im Winter der NH ist nahezu der gesamte SST-Effekt (blau) in der unteren und mittleren Stratosphäre auf Änderungen in den tropischen SSTs zurückzuführen. Änderungen in den extratropischen SSTs (grün) tragen nur in der oberen Stratosphäre zur Beschleunigung der BDC bei. In den Übergangsjahreszeiten und in JJA wirken die Änderungen in den extratropischen SSTs dem Signal durch die tropischen SST-Änderungen entgegen, sodass der SST-Effekt leicht verringert ist. In JJA und SON führen tropische und extratropische SSTs in der oberen Stratosphäre gleichermaßen zur Beschleunigung der BDC, wohingegen in MAM der Einfluss der tropischen SSTs den gesamten SST-Effekt bestimmt. An dieser Stelle sei vor einer Überinterpretation des extratropischen SST-Signals, berechnet aus der Differenz des SST-Effekts und der alleinigen tropischen SST-

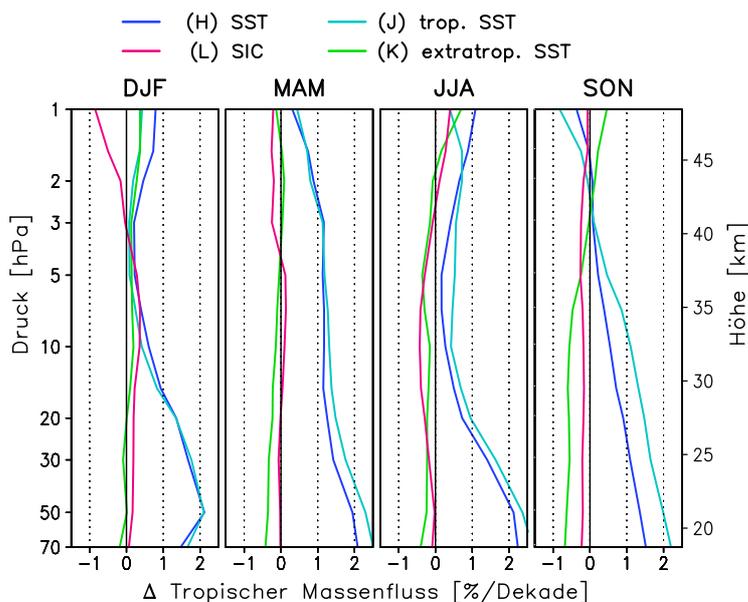


Abbildung 5.44: Höhenprofile der Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ für die Zukunftsänderungen von SSTs/SICs (H, blau), tropischen SSTs (J, hellblau), extratropischen SSTs (K, grün) und SICs (L, pink), alle Jahreszeiten [%/Dezade], 70 – 1 hPa.

Störung, gewarnt. Trotz der vorgenommenen Glättung am Übergang zu den Extratropen, können künstliche Gradienten in den mittleren Breiten auftreten, welche zu einer Verstärkung des Signals einer alleinigen tropischen SST- gegenüber einer globalen SST-Änderung führen (vgl. GARNY ET AL. [2011a]) und so ein zusätzliches extratropisches SST-Signal induzieren. Die gute Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit früheren Studien zum alleinigen Einfluss extratropischer SSTs (u. a. KODAMA und IWASAKI [2009]) stimmt allerdings zuversichtlich, dass dieser Effekt relativ klein ist. Es bleibt festzuhalten, dass insbesondere im Winter der NH die tropischen SSTs den größten Teil des SST-Effekts erklären und somit hauptsächlich zur Beschleunigung der BDC in der unteren und mittleren Stratosphäre beitragen und zusätzlich auch in größeren Höhen nicht zu vernachlässigen sind.

5.3.6 Der Einfluss einer Störung des Meereises in der Arktis und der Antarktis

Das Meereis in den nördlichen und südlichen Polarregionen unserer Erde ist eine wichtige Größe im Klimasystem. Die Verringerung desselben, insbesondere in der Arktis, hat am Erdboden und in der darüberliegenden Troposphäre deutliche Auswirkungen und zudem einen Einfluss auf die Stratosphäre (vgl. Abschnitt 2.4.10). Die Simulation SENSIC dient der Untersuchung der Auswirkungen einer drastischen Verringerung der SICs in der Arktis und der Antarktis (vgl. Abbildung 3.6) auf die stratosphärische Zirkulation.

Die Abbildung 5.45 zeigt die kurzweilige Rückstreuung (links) sowie die langweilige Ausstrahlung (rechts) am Erdboden für die Referenzsimulation 2000 (schwarz) und das Sensitivitätsexperiment SENSIC (pink) mit stark reduzierten SICs, jeweils gemittelt über den Breitenbereich $60^{\circ} - 90^{\circ}\text{N}$. Im kurzwelligen Spektralbereich ist vom Frühjahr bis in den Herbst die Rückstreuung durch die hellere, eisbedeckte Oberfläche der Nordpolarregion in der Referenzsimulation gegenüber der Simulation SENSIC erhöht. In der Simulation SENSIC ist das ur-

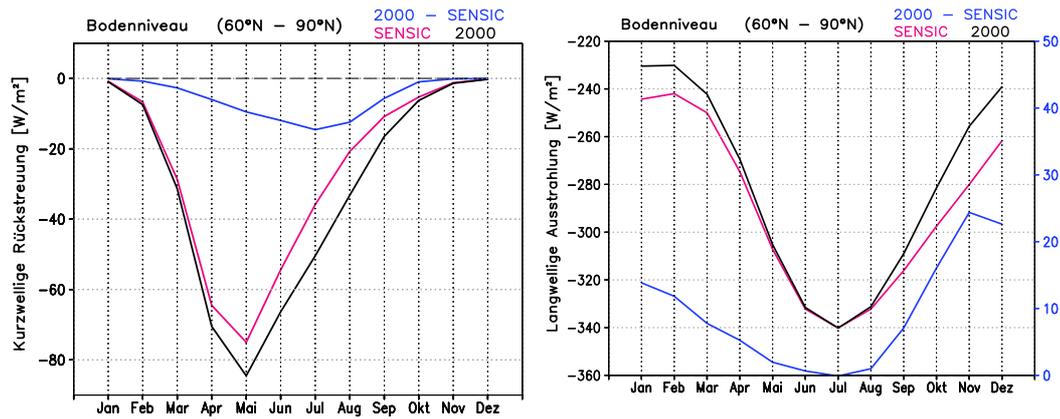


Abbildung 5.45: Mittlerer Jahresgang der kurzwelligen Rückstreuung (links) und der langwelligen Ausstrahlung (rechts) vom Erdboden [Wm^{-2}] für die Simulationen 2000 (schwarz) und SENSIC (pink), sowie die Differenz 2000 – SENSIC (blau), gemittelt über $60^{\circ} - 90^{\circ}N$. Beachte rechte Achse für die Differenz.

sprüngleiche Eis vermehrt durch dunkle, offene Wasserflächen ersetzt, welche eine geringere Albedo aufweisen und zu einer verringerten Rückstreuung führen, sodass sich die eisfreie Oberfläche stärker erwärmt. Da im Sommer die höchste solare Einstrahlung die Polarregionen erreicht, sind die größten Unterschiede in der kurzwelligen Rückstreuung zwischen den beiden Simulationen mit bis zu $14,5 Wm^{-2}$ im Juli zu finden. In der Polarnacht fällt keine solare Strahlung ein, sodass die kurzwellige Rückstreuung auf null zurückgeht. Demgegenüber weist die langwellige Ausstrahlung im Winterhalbjahr die größten Änderungen auf. Die langwellige Ausstrahlung ist stark temperaturabhängig und für die Simulation SENSIC im November um bis zu $24,5 Wm^{-2}$ erhöht. Trotz der stärksten Änderungen in der Eisbedeckung im September treten die größten Änderungen in der langwelligen Ausstrahlung im Nordwinter auf, sodass auch der stärkste Temperatureffekt zeitversetzt in diesen Zeitraum fällt.

Die EMAC-Ergebnisse stimmen mit CAI ET AL. [2012] überein, die in vergleichbaren Simulationen (vgl. Abschnitt 2.4.10) maximale Änderungen der kurzwelligen Rückstreuung im Juli und der langwellige Ausstrahlung im November zeigen. In der Troposphäre simuliert EMAC eine deutliche Erwärmung in den hohen Breiten der NH (Abbildung 5.41, rechts). Maximale Temperaturdifferenzen zwischen den Simulationen SENSIC und 2000 von lokal bis zu 12 K treten in DJF auf (nicht gezeigt). CAI ET AL. [2012] führen einen über die Arktis gemittelten troposphärischen Temperaturanstieg von bis zu 7 K im Winter auf Änderungen in der langwelligen Ausstrahlung zurück. Signifikante Temperatursignale in der Stratosphäre treten in EMAC nur im Herbst und Nordwinter auf, in CAI ET AL. [2012] ausschließlich im November. In EMAC bewirkt die Meereisabnahme eine Abkühlung der Stratosphäre oberhalb der Meereisanomalie in den hohen nördlichen Breiten, welche eine direkte Strahlungsantwort auf die verstärkte Absorption von solarer Strahlung in der Troposphäre und die zunehmende langwellige Ausstrahlung von der Erdoberfläche darstellt. Zudem zeigt sich eine Erwärmung der tropischen Stratopausenregion und eine Abkühlung der tropischen Mesosphäre, sowie eine leichte Abkühlung der Tropopausenregion in der SH (Abbildung 5.41, rechts). Die Erwärmung der troposphärischen Luftsäule oberhalb der Eisanomalie bewirkt eine Ausdehnung der Luftsäule und damit eine signifikante Erhöhung des Geopotentials in der Troposphäre in den hohen Breiten (Abbildung 5.46, oben). Diese ist im Herbst und Winter in der NH besonders

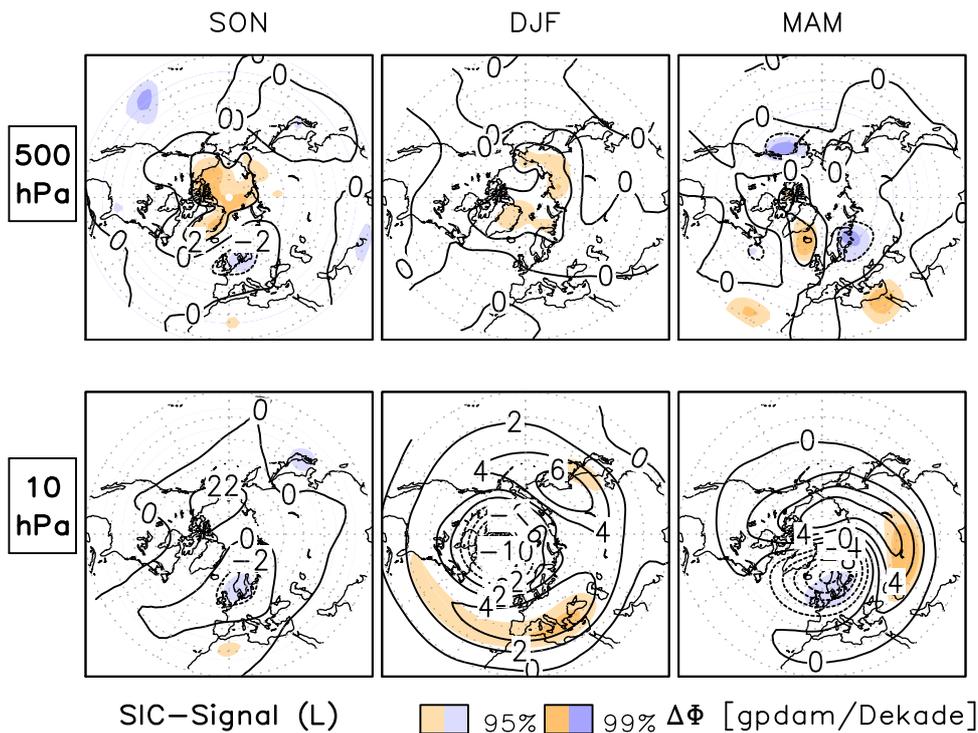


Abbildung 5.46: Polarstereographische Projektionen der Änderungen in der Geopotentiellen Höhe [gpdam / Dekade] durch eine zukünftige SIC-Änderung (L), für die NH in 500 hPa (oben) und 10 hPa (unten), $20^{\circ} - 90^{\circ}\text{N}$. Von links nach rechts: SON, DJF und MAM, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

deutlich, in JJA sind die Temperaturänderungen geringer und das Signal im Geopotential ist abgeschwächt (nicht gezeigt). In SON und zum Teil in MAM zeigt sich in den mittleren Breiten eine leichte Abnahme des Geopotentials. Dieses Dipolmuster stimmt mit einer Verstärkung der negativen Phase der Nordatlantischen Oszillation (NAO) überein. Eine negativere NAO-Phase finden auch SEIERSTAD und BADER [2009] in einer Studie zum Einfluss einer starken Reduktion des arktischen Meereises auf die troposphärischen Zirkulationssysteme, wobei die stärkste Änderung im NAO-Muster in ihrer Studie im März auftritt. In der mittleren und oberen Stratosphäre kehrt sich das Signal in EMAC in beiden Hemisphären um, sodass eine signifikante Abnahme des Geopotentials über dem Pol bei gleichzeitiger Zunahme in den mittleren Breiten simuliert wird. Für DJF ist die Geopotentialabnahme am Pol konsistent mit einer Verstärkung des Polarwirbels verbunden mit einer verstärkten Abkühlung der Stratosphäre (Abbildung 5.41, rechts). Allerdings ist dieses stratosphärische Dipolmuster nur im Frühjahr in der NH gleichzeitig in den hohen und den mittleren Breiten signifikant (Abbildung 5.46, unten). Die Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind sind in der Tropo- und in großen Teilen der Stratosphäre gering und nicht signifikant (Abbildung 5.42, rechts). In der Troposphäre zeigt sich eine leichte Verschiebung des nordhemisphärischen Subtropenstrahlstroms in äquatorialer Richtung, was eine leichte Verschiebung der TLs zur Folge hat (Tabelle 5.9). Die Verschiebung des Subtropenstrahlstroms ist konsistent mit der Studie von ORSOLINI ET AL. [2012] zum extremen arktischen Meereisverlust im Jahr 2007. In der EMAC-Simulation ist diese Verschiebung im Gegensatz zu ORSOLINI ET AL. [2012] we-

der in den Einzelmonaten noch im saisonalen Mittel mit einer signifikanten Verstärkung des Subtropenstrahlstroms verbunden. Dagegen bewirkt die vorgeschriebene Meereisanomalie in der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre eine leichte Verstärkung des nordhemisphärischen Polarnachtstrahlstroms in EMAC. Zudem treten in den Tropen leichte Änderungen in der SAO auf. Die resultierenden dynamischen Änderungen sind anhand der residualen Massenstromfunktion in der Abbildung 5.43 (rechts) gezeigt. Die Änderungen sind überwiegend auf die NH beschränkt. In DJF kommt es in der mittleren Stratosphäre zu einer leichten Verstärkung des Massentransports in den niederen und einer Abschwächung in den hohen Breiten, sowie einer Abschwächung in der oberen Strato- und der Mesosphäre. In JJA ist der residuale Massentransport in den hohen nördlichen Breiten leicht verstärkt. Entsprechend der Änderungen von Ψ zeigt sich in DJF (und MAM) eine leichte Verstärkung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in rund 40 km Höhe bei gleichzeitiger Abschwächung darüber (pink in der Abbildung 5.44). Im Südwinter kehren sich die Signale mit der Höhe um. In SON nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ im gesamten stratosphärischen Höhenbereich ab (Abbildung 5.44, rechts).

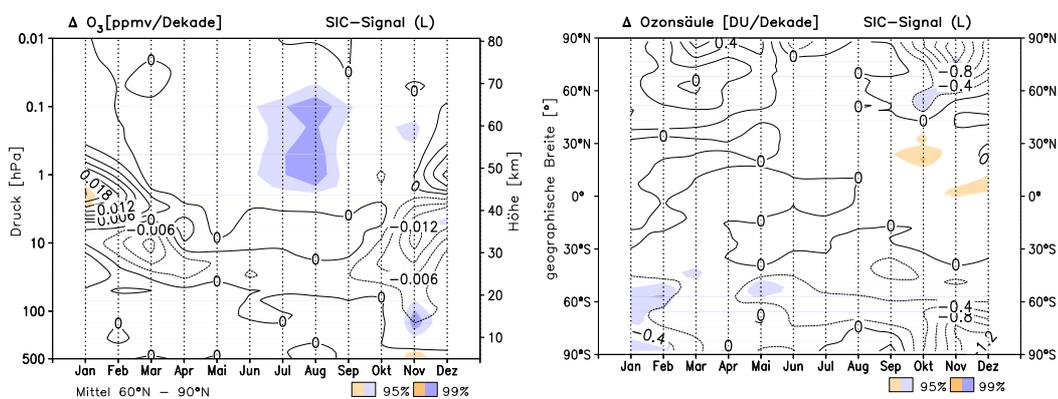


Abbildung 5.47: Mittlerer Jahresgang der Änderungen im Ozon-Mischungsverhältnis [ppmv/Dekade] gemittelt über 60°N – 90°N, 500 – 0,01 hPa (links) und der Totalozonsäule [DU/Dekade], 90°S – 90°N (rechts) für die Differenz der Simulationen SENSIC und 2000, Konturlinien zeigen 0,003er (links) bzw. 0,2er Abstände (rechts), statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

Übereinstimmend mit früheren Studien zeigt EMAC im nordhemisphärischen Winter den größten Einfluss einer SIC-Reduktion auf die Tropo- [SINGARAYER ET AL., 2006; FRANCIS ET AL., 2009; ORSOLINI ET AL., 2012] und die Stratosphäre [CAI ET AL., 2012]. Die strahlungsbedingte Abkühlung der oberen Stratosphäre in den hohen nördlichen Breiten führt zu einer Stabilisierung der Region und damit zu einem verringerten Massentransport (Abbildung 5.43, oben, rechts). SCINOCCA ET AL. [2009] zeigten mithilfe eines gekoppelten AOGCMs einen Zusammenhang zwischen einem stärkeren Polarwirbel und einer Verringerung der Ozonsäule und des Ozon-Mischungsverhältnisses im nachfolgenden Frühjahr (vgl. Abschnitt 2.4.10). Für EMAC zeigt die Abbildung 5.47 die Unterschiede im Ozon-Mischungsverhältnis gemittelt über den Breitenbereich von 60 – 90°N (links) und der Totalozonsäule (rechts) für die Differenz der Simulationen SENSIC und 2000 im Jahresverlauf. Im Winter und Frühjahr nimmt das Ozon-Mischungsverhältnis in der unteren und mittleren Stratosphäre ab und in der oberen zu. Die stärkste Abnahme von 0,012 ppmv/Dekade erfolgt im November in ~10 hPa. Die maximale Zunahme beträgt 0,018 ppmv/Dekade im Januar in 1 hPa. Vergli-

chen mit den Zukunftsänderungen (Abbildungen 5.14 und 5.15, jeweils rechts) sind die Ozonänderungen durch eine alleinige SIC-Reduktion gering und nur im November bzw. Januar signifikant (Abbildung 5.47, links). Die Totalozonsäule nimmt in der NH nur im Frühwinter signifikant ab (Abbildung 5.47, rechts). Analog zu CAI ET AL. [2012] wird auch mit EMAC das Ozonänderungssignal entsprechend SCINOCCA ET AL. [2009] reproduziert, allerdings ist dieses in E39C-A und EMAC nicht signifikant. Die Unterschiede liegen möglicherweise im Vorschreiben der SSTs und SICs begründet, welche in SCINOCCA ET AL. [2009] aufgrund der interaktiven Ozeankopplung nicht notwendig sind (vgl. auch CAI ET AL. [2012]). In den Abschnitten 4.3 und 4.4.2 wurde im Vergleich mit der transienten REF-B1-Simulation und ERA-Interim Reanalysen gezeigt, dass die Referenzsimulation 2000 die BDC unter den Bedingungen des Jahres 2000 gut wiedergibt. Übereinstimmend mit SCINOCCA ET AL. [2009] erfasst EMAC eine leichte Abschwächung der BDC in der oberen Stratosphäre, verbunden mit einer Verstärkung des Polarnachtstrahlstroms infolge der alleinigen Meereisreduktion.

5.4 Zusammenfassung zum Einfluss von GHGs, ODS, SSTs/SICs auf die BDC für die Vergangenheit und die Zukunft

Zwischen 1960 und 2000 werden mit EMAC folgende Änderungen in der Temperatur und der Dynamik simuliert:

- Ansteigende Konzentrationen von GHGs und ODS führen zu einer Abkühlung der Stratosphäre. Der Temperatureffekt durch die Ozonabnahme infolge der ansteigenden ODS-Konzentrationen ist im Bereich der Sommerstratopause maximal und erklärt sich durch die verringerte Absorption von kurzwelliger solarer Strahlung. Die stratosphärische Abkühlung durch den Anstieg der GHG-Konzentrationen ist relativ homogen und bedingt durch deren Verstärkung der langwelligen Ausstrahlung. Beide Einflussfaktoren wirken gleichgerichtet auf das Temperatursignal, wenn auch aus unterschiedlichen Gründen. Ein signifikantes dynamisches Signal in Form einer Abschwächung des winterlichen Polarnachtstrahlstroms wird in EMAC nur unter Berücksichtigung ansteigender ODS- und GHG-Konzentrationen simuliert.
- Für 2000 – 1960 simuliert EMAC eine Verstärkung der BDC in der unteren und mittleren Stratosphäre. In DJF ist diese Intensivierung zu annähernd gleichen Teilen auf den anthropogen verstärkten Treibhausgaseneffekt (Änderungen in GHGs & SSTs/SICs) und die dynamischen Auswirkungen der zunehmenden ODS-Konzentrationen zurückzuführen. Dabei initiieren die ODS eine Verstärkung der BDC in der SH, wohingegen die GHG-Zunahme mit signifikanten Änderungen in der NH in Verbindung steht. In allen Jahreszeiten führen GHG- und ODS-Änderungen zu einer Verstärkung des unteren Astes der BDC. In JJA wirkt der GHG-Anstieg der BDC-Verstärkung entgegen.
- In der oberen Stratosphäre bewirken ansteigende GHG-Konzentrationen eine Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$. Im Sommer und Winter wirken die dynamischen Änderungen durch die zunehmenden ODS-Konzentrationen dem entgegen und verursachen eine Abschwächung desselben im Gesamtsignal zwischen 1960 und 2000. Somit schwächt sich der obere Ast der BDC leicht ab. In den Übergangsjahreszeiten ist auch dieser verstärkt.

Für die Zukunft wird mit EMAC eine troposphärische Erwärmung und eine stratosphärische Abkühlung, verbunden mit einer Intensivierung der BDC für alle Jahreszeiten prognostiziert,

welche sich über den gesamten Stratosphärenbereich erstreckt. Die Aufteilung der Anteile der externen Einflussfaktoren am Gesamtsignal liefert folgende Ergebnisse:

- Der anthropogen verstärkte Treibhausgaseffekt ist hauptverantwortlich für die prognostizierten Zukunftsänderungen der BDC, wohingegen ODS nur geringfügig beitragen.
- In der unteren Stratosphäre führt der SST-Effekt zu einer Verstärkung der Temperaturgradienten zwischen den Tropen und den Extratropen und somit zu einer Intensivierung der subtropischen Strahlströme. Der residuale Massentransport nimmt zu. Diese Signale sind annähernd vollständig auf Änderungen in den tropischen SSTs zurückzuführen. Änderungen in den extratropischen SSTs wirken dem Signal durch tropische SSTs in der unteren Stratosphäre entgegen, in der oberen verstärken sie dasselbe.
- Der GHG-Effekt bewirkt eine relativ homogene stratosphärische Abkühlung um bis zu 0,8 K/Dekade in der oberen Stratosphäre bis zum Ende des 21. Jahrhunderts. Zudem wird eine leichte Verschiebung der subtropischen Strahlströme äquatorwärts simuliert, welche eine Verkleinerung der tropischen Aufstiegsregion nach sich zieht. In EMAC nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ infolge des GHG-Effekts trotz verkleinertem Aufstiegsbereich zu und trägt in der oberen Stratosphäre in DJF und JJA etwa die Hälfte des Zukunftssignals.
- Der zweite Anteil an der BDC-Verstärkung in der oberen Stratosphäre entfällt auf den SST-Effekt, wobei neben den tropischen auch die extratropischen SSTs entscheidend zu den Zirkulationsänderungen oberhalb von rund 40 km Höhe beitragen.
- Anders als für die Vergangenheit ist der Anteil der ODS an den Zukunftsänderungen der BDC gering. Die abnehmenden ODS-Konzentrationen und die damit verbundene Ozonzunahme führen zu einer Erwärmung der südhemisphärischen UTLS-Region und einer Verschiebung äquatorwärts insbesondere des südhemisphärischen Subtropenstrahlstroms. Auf der SH resultiert eine leichte Abschwächung der BDC.
- Die Untersuchung der Auswirkungen des Treibhausgaseffekts auf die BDC von 2000 bis 2045 und von 2045 bis 2095 ergab unterschiedliche Signale in Abhängigkeit von der Jahreszeit. Während im nordhemisphärischen Winter die stärkste Intensivierung der BDC für den ersten Zukunftszeitraum auftritt, ist die Änderung in den anderen Jahreszeiten insbesondere in der unteren Stratosphäre im zweiten Zeitraum verstärkt.
- Für den alleinigen Einfluss stark reduzierter SICs simuliert EMAC neben direkten Strahlungseffekten geringe Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, verbunden mit einer leichten Zunahme in der unteren und einer leichten Abnahme in der oberen Stratosphäre in DJF.

Die Abbildung 5.48 zeigt eine Zusammenfassung der BDC-Änderungen im Jahresmittel für die Vergangenheit (links) und die Zukunft (rechts), jeweils separiert nach den Anteilen der verschiedenen externen Einflussfaktoren.

Deutlich für beide Zeiträume erkennbar, ist eine Separierung der BDC-Änderungen in Signale in der unteren und mittleren gegenüber der oberen Stratosphäre mit verringerten Änderungen im Höhenbereich zwischen 30 und 40 km. Wie diese Zweiteilung zustande kommt, bleibt nachfolgend zu klären. In der unteren Stratosphäre beträgt die Intensivierung rund 1,2 %/Dekade zwischen 1960 und 2000 und rund 2 %/Dekade zwischen 2000 und 2095 (jeweils schwarz). Dieser Zukunftstrend stimmt mit den mittleren Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in 70 hPa aus sechs in der Studie von BUTCHART ET AL. [2010] analysierten CCMVal-Modellen überein. In

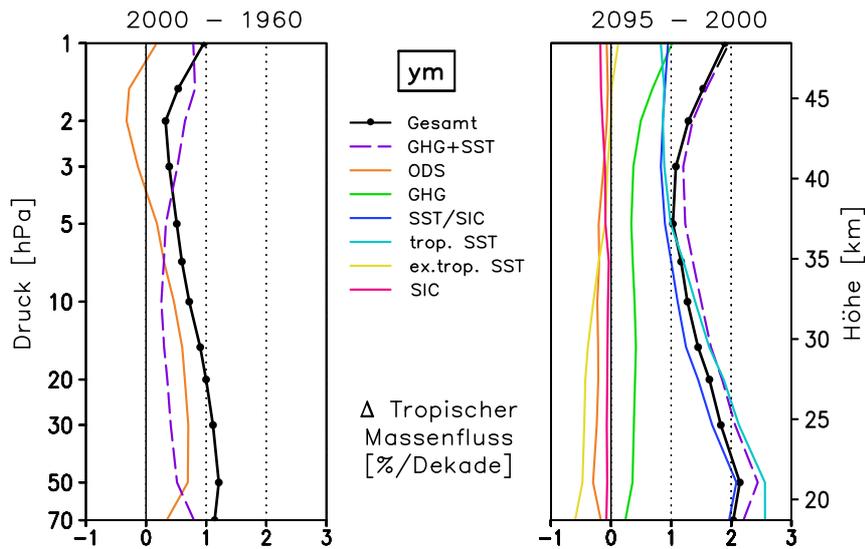


Abbildung 5.48: Höhenprofil der Änderungen von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ für 2000 – 1960 (links) und 2095 – 2000 (rechts) [%/Dezade], 70 – 1 hPa im Jahresmittel.

der oberen Stratosphäre zeigt sich für die Vergangenheit eine deutlich verringerte Zunahme von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ (schwarz in Abbildung 5.48, links). Dieses Signal ist durch die zunehmenden ODS (orange) zu begründen, welche einen entscheidenden Anteil an den BDC-Änderungen in der Vergangenheit haben. Übereinstimmend mit früheren Studien [OMAN ET AL., 2009] kann die BDC-Entwicklung in der Vergangenheit auch in der unteren und mittleren Stratosphäre nur unter Berücksichtigung der ODS korrekt simuliert werden. In Übereinstimmung mit RIND ET AL. [2009] bewirkt die Ausbildung des südhemisphärischen Ozonlochs eine Verstärkung der BDC auf der SH bei gleichzeitiger Abschwächung derselben auf der NH. In der unteren Stratosphäre dominiert das SH Verstärkungssignal, sodass die Änderungen von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ durch ODS positiv sind.

Für den Zukunftszeitraum simuliert EMAC dagegen eine deutliche Zunahme in der oberen Stratosphäre (schwarz in Abbildung 5.48, rechts), welche durch den Treibhausgaseneffekt (violett, gestrichelt) hervorgerufen wird. Die ODS-Änderungen (orange) führen zu gegenüber 2000 – 1960 entgegengesetzten Änderungen, allerdings in deutlich schwächerer Ausprägung. Somit ist auch für die zukünftige Ozonerholung eine interhemisphärische Kopplung zu verzeichnen mit einer Verstärkung der BDC auf der NH und einer Abschwächung auf der SH. Für den Zukunftszeitraum sind die Änderungen durch ODS allerdings weitgehend nicht signifikant. Somit spielen für 2095 – 2000 ODS-Änderungen im Gegensatz zur Vergangenheit nur eine untergeordnete Rolle. Auch der Einfluss der zukünftigen SIC-Störung (pink) ist im Jahresmittel zu vernachlässigen. Der Strahlungseffekt der Treibhausgase (grün) und das in den vorgeschriebenen SSTs enthaltene Treibhausgassignal (blau) tragen in der oberen Stratosphäre zu annähernd gleichen Teilen zur zukünftigen Verstärkung der BDC bei. In der unteren und der mittleren Stratosphäre bewirkt der SST-Effekt und dabei insbesondere der Einfluss der tropischen SSTs (hellblau) die Zunahme von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$. Die herausragende Bedeutung der tropischen SSTs für die zukünftige Entwicklung der BDC in der unteren und der mittleren Stratosphäre wurde bereits in OMAN ET AL. [2009] und GARNY ET AL. [2011a] gezeigt. Extratropische SSTs (gelb) wirken der Verstärkung von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ entgegen, konsistent mit einer

alleinigen Änderung in den extratropischen SSTs um 3 K in KODAMA und IWASAKI [2009]. Einen hochreichenderen Einfluss von SSTs bzw. troposphärischen GHG-Änderungen zeigten u. a. FOMICHEV ET AL. [2007] und SIGMOND ET AL. [2004]. Der hier gezeigte Einfluss der SSTs auf die SAO ist in der Studie von FOMICHEV ET AL. [2007] wieder zu finden. In dieser Arbeit wird die Bedeutung des SST-Effekts für die BDC-Änderungen in der mittleren und der oberen Stratosphäre hervorgehoben. In der oberen Stratosphäre führen die vorgeschriebenen Änderungen in den tropischen SSTs zu einem Anstieg im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss um rund 1 %/Dekade, die extratropischen SSTs tragen zur Verstärkung bei, sind aber von untergeordneter Bedeutung. Mit einem annähernd gleich großen Beitrag durch den Strahlungseffekt der Treibhausgase ist die gesamte zukünftige Änderung von 2 %/Dekade in der oberen Stratosphäre somit zu gleichen Teilen durch den GHG- und den SST-Effekt bestimmt. Die große Bedeutung der Erhöhung der tropischen SSTs bis in die obere Strato- und die untere Mesosphäre ist ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit.

Im vorliegenden Kapitel wurden die Änderungen der BDC analysiert. Mit den Ursachen für die BDC-Änderungen beschäftigt sich das Kapitel 6. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der Erklärung der Änderungssignale durch die Änderungen im Wellenantrieb der BDC für das Gesamtsignal und anhand der externen Einflussfaktoren.

Kapitel 6

Die Ursachen für die Änderungen der Brewer-Dobson Zirkulation

In Kapitel 5 wurden die Änderungen von Temperatur und Dynamik mit dem Klimawandel dargestellt. Der Gegenstand dieses Kapitels ist die Untersuchung der Ursachen für die zuvor beschriebenen Änderungen der BDC. Während Modellsimulationen weitgehend übereinstimmend eine Verstärkung der BDC in der Zukunft zeigen (u. a. BUTCHART und SCAIFE [2001]; BUTCHART ET AL. [2006, 2010]; AUSTIN und LI [2006]; GARCIA und RANDEL [2008]; LI ET AL. [2008]; MCLANDRESS und SHEPHERD [2009]; OMAN ET AL. [2009]; GARCIA ET AL. [2011]), besteht wenig Konsens bzgl. der Ursachen (vgl. Abschnitt 2.4.10). Somit stellt die Untersuchung der Ursachen für Änderungen in der stratosphärischen Meridionalzirkulation im Rahmen dieser Arbeit einen wichtigen Beitrag zur aktuellen Forschung dar. Eine derartige Separierung des Einflusses der verschiedenen externen Faktoren auf die Wellenausbreitung von der Tropo- bis in die Mesosphäre sowie die Änderung von Mischungsprozessen wurde bislang nicht gezeigt.

- Die Residualzirkulation (RC) wird durch atmosphärische Wellen verschiedener zeitlicher und räumlicher Skalen angetrieben, welche teilweise vom Modell aufgelöst werden und zum Teil parametrisiert werden müssen (vgl. Abschnitte 3.1.1 und 3.4). Atmosphärische Wellen breiten sich von der Tropo- in die Stratosphäre aus und beeinflussen die stratosphärische Zirkulation, wenn sie brechen und ihren Impuls an den Grundstrom abgeben (vgl. Abschnitt 2.4.3). Änderungen in der RC stehen somit zum Einen in Zusammenhang mit einer veränderten Wellenanregung in der Troposphäre und zum Anderen mit einem veränderten Ausbreitungsverhalten atmosphärischer Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre aufgrund von sich ändernden atmosphärischen Bedingungen. Die Änderungen in der Wellenanregung und -ausbreitung der explizit in EMAC aufgelösten Wellen werden anhand der Änderungen in den EP-Fluss-Größen und dem Brechungsindex in den Abschnitten 6.1 und 6.2 analysiert.
- Mithilfe des DC-Prinzips (vgl. Abschnitt 2.4.6) wurde in den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.4 der Anteil der verschiedenen (aufgelösten und parametrisierten) Wellen an der residualen Massenstromfunktion und dem aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss für die Referenzsimulation gezeigt. Im Abschnitt 6.3 werden Änderungen von Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ anhand von DC-Berechnungen untersucht. Somit ist eine Abschätzung des Anteils der verschiedenen Wellenarten an den simulierten BDC-Änderungen möglich.
- Im Abschnitt 2.4.8 wurde erläutert, dass die BDC eine Kombination aus einer langsamen RC und deutlich schneller ablaufenden Mischungsprozessen darstellt. Mithilfe des

mittleren Alters der stratosphärischen Luft (AoA) finden beide Anteile der BDC Berücksichtigung. Im Abschnitt 4.1.7 wurden das mittlere AoA und das Altersspektrum für die Referenzsimulation 2000 gezeigt und im Abschnitt 4.4.1 anhand von Beobachtungen evaluiert. Im Abschnitt 6.4 werden Änderungen im mittleren AoA und im Altersspektrum untersucht und für die Interpretation von BDC-Änderungen unter Berücksichtigung von RC und Mischungsprozessen herangezogen.

Die Untersuchung von Wellenanregung, -ausbreitung und -dissipation (Abschnitt 6.1), sowie den Anteilen der verschiedenen Wellenarten an den RC-Änderungen (Abschnitt 6.3) und dem Einfluss von Mischungsprozessen (Abschnitt 6.4) erfolgt für die Vergangenheit und die Zukunft (Tabelle 5.1), sowie die Signale der externen Einflussgrößen (Tabelle 5.5). Die Unterteilung der Abschnitte folgt weitgehend dem Kapitel 5 und die Änderungen beziehen sich, wenn nicht anders angegeben, ebenfalls auf eine Dekade. Die Untersuchungen beziehen sich überwiegend auf den Winter der NH (DJF), für welchen neben der stärksten Ausprägung der BDC (vgl. Abschnitt 4.1.4) auch starke Änderungen gezeigt wurden (vgl. Abschnitt 5.2). Diese Jahreszeit eignet sich zudem, da die für die Anwendung des DC-Prinzips notwendigen Bedingungen in guter Näherung erfüllt sind (vgl. Abschnitt 2.4.6).

6.1 Die Änderungen in der Anregung und Ausbreitung von Wellen

Im Kapitel 2.4 wurde die BDC als wellengetriebene stratosphärische Meridionalzirkulation eingeführt. Somit versteht es sich von selbst, dass BDC-Änderungen in erster Linie mit Änderungen im Wellenantrieb in Verbindung gebracht werden können. Zunächst werden mithilfe der EP-Flussgrößen Änderungen in der Anregung und Dissipation atmosphärischer Wellen (Divergenz bzw. Konvergenz) sowie der Ausbreitung in EMAC aufgelöster Wellen in die Stratosphäre (Richtung der EP-Flussvektoren) gezeigt. Dies erfolgt unter Berücksichtigung der räumlichen und zeitlichen Skalen atmosphärischer Wellen. Für die parametrisierten Schwerewellen sind die Änderungen in den Antriebstermen angegeben.

6.1.1 Die Änderungen in der Wellenanregung und -ausbreitung in Vergangenheit und Zukunft

Die Abbildung 6.1 zeigt die Änderungen in der Eliassen-Palm-Flussdivergenz und den zugehörigen Vektoren für die Vergangenheit und die Zukunft im Winter der NH (DJF) entsprechend der Tabelle 5.1. Statistisch signifikante Änderungen der EP-Flussdivergenz sind farbschraffiert. Die größten Änderungssignale in den EP-Flussvektoren treten in der Winterhemisphäre auf. Für die Differenz der Simulationen 2000 und 1865 (Abbildung 6.1, links) sind die Änderungen in EP-Flussdivergenz und -vektoren klein. In der unteren Troposphäre zeigt sich eine leichte Abnahme der Wellenanregung. Demgegenüber ist das Konvergenzsignal in der mittleren und der oberen Troposphäre in den niederen Breiten positiv. In den niederen Breiten der NH und der SH nimmt die Ausbreitung von Wellen in die mittlere und obere Stratosphäre zu, in den hohen Breiten der NH dagegen ab. In der unteren Mesosphäre zeigt sich ein leicht verstärktes Konvergenzsignal verbunden mit einer geringfügig stärkeren Wellenausbreitung aus den niederen in die hohen Breiten in der Gegenwart.

Die Änderungssignale für die jüngere Vergangenheit in Zusammenhang mit der anthropogenen Ozonzerstörung (2000 – 1960, Abbildung 6.1, Mitte) sind deutlich stärker, allerdings größtenteils nicht signifikant. Die starke Ozonabnahme bei gleichzeitigem Anstieg der GHGs

seit 1960 führt zu einer verringerten Dissipation von Wellen in den hohen Breiten, erkennbar an einer schwachen Divergenz im Bereich der Stratopause. Dieses Signal ist Ausdruck für eine verstärkte Konvergenz und somit eine stärkere Dissipation von Wellen in 1960 gegenüber 2000. Das Divergenzsignal in den mittleren Breiten der mittleren Troposphäre deutet auf eine verstärkte Wellenanregung in 1960 hin. Die Wellenausbreitung ändert sich v. a. in den niederen Breiten und betrifft kaum die Ausbreitung von der Tropo- in die Stratosphäre. In Zusammenhang mit intern in der Mesosphäre generierten Wellen tritt im Bereich von rund 55 km Höhe in den mittleren Breiten der NH eine verstärkte Konvergenz auf.

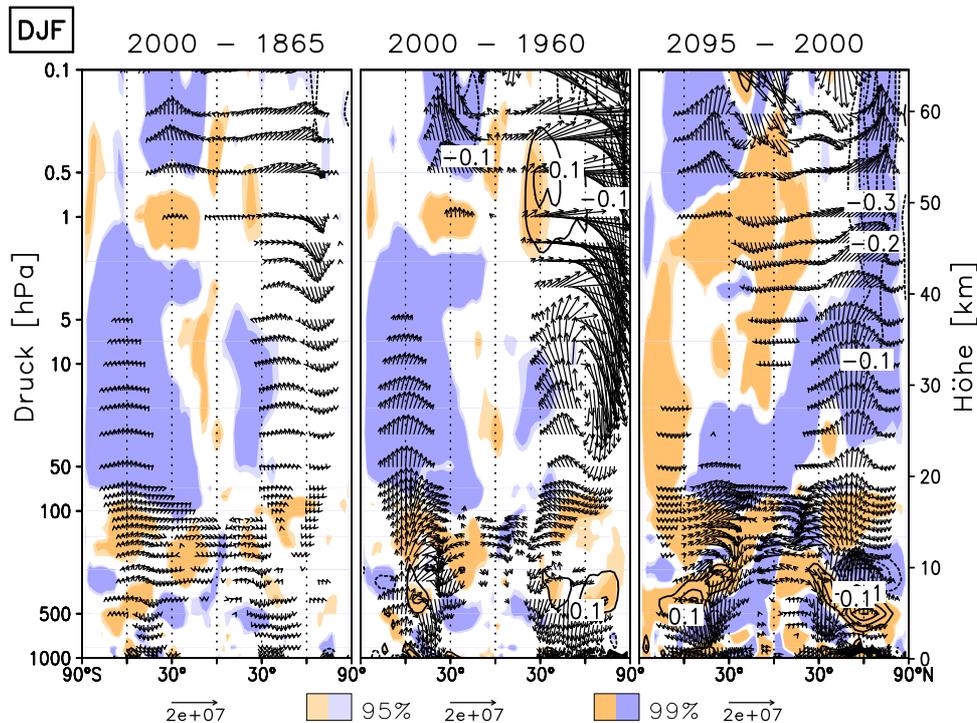


Abbildung 6.1: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$], 2000 – 1865 (links), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (rechts), 1000 – 0,1 hPa, $90^\circ\text{S} - 90^\circ\text{N}$, DJF. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: $0,1 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

Für die Zukunft (Abbildung 6.1, rechts) werden starke Änderungen in der troposphärischen Wellenanregung sowie im strato- und mesosphärischen Wellenantrieb simuliert. Die in der Zukunft erhöhte Divergenz in den mittleren Breiten der Troposphäre signalisiert eine verstärkte Anregung von Wellen. Zudem deutet das Signal einer positiven mit darüberliegender negativer Divergenzänderung in der Tropo- und der unteren Stratosphäre auf eine Verschiebung der Region verstärkter Wellendissipation hin. Die um bis zu $0,3 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$ verstärkte EP-Flusskonvergenz oberhalb von 30 km Höhe in den mittleren und den hohen Breiten ist auf eine stärkere Wellendissipation in 2095 gegenüber 2000 zurückzuführen.

Die Abbildung 6.2 beantwortet die Frage, welche Wellenanteile (vgl. Abschnitt 3.4 für die Definition) die nordhemisphärischen Änderungen in der Tropo- und der Stratosphäre in der Abbildung 6.1 hervorrufen. Gezeigt sind die Änderungen in den EP-Flussvektoren und der

-divergenz für die NH in Abhängigkeit von zeitlichen (stationär und transient, erste und zweite Spalte) und räumlichen (planetar und synoptisch, dritte und vierte Spalte) Skalen aufgelöster Wellen, jeweils für die Differenz der Simulationen 2000 – 1865 (oben), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (unten). Entsprechend der Definition der einzelnen Wellenanteile ergeben jeweils stationäre und transiente, sowie planetare und synoptische Wellen das Gesamtsignal in der Abbildung 6.1.

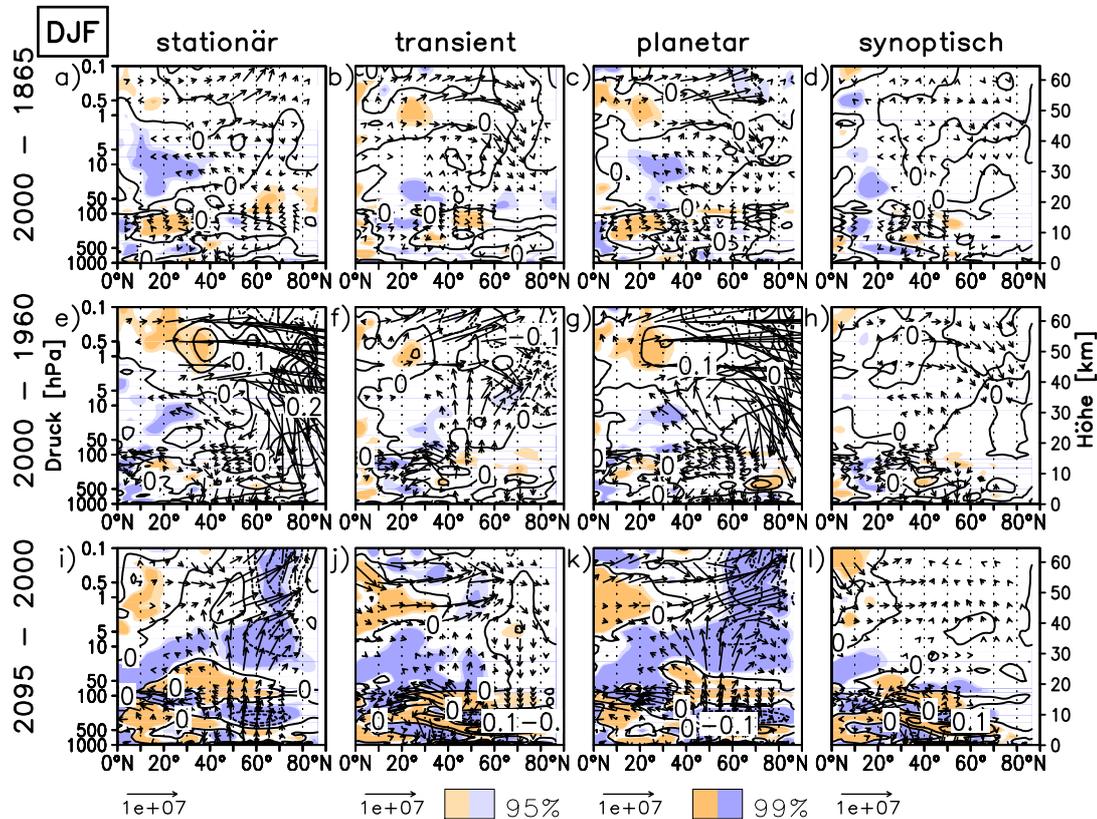


Abbildung 6.2: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$], 2000 – 1865 (oben), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (unten), 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, DJF. Von links nach rechts: stationäre, transiente, planetare und synoptische Wellenanteile. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: 0,1 $\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

Für die Änderungen seit der vorindustriellen Vergangenheit (Abbildung 6.2, oben) sind die Signale in den niederen Breiten der mittleren Troposphäre durch ein Gegenspiel aus transienten synoptischen und stationären planetaren Wellenanteilen gekennzeichnet. Während erstere in der Simulation 2000 in den mittleren Breiten vermehrt angeregt werden und sich in Richtung der niederen Breiten ausbreiten (Abbildung 6.2 b, d), werden letztere verstärkt am Boden und in der subtropischen mittleren Troposphäre angeregt und breiten sich in äquatorialer Richtung aus (Abbildung 6.2 a, c). In den mittleren und den hohen Breiten der mittleren Stratosphäre verursachen planetare stationäre und z. T. transiente Wellen eine verstärkte Wellendissipation in 1865 erkennbar am leichten Divergenzsignal und den abwärts-

gerichteten EP-Flussvektoren für 2000 – 1865 in den Abbildungen 6.2 a – c. Die verstärkte Ausbreitung von Wellen in die tropische mittlere Stratosphäre und Dissipation derselben, welche in der Abbildung 6.1 (links) deutlich erkennbar ist, wird durch Änderungen in stationären planetaren Wellen hervorgerufen (Abbildung 6.2 a, c). Ein Teil des Wellenantriebs ist durch eine zusätzliche Anregung in der oberen Stratosphäre in den niederen Breiten bedingt, hervorgerufen durch Änderungen der SAO in diesem Bereich (vgl. Abbildung 5.8, links). Die verstärkte mesosphärische Konvergenz (vgl. Abbildung 6.1, links) ist ebenfalls auf stationäre planetare Wellen zurückzuführen.

Zwischen 1960 und 2000 (Abbildung 6.2, Mitte) werden transiente synoptische Wellen in der mittleren Troposphäre in den niederen Breiten zunehmend angeregt und breiten sich in der Simulation 2000 in der UTL-Region verstärkt in Richtung der äquatorialen Breiten aus (Abbildung 6.2 f, h). In den hohen Breiten erfolgt eine zunehmende Ablenkung planetarer Wellen, welche sich vermehrt in die mittleren Breiten der mittleren Stratosphäre ausbreiten (Abbildung 6.2 g). Die starken Signale in den EP-Flussvektoren in der mittleren und der oberen Stratosphäre in Abbildung 6.1 (Mitte) sind durch stationäre und transiente planetare Wellen bedingt (Abbildung 6.2 e – g). Nur die transienten Wellen führen zu einer signifikanten Änderung im Wellenantrieb, verbunden mit einer verstärkten EP-Flusskonvergenz in 2000 gegenüber 1960 (Abbildung 6.2 f). Das Divergenzsignal in den mittleren Breiten der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre (Abbildung 6.1, Mitte) wird durch stationäre und transiente planetare Wellen hervorgerufen (Abbildung 6.2 e – g) und zeigt analog zur vorindustriellen Vergangenheit eine verstärkte Wellenanregung in dieser Region an. Entsprechend der stärkeren Zonalwindänderungen in 2000 – 1960 gegenüber 2000 – 1865 (Abbildung 5.8, Mitte und links) resultiert auch eine stärkere Änderung im Divergenzsignal in der nahen Vergangenheit.

In der Zukunft (Abbildung 6.2, unten) werden transiente, synoptische Wellen in der Troposphäre verstärkt angeregt (Abbildung 6.2 j, l). Alle Wellen tragen zum stärker negativen Konvergenzsignal in den mittleren Breiten der oberen Troposphäre bei und verstärken somit den unteren Ast der BDC (Abbildung 6.2 i – l). Stationäre, planetare Wellen werden am Erdboden vermehrt angeregt und gelangen verstärkt in die Strato- und die Mesosphäre. In der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre bewirken diese ein verstärktes Konvergenzsignal und verursachen so die Zunahme im oberen Ast der BDC (Abbildung 6.2 i, k). Zudem zeigt die darunterliegende positive Änderung in der EP-Divergenz eine Höhenverschiebung der Dissipationsregionen stationärer, planetarer Wellen an, welche auf eine Anhebung der Tropopause im Zukunftszeitraum zurückzuführen ist (vgl. Abbildung 5.7). Transiente Wellen breiten sich in den niederen und den mittleren Breiten verstärkt in die Stratosphäre aus (Abbildung 6.2 j) und führen in den hohen Breiten zu einer leichten Abschwächung des Divergenzsignals durch stationäre planetare Wellen. Auch hier ist eine deutliche Höhenverschiebung anhand der übereinanderliegenden Divergenz- und Konvergenzgebiete erkennbar. Synoptische Wellen verursachen v. a. in der Tropo- und der unteren Stratosphäre signifikante Änderungen im Wellenantrieb (Abbildung 6.2 l). Durch die starken Änderungen in der SAO (Abbildung 5.8, rechts) werden in der Stratopausenregion in den niederen Breiten verstärkt transiente planetare Wellen angeregt, welche sich polwärts ausbreiten (Abbildung 6.2 j – l).

Bei der Betrachtung der troposphärischen Ursachen für die Änderungen der BDC, dient der Wärmefluss $\overline{v'T'}$ als ein wichtiger Indikator für den aufgelösten Wellenantrieb auf die stratosphärische Zirkulation [MCLANDRESS und SHEPHERD, 2009]. Dieser ist entsprechend der Gleichung (4.2) proportional zur Vertikalkomponente des EP-Flussvektors. Die Abbildung 6.3 zeigt $\overline{v'T'}$ in 100 hPa für DJF gemittelt zwischen 40°N und 80°N aus den Simulationen 1865 (blau), 1960 (grün), 2000 (schwarz) und 2095 (rot). Die Wahl dieses Breitenbereichs

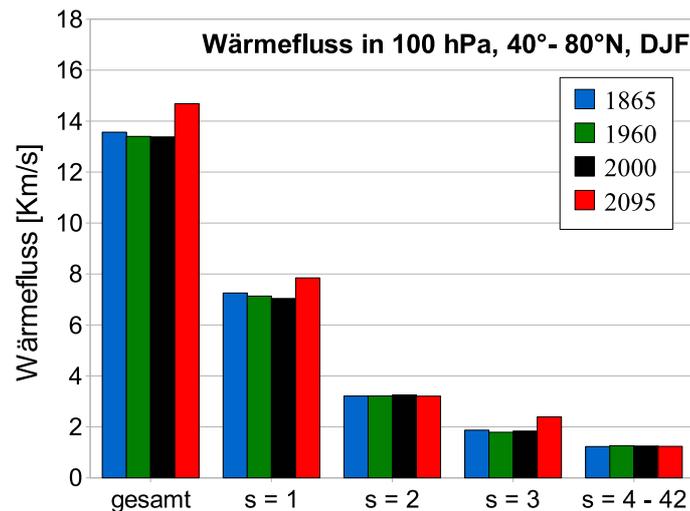


Abbildung 6.3: Wärmefluss $\overline{v'T'}$ [Kms^{-1}] gemittelt über den Breitenbereich $40^\circ\text{N} - 80^\circ\text{N}$ für die Simulationen 1865 (blau), 1960 (grün), 2000 (schwarz) und 2095 (rot), 100 hPa, DJF. Von links nach rechts: Anteile durch alle Wellen und die Wellen der Wellenzahlen $s = 1, 2, 3$ und $s = 4 - 42$.

basiert auf der maximalen Wellenintensität in dieser Region (vgl. Abschnitt 4.1.5). Nur für die Zukunft zeigt sich eine deutliche Verstärkung in der troposphärischen Wellenanregung mit einem gegenüber dem Mittel der Simulationen für die Vergangenheit und die Gegenwart um $1,23 \text{ Kms}^{-1}$ erhöhten Wärmefluss (Abbildung 6.3, links). Die größten Anteile am Wärmefluss machen die langen Wellen der Wellenzahl eins aus, gefolgt von Wellen der Wellenzahlen zwei und drei. Für die Zukunftsänderungen von $\overline{v'T'}$ liefern insbesondere die Wellen der Wellenzahlen eins ($0,7 \text{ Kms}^{-1}$) und drei ($0,5 \text{ Kms}^{-1}$) wichtige Beiträge (Abbildung 6.3). Entsprechend der deutlichen zukünftigen Änderungen im Antrieb durch aufgelöste, aus der Troposphäre propagierende Wellen, zeigt die Abbildung 6.4 die prozentualen Änderungen in den Wellenamplituden der Geopotentialwellen eins bis drei als Differenz der Simulationen 2095 – 2000 für verschiedene Breiten der NH. In der mittleren Troposphäre nimmt die Wellenamplitude für Wellen der Wellenzahl eins in allen Breiten und für planetare Wellen der Wellenzahlen zwei und drei in den mittleren Breiten zu. Konsistent zur Verstärkung von $\overline{v'T'}$ in 100 hPa (rot in Abbildung 6.3) zeigen die Wellen der Wellenzahlen eins und drei in dieser Höhe für die Breiten $60^\circ\text{N} - 80^\circ\text{N}$ die größten Signale. In 50°N treten für die Wellenzahlen eins und drei maximale Signale in größeren Höhen auf. In der mittleren und der oberen Stratosphäre ist die Abschwächung des Polarnachtstrahlstroms (Abbildung 5.8, rechts) durch eine Abnahme der Wellenamplitude für 2095 gegenüber 2000 in 70°N und 80°N gekennzeichnet (rot und schwarz in Abbildung 6.4). Die stärkere Anregung planetarer Wellen in den mittleren Breiten der unteren Stratosphäre (Abbildung 6.2 k) geht mit einer Verstärkung der Wellenamplituden aller Wellenzahlen in den mittleren nördlichen Breiten einher (grün und blau in Abbildung 6.4). Die größten Amplitudenänderungen in den mittleren Breiten (50°N , 60°N) treten für Wellen der Wellenzahl eins auf, wohingegen die Verringerung der Wellenamplituden, infolge verstärkten Wellenbrechens in den hohen Breiten (vgl. Abbildung 6.2,

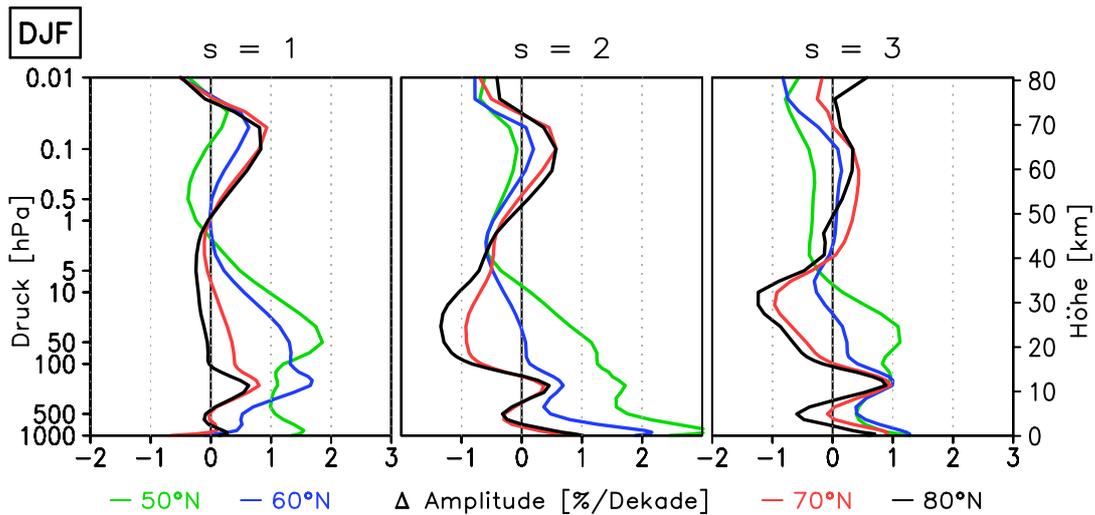


Abbildung 6.4: Von links nach rechts: Änderungen in den Wellenamplituden der Geopotentialwellen 1 – 3 [%/Dekade] für 2095 – 2000, in verschiedenen Breiten (50°N, 60°N, 70°N, 80°N), 1000 – 0,01 hPa, DJF.

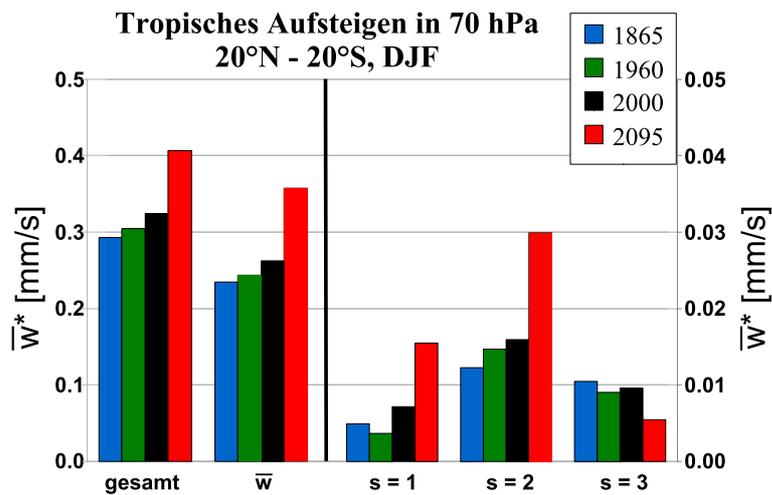


Abbildung 6.5: Residuale Vertikalgeschwindigkeit $\overline{w^*}$ [mm s^{-1}] gemittelt über 20°S – 20°N für die Simulationen 1865 (blau), 1960 (grün), 2000 (schwarz) und 2095 (rot), 70 hPa, DJF. Von links nach rechts: $\overline{w^*}$ gesamt, nur Grundzustand \overline{w} (linke Skala) und $\overline{w^*}$ -Anteile der Wellenzahlen $s = 1 - 3$ (rechte Skala).

dritte Reihe), v. a. durch Wellen der Wellenzahlen zwei und drei erfolgt. In der Mesosphäre nehmen die Wellenamplituden insbesondere der langen planetaren Wellen ($s = 1, 2$) in den hohen Breiten wieder zu. Demgegenüber kommt es in den mittleren Breiten (50°N, 60°N) nur zu einer leichten Zunahme ($s = 1$) bzw. sogar zu einer Abnahme der Wellenamplituden ($s = 2, 3$). Dieses Muster entsteht durch die vertikale Ausbreitung der angeregten planetaren Wellen. Absolut betrachtet sind die Wellenamplituden oberhalb des Maximums im Bereich

der Stratopause deutlich verringert (vgl. Abbildung 4.13). Die Änderungen im Wellenantrieb in den mittleren Breiten führen zu einer Zunahme im Aufsteigen von Luft in den Tropen, angetrieben durch die 'wellen-getriebene extratropische Pumpe' (Abschnitt 2.4). Hierzu zeigt die Abbildung 6.5 die Änderungen in der residualen Vertikalgeschwindigkeit in 70 hPa gemittelt über die Tropenregion zwischen 20°S und 20°N aufgelöst in die mittlere Vertikalgeschwindigkeit (\bar{w}) sowie die Anteile der Wellenzahlen $s = 1 - 3$ [vgl. Gleichung (2.36)]. Analog zum Wärmefluss $\overline{v'T'}$ zeigt sich auch für \bar{w}^* nur in der Zukunft eine bedeutende Zunahme. Diese ist neben den Änderungen von \bar{w} v. a. auf die langen planetaren Wellen der Wellenzahlen eins und zwei zurückzuführen, wohingegen der Einfluss der kurzen planetaren Wellen ($s = 3$) für 2095 abnimmt.

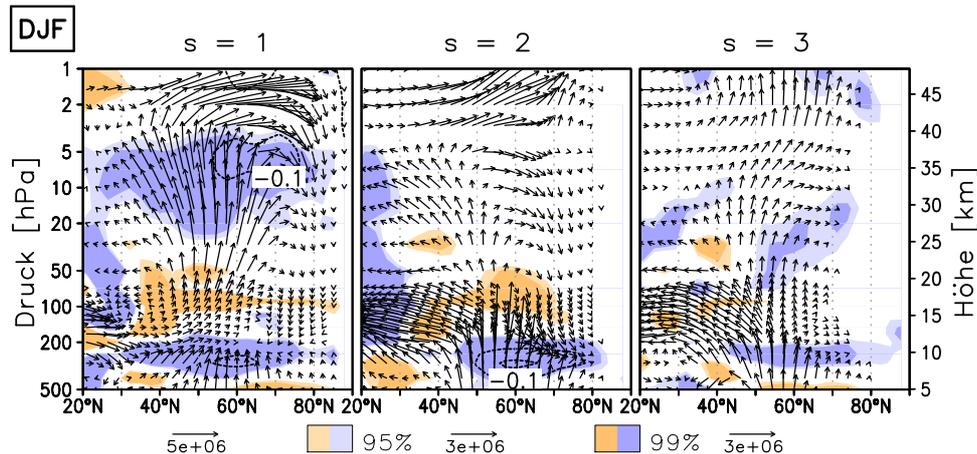


Abbildung 6.6: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$] für 2095 – 2000, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, DJF. Von links nach rechts: Änderungen durch Wellen der Wellenzahlen $s = 1, 2, 3$. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: $0,1 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

Die Abbildung 6.6 zeigt für das Zukunftssignal, mit den stärksten Änderungen aller drei Zeiträume, eine Aufteilung der Änderungen in EP-Flussvektoren und -divergenz in die Anteile der planetaren Wellenzahlen eins (links), zwei (Mitte) und drei (rechts). Alle planetaren Wellen werden in den mittleren und den hohen Breiten der Troposphäre verstärkt angeregt (vgl. auch Abbildung 6.2 k), wobei das damit verbundene Divergenzsignal für $s = 2$ (Abbildung 6.6, Mitte) in Richtung der niederen Breiten verschoben ist. Somit erklärt sich das geringere Signal in $\overline{v'T'}$ im Breitenbereich zwischen 40°N und 80°N (Abbildung 6.3) und in den Geopotentialamplituden in den mittleren und den hohen Breiten für $s = 2$ (Abbildung 6.4, Mitte). Zudem lässt sich die starke Änderung im tropischen Aufsteigen durch die Wellenzahl zwei (Abbildung 6.5) auf den intensivierten Wellenantrieb in diesem Breitenbereich zurückführen. In der oberen Troposphäre ist das Konvergenzsignal für die Zukunft verstärkt, was auf ein stärkeres Brechen langer planetarer Wellen der Wellenzahlen eins und zwei zurückzuführen ist (Abbildung 6.6, links und Mitte). Das positive Divergenzsignal in der UTLS-Region mit der darüberliegenden negativen Divergenz (insbesondere für Wellen der Wellenzahl eins und z. T. zwei) suggeriert in Zusammenhang mit den EP-Flussvektoren eine verstärkte Aus-

breitung der Wellen in höhere Schichten, verbunden mit einer Höhenverschiebung der Region verstärkter Wellendissipation für 2095 gegenüber 2000. Planetare Wellen der Wellenzahlen zwei und drei breiten sich in der oberen Tropo- und der unteren Stratosphäre verstärkt von den mittleren in die tropischen Breiten aus (Abbildung 6.6, Mitte und rechts). Das deutlich verstärkte Konvergenzsignal durch planetare Wellen in der mittleren und der oberen Stratosphäre (vgl. Abbildung 6.2 k) ist auf Wellen der Wellenzahl eins zurückzuführen und entsteht sowohl durch eine verstärkte Wellenausbreitung aus der Troposphäre, als auch eine vermehrte Ablenkung von Wellen aus den niederen Breiten der oberen Stratosphäre (Abbildung 6.6, links). Mit den Änderungen in den atmosphärischen Randbedingungen für die Wellenausbreitung befasst sich der Abschnitt 6.2.1.

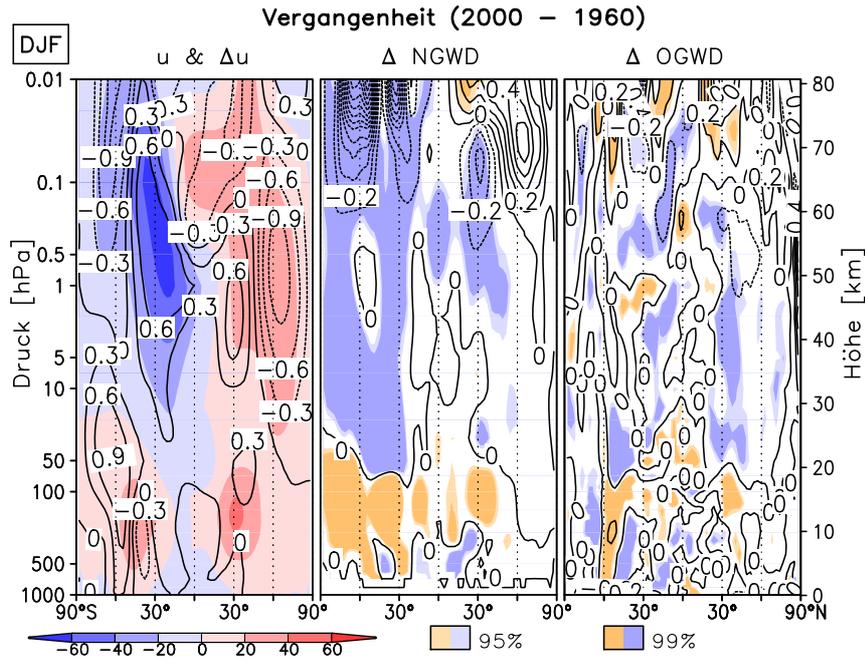


Abbildung 6.7: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im Zonalwind [$\text{ms}^{-1}/\text{Dekade}$] (schwarze Kontur, links), in NGWD (Mitte) und OGWD (rechts) [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] für 2000 – 1960, 1000 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, DJF. Farbschraffur links zeigt Absolutwerte des Zonalwindes für die Simulation 2000. Mitte und rechts: Konturlinien zeigen absolute Änderungen, Abstände: $0,1 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$, statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

Für die explizit vom Modell aufgelösten Wellen haben sich die stärksten RC-Änderungen im Zukunftszeitraum ergeben (Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3). Gleiches gilt auch für die Änderungen in den parametrisierten Schwerewellen, welche für die Vergangenheit und die Zukunft in den Abbildungen 6.7 und 6.8 (Mitte und rechts) gezeigt sind. Die Berechnung des Antriebs durch orographische Schwerewellen erfolgt entsprechend der Gleichung (3.4). Da sich Schwerewellen sowohl in Ost-, als auch in Westwinden ausbreiten können (vgl. Abschnitt 2.4.3), ist die Kenntnis des Hintergrundwindfeldes für die Interpretation der Änderungen im Schwerewellenantrieb notwendig. Hierzu zeigt jeweils der linke Teil der Abbildungen den mittleren Zonalwind [ms^{-1}] für die Referenzsimulation 2000 (Farbschraffur), sowie die Änderungen für 2000 – 1960 bzw. 2095 – 2000 (Kontur). Die Windänderungen durch

Schwerewellen sind v. a. in der oberen Strato- und der Mesosphäre entscheidend. Für die Vergangenheit (Abbildung 6.7) bewirken NGWs in der sommerlichen (oberen) Strato- und der Mesosphäre eine Verstärkung der vorherrschenden Ostwinde. Im gleichen Höhenbereich wirken OGWs dem Signal in den mittleren Breiten der Sommerhemisphäre entgegen. In der Winterhemisphäre werden in den mittleren Breiten der unteren Mesosphäre die vorherrschenden Westwinde durch OGWs und NGWs verstärkt, oberhalb erfolgt dagegen eine leichte Abschwächung derselben durch Schwerewellen. In den hohen Breiten sind die Änderungen weitgehend nicht signifikant. Für den vorindustriellen Zeitraum treten vergleichbare Änderungssignale mit geringeren Absolutwerten auf (nicht gezeigt), entsprechend der unterschiedlich starken Ausprägung der Zonalwindänderungen für beide Vergangenheitszeiträume (vgl. Abbildung 5.8, links und Mitte).

In der Zukunft wird in der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre in den mittleren Breiten eine Abschwächung der in der Winterhemisphäre vorherrschenden Westwinde (Abbildung 6.8, links) durch NGWs und OGWs (Abbildung 6.8, Mitte und rechts) simuliert. Demgegenüber werden die Westwinde in den hohen Breiten durch den Antrieb der Schwerewellen verstärkt. Dieses Dipolmuster weist auf eine Verschiebung des Schwerewelleneinflusses hin, mit einer stärkeren Westwindabschwächung in den niederen und den mittleren und einer schwächeren in den hohen Breiten. Somit ist der Antrieb der BDC in der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre für die Zukunft in den niederen Breiten verstärkt. In der mittleren und der oberen Mesosphäre wirken NGWs und OGWs in den mittleren Breiten der NH entgegengesetzt: NGWs bewirken eine Windabschwächung (Abbildung 6.8, Mitte), wohingegen OGWs die vorherrschenden Westwinde verstärken (Abbildung 6.8, rechts). In der Sommermesosphäre werden die vorherrschenden Ostwinde durch NGWs stark abgeschwächt, OGWs bewirken wie für die Vergangenheit (Abbildung 6.7) in den mittleren Breiten eine Verstärkung derselben.

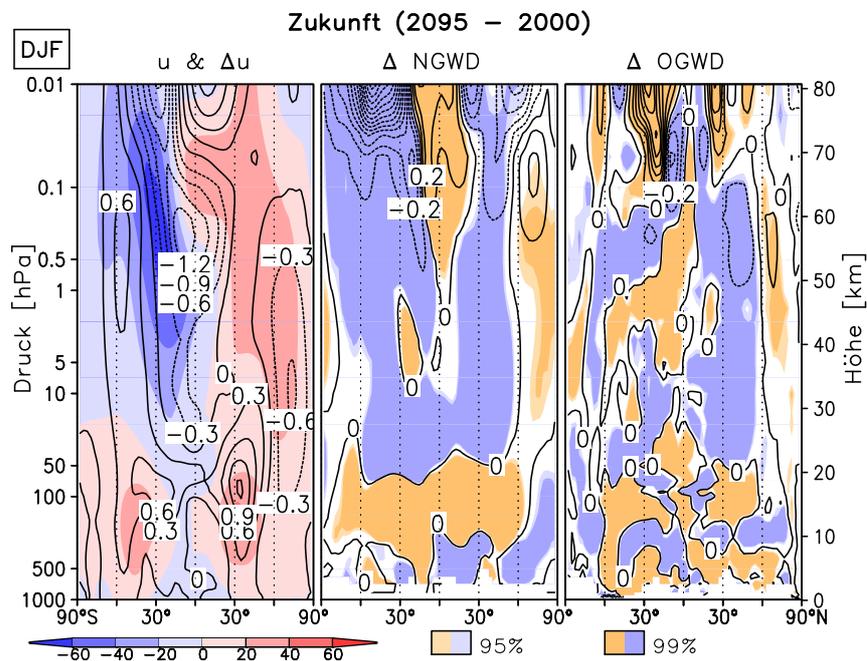


Abbildung 6.8: Wie in Abbildung 6.7 für 2095 – 2000.

6.1.2 Die Änderungen in der Wellenanregung und -ausbreitung durch verschiedene Einflussfaktoren

Im Folgenden werden die im Abschnitt 5.3 untersuchten externen Einflussfaktoren in Bezug auf ihren Anteil an den Änderungen in der Anregung, Ausbreitung und Dissipation von Wellen betrachtet. Hierbei spielen explizit vom Modell aufgelöste, ebenso wie parametrisierte Wellen eine Rolle. Aufgrund der großen Änderungssignale für die Zukunft liegt das Hauptaugenmerk auf den zukünftigen Änderungen im Wellenantrieb. Die Großbuchstaben A – L beziehen sich, wie im Abschnitt 5.3, auf die Änderungssignale aus der Tabelle 5.5.

Die Separierung des Einflusses von Methan, ODS, und GHGs & SSTs/SICs für die Vergangenheit

Für die Vergangenheit wurden in den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 die Einflüsse von Methan, sowie ODS und GHGs & SSTs/SICs auf die Temperatur und die stratosphärische Dynamik dargestellt. Die Abbildungen 6.9 und 6.10 zeigen die Änderungen in den explizit vom Modell aufgelösten Wellen durch diese Einflussfaktoren. Entsprechend der sehr geringen und größtenteils nicht signifikanten dynamischen Änderungen durch eine alleinige Verringerung der CH_4 -Konzentration auf vorindustrielle Werte (Signal A, vgl. Abschnitt 5.3.1), zeigt

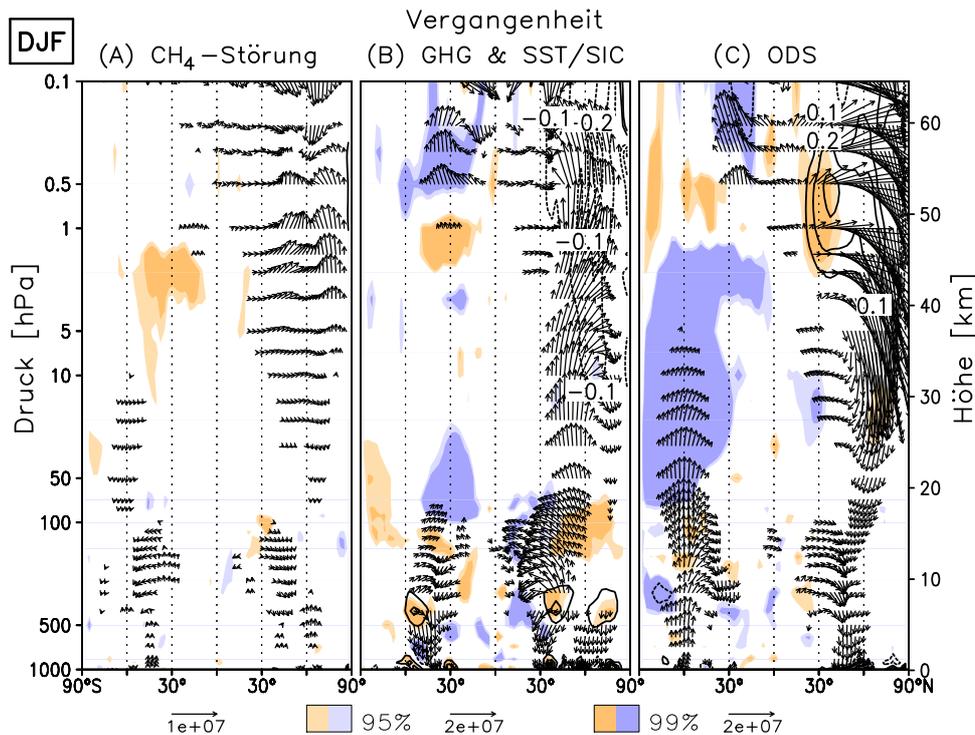


Abbildung 6.9: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$] durch eine vorindustrielle Methanstörung (A, links), das Signal von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) und das ODS-Signal (C, rechts) für die Vergangenheit, 1000 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N, DJF. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: $0,1 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

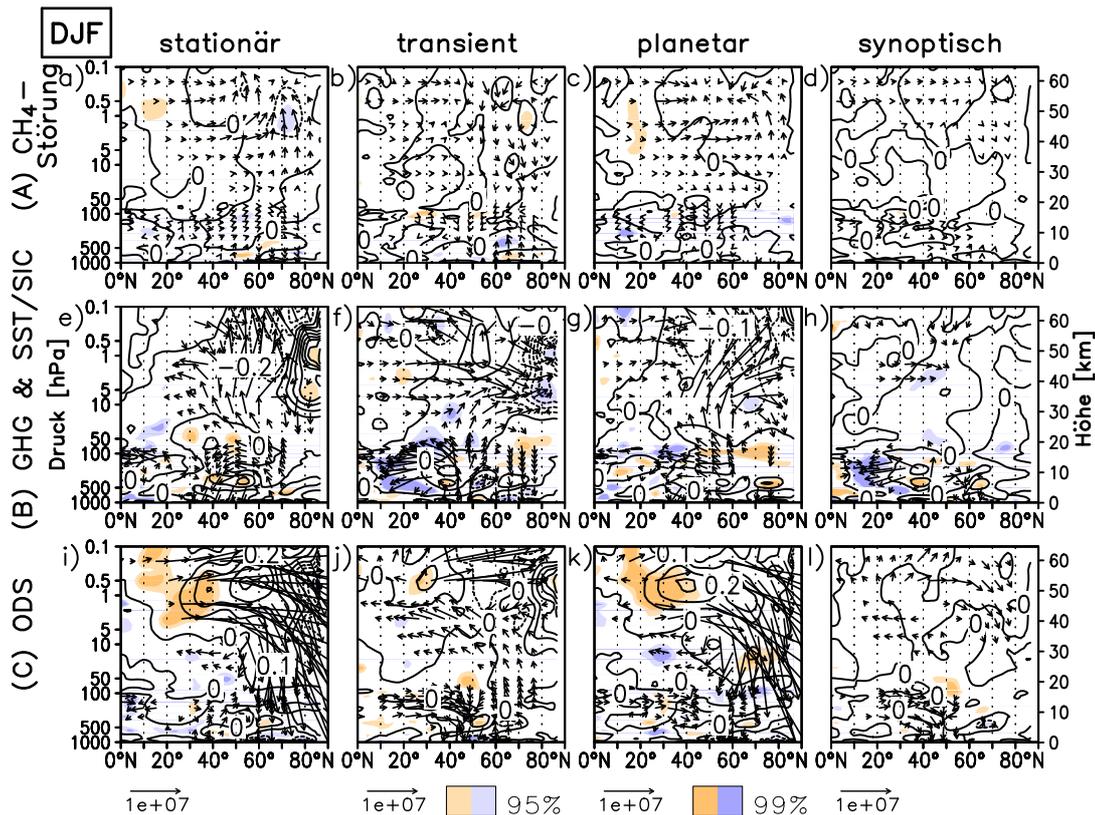


Abbildung 6.10: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$ / Dekade] und EP-Vektoren [m^2s^{-2} / Dekade], durch eine vorindustrielle Methanstörung (A, oben), das Signal von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) und das ODS-Signal (C, unten) für die Vergangenheit, 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, DJF. Von links nach rechts: stationäre, transiente, planetare und synoptische Wellenanteile. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: 0,1 $\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}$ / Dekade), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

sich anhand von EP-Flussvektoren und der zugehörigen Divergenz kein signifikantes Änderungssignal im Wellenantrieb (Abbildung 6.9, links). Die Aufspaltung in die zeitlichen und räumlichen Komponenten aufgelöster Wellen zeigt entgegengesetzte Einflüsse stationärer und transienter planetarer Wellen, synoptische Wellen spielen eine untergeordnete Rolle (Abbildung 6.10, a – d). Während stationäre Wellen in der oberen Stratosphäre verstärkt dissipieren, sorgen transiente Wellen für eine Verringerung der klimatologisch vorherrschenden Konvergenz in der unteren und oberen Stratosphäre in den mittleren und den hohen Breiten. Die leichte Verstärkung des Massenflusses in der oberen und die leichte Abschwächung desselben in der unteren Stratosphäre (blau gestrichelt in Abbildung 5.27) sind somit jeweils auf das Überwiegen von stationären bzw. transienten Wellenanteilen zurückzuführen. Verglichen mit dem Einfluss von GHGs & SSTs sowie ODS sind die Änderungen im Wellenantrieb durch CH_4 minimal.

Die Berücksichtigung des Treibhausgaseffekts für die Vergangenheit (Signal B) führt insbesondere in der Tropo- und der unteren Stratosphäre zu signifikanten Änderungen im Wellen-

antrieb (Abbildung 6.9, Mitte), übereinstimmend mit den dynamischen Änderungen, welche überwiegend in diesem Höhenbereich auftreten (Abbildung 5.24, oben, Mitte). Eine verstärkte Anregung von Wellen in der mittleren Troposphäre ist anhand von EP-Flussvektoren und -divergenz deutlich erkennbar und wird in den niederen Breiten durch transiente, synoptische und in den mittleren Breiten durch stationäre planetare Wellen hervorgerufen (Abbildung 6.10 e – h). Die EP-Flussvektoren implizieren eine verstärkte Ausbreitung von Wellen in die mittlere und obere Stratosphäre (Abbildung 6.9, Mitte). Die Betrachtung der einzelnen Wellenanteile zeigt in der mittleren und der oberen Stratosphäre zum Teil signifikante Einflüsse der Wellen auf den Grundstrom. Transiente planetare Wellen bewirken eine Abschwächung des Grundstroms in den hohen Breiten der mittleren und oberen Stratosphäre, erkennbar am negativen Änderungssignal der EP-Flussdivergenz in diesem Atmosphärenbereich. Demgegenüber zeigen stationäre Wellen eine positive Änderung der EP-Flussdivergenz zwischen 1960 und 2000, also eine stärkere Abschwächung des Grundstroms in der Simulation 1960 verglichen mit der Referenzsimulation 2000 (Abbildung 6.10 e – g). Im Gesamtsignal (Abbildung 6.9, Mitte) überwiegt der Einfluss der transienten planetaren Wellen und führt zu einer (nicht signifikanten) Abnahme der EP-Divergenz um $0,2 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$.

Die Erhöhung der ODS-Konzentrationen von 1960er auf 2000er Werte (Signal C) führt zu deutlichen Änderungen im Wellenantrieb, insbesondere in der mittleren und der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre. In der Sommerhemisphäre werden in der oberen Troposphäre verstärkt Wellen angeregt, welche sich in die mittlere und die obere Stratosphäre ausbreiten (Abbildung 6.9, rechts). Die Ausbildung des antarktischen Ozonlochs und die damit verbundene Verstärkung der meridionalen Temperaturgradienten und die Änderung im Zonalwindfeld (vgl. Abbildungen 5.21 und 5.23, jeweils rechts) haben in der SH somit einen direkten Einfluss auf die Anregung und Ausbreitung von Wellen. Vergleichbar mit der Studie von RIND ET AL. [2009] zum kompletten Ozonverlust in der Antarktis, lässt sich in EMAC die verstärkte Wellenausbreitung in der SH auf eine Destabilisierung der Stratosphäre infolge der Abkühlung zurückführen (erkennbar u. a. an den Änderungen im Brechungsindex, nicht gezeigt). In Folge dessen stellt sich eine leichte Verstärkung der südhemisphärischen RC in der unteren und der mittleren Stratosphäre ein (Abbildung 5.24, oben, rechts). In der Winterhemisphäre zeigen sich in den niederen Breiten der oberen Troposphäre starke Signale in den transienten synoptischen Wellen, welche eine stärkere Ausbreitung in Richtung Äquator für niedrigere ODS-Konzentrationen des Jahres 1960 implizieren (Abbildung 6.10 j, l). In der oberen Stratosphäre geben die EP-Flussdivergenz und die abwärtige Richtung der zugehörigen Vektoren insbesondere in den stationären planetaren Wellen eine verstärkte Aufwärtsausbreitung von Wellen für 1960 gegenüber 2000 an (Abbildung 6.10 i, k). Die fehlenden Änderungen in den troposphärischen Anregungsgebieten lassen auf eine interhemisphärische Kopplung zur SH schließen. Nach RIND ET AL. [2009] induziert die verstärkte BDC in der SH eine zusätzliche Aufstiegsbewegung in den hohen Breiten der NH, welche dem in der Winterhemisphäre klimatologisch vorherrschenden Absinken von Luftmassen entgegenwirkt. Die Änderungen in den EP-Flussvektoren und der -divergenz in der Abbildung 6.9 (rechts) legen eine solche Kopplung beider Hemisphären nahe. Diese bedingt somit die Abschwächung des Massentransports in der mittleren und der oberen Stratosphäre der NH aufgrund des ODS-Signals zwischen 1960 und 2000 (Abbildung 5.24, oben, rechts).

Übereinstimmend mit den explizit vom Modell aufgelösten Wellen, lässt sich auch das Schwerewellensignal für die Vergangenheit (Abbildung 6.7) hauptsächlich durch die Änderungen in den ODS erklären (Abbildung 6.11, links). Das ist konsistent mit den Änderungen im zonalen Windfeld, welche in der Vergangenheit v. a. durch ODS bestimmt werden (Abbildungen 6.7 und 6.11, links). Die starken Änderungen in der SAO stehen in direktem Zusam-

menhang mit Schwerewellen, da sowohl die strato- als auch die mesosphärische SAO durch Schwerewellen verursacht ist [HIROTA, 1980; DUNKERTON, 1982]. In der unteren Stratosphäre sorgen Änderungen in GHGs & SSTs für eine leichte Verschiebung des südhemisphärischen Subtropenstrahlstroms in Richtung der hohen Breiten (Abbildung 5.23, Mitte), wodurch OGWs in den Tropen vermehrt die Stratosphäre erreichen und in der mittleren Stratosphäre eine leichte Abschwächung der vorherrschenden Westwinde hervorrufen. In den mittleren Breiten der unteren Mesosphäre ist das NGW-Signal für die Vergangenheit (Abbildung 6.7) nur unter Einbezug von Treibhausgasänderungen zu erklären (Abbildung 6.11, rechts).

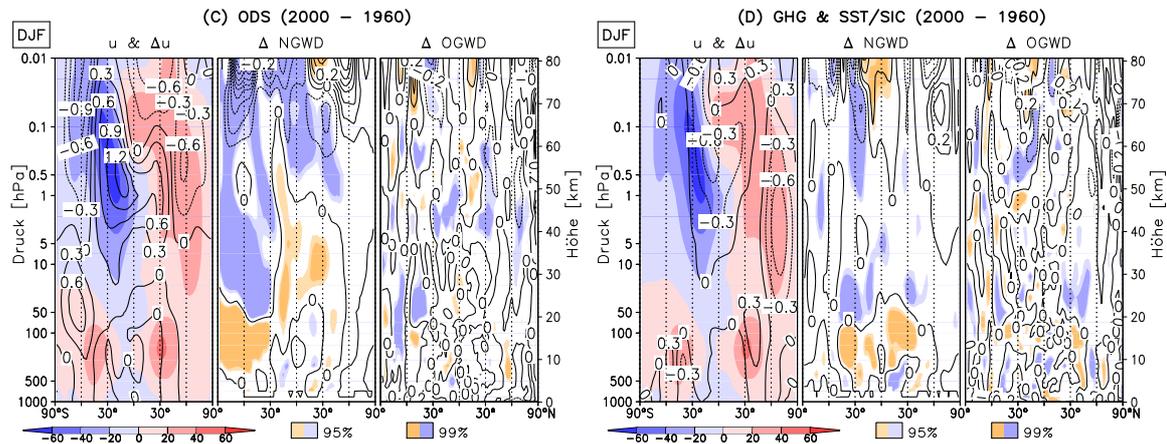


Abbildung 6.11: Wie in Abbildung 6.7 für das ODS-Signal (C, links) und das Signal durch GHGs & SSTs/SICs (D, rechts) für die Vergangenheit.

Die Separierung des Einflusses zukünftiger GHGs & SSTs/SICs für 2045 – 2000 und 2095 – 2045

Dieser Abschnitt befasst sich mit den Änderungen im Wellenantrieb durch das reine Signal des Treibhausgaseffekts, bei gleichbleibenden ODS, für 2045 – 2000 und 2095 – 2045. Die stärksten BDC-Änderungen in der unteren und mittleren Stratosphäre treten im ersten Zukunftszeitraum auf, wohingegen die Zunahme der BDC in der oberen Strato- und der Mesosphäre im zweiten Zukunftszeitraum verstärkt ist (vgl. Abschnitt 5.3.3). Die Änderungen in der Anregung und Ausbreitung der vom Modell aufgelösten Wellen, bedingt durch den Treibhausgaseffekt (Signale E – G) zeigen die Abbildungen 6.12 und 6.13. Für 2045 gegenüber 2000 nimmt die Wellenaktivität deutlich zu, erkennbar an der verstärkten Ausbreitung der EP-Vektoren von der Tropo- bis in die obere Stratosphäre (Abbildung 6.12, Mitte). Für die Simulation SEN2045 gegenüber der Referenzsimulation 2000 werden in der mittleren Troposphäre in den niederen Breiten verstärkt transiente synoptische und in den mittleren Breiten zunehmend stationäre planetare Wellen angeregt (Abbildung 6.13 e – h). Diese dissipieren verstärkt in den mittleren und den hohen Breiten der oberen Troposphäre, erkennbar an der zunehmenden EP-Konvergenz für die Simulation SEN2045 gegenüber der Referenzsimulation 2000. Insbesondere stationäre planetare Wellen erreichen vermehrt höhere Atmosphärenschichten und führen zu einer negativeren EP-Flusskonvergenz in der mittleren und der oberen Stratosphäre in den mittleren und den hohen Breiten. Dieses Signal ist v. a. in den hohen Breiten stärker als das Gesamtsignal einer Treibhausgasänderung zwischen den

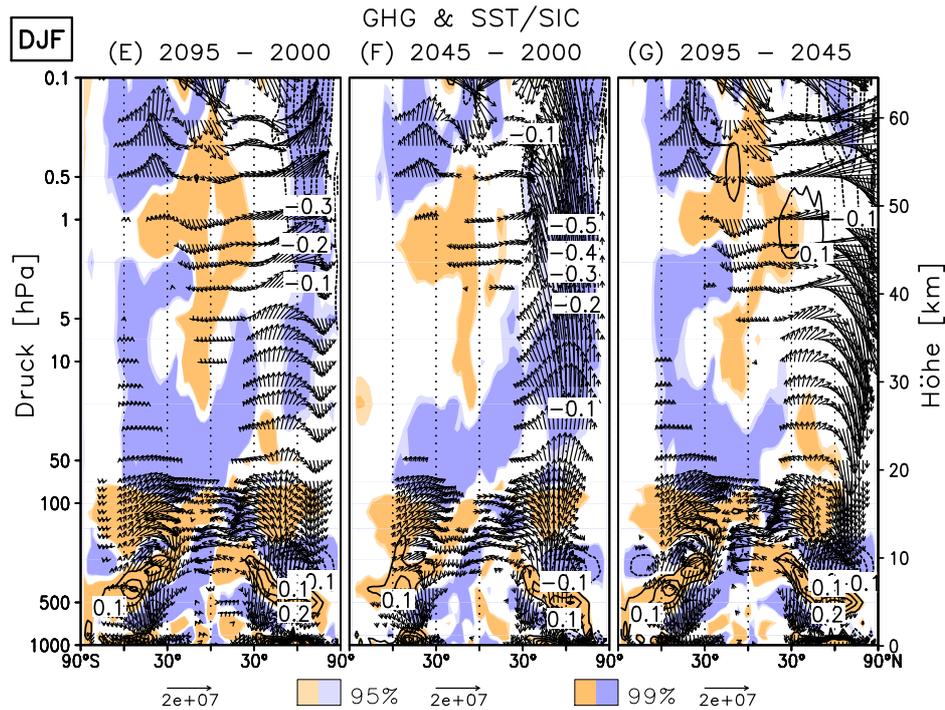


Abbildung 6.12: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$] für die Signale aus GHGs & SSTs/SICs für 2095–2000 (E, links), 2045–2000 (F, Mitte) und 2095–2045 (G, rechts), 1000–0,1 hPa, 90°S–90°N, DJF. Konturlinien zeigen absolute Divergenzänderungen (Abstände: $0,1 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

Bedingungen der Jahre 2000 und 2095. Die Diskrepanz erklärt sich durch eine verringerte aufwärtige Wellenausbreitung, erkennbar an den EP-Flussvektoren und der Abschwächung der EP-Flusskonvergenz in den hohen Breiten für den Treibhausgaseffekt zwischen 2045 und 2095 (Abbildung 6.12, rechts). Stationäre planetare Wellen breiten sich für 2095 gegenüber 2045 weniger stark von der Tropo- in die Stratosphäre aus. Transiente planetare Wellen werden dagegen in den mittleren Breiten in der Simulation SEN2095 gegenüber SEN2045 verstärkt angeregt und führen in der mittleren und der oberen Stratosphäre zu einem verstärkten Wellenantrieb (Abbildung 6.13 i – k). Die Änderungen im Wellenantrieb für den Treibhausgaseffekt in den beiden Zukunftszeiträumen sind zum großen Teil mit den Änderungen im Zonalwind im Bereich der UTLS-Region vereinbar (Abbildung 6.14, jeweils linker Teil der beiden Teilabbildungen). Während im ersten Zukunftszeitraum eine äquatorwärtige Verschiebung der TLs und damit auch der beiden Subtropenstrahlströme eine Ausbreitung von Wellen in Richtung der niederen Breiten begünstigt, findet zwischen 2045 und 2095 eine deutliche Verstärkung der Strahlströme, aber nur eine minimale Polwärtsverschiebung in der NH statt (vgl. Tabelle 5.8). Diese Zonalwindverstärkung verringert in diesem Zeitraum die Ausbreitung von Wellen in die Stratosphäre (vgl. Abschnitt 2.4.3). Der Abschnitt 6.2 zeigt die zugehörigen Änderungen in den atmosphärischen Hintergrundbedingungen. Diese umfassen die Möglichkeit der Wellen, sich vertikal auszubreiten.

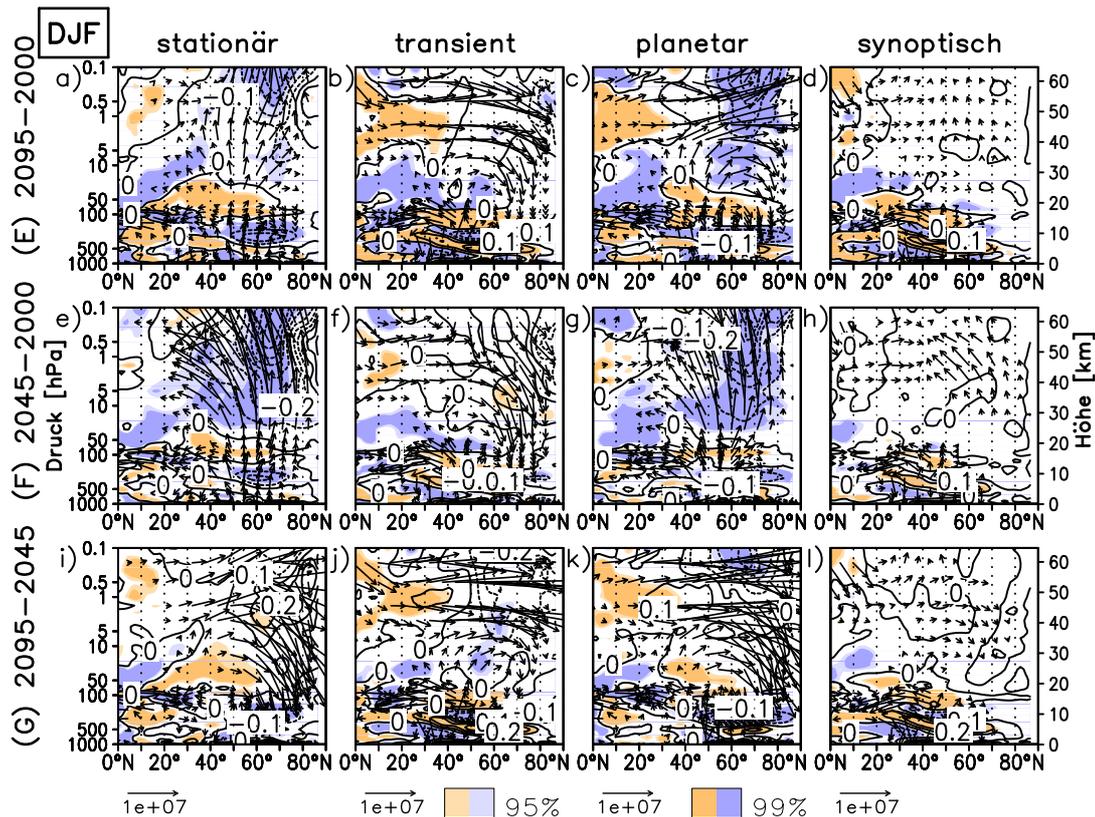


Abbildung 6.13: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$] für die Signale aus GHGs & SSTs/SICs für 2095 – 2000 (E, oben), 2045 – 2000 (F, Mitte) und 2095 – 2045 (G, rechts), 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, DJF. Von links nach rechts: stationäre, transiente, planetare und synoptische Wellenanteile. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: 0,1 $\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

Die Abbildung 6.14 zeigt die Änderungen im Schwerwellenantrieb durch den Treibhausgaseffekt für 2045 – 2000 (links) und 2095 – 2045 (rechts). Das zukünftige Änderungssignal durch die Schwerwellen (Abbildung 6.8) ist v. a. auf den Treibhausgaseffekt im zweiten Zukunftszeitraum zurückzuführen. Insbesondere in den mittleren Breiten der Winterhemisphäre tragen NGWs und OGWs in der oberen Strato- und in der Mesosphäre zu einer vermehrten Abschwächung der vorherrschenden Westwinde bei, wohingegen eine leichte Verstärkung derselben in den hohen Breiten auf den ersten Zukunftszeitraum zurückzuführen ist. In der Strato- und der Mesosphäre der Sommerhemisphäre tragen beide Zeiträume entscheidend zum Zukunftssignal bei, wobei zusätzlich Änderungen in den ODS zu berücksichtigen sind (vgl. Abbildung 6.17, oben, links). Der zunehmende Antrieb durch Schwerwellen im zweiten Zukunftszeitraum ist ebenfalls auf Änderungen in den Zonalwinden zurückzuführen, welche die Ausbreitung von Schwerwellen begünstigen. Im Gegensatz zu den Rossbywellen, wird die Ausbreitung von Schwerwellen nicht durch eine kritische Windgeschwindigkeit be-

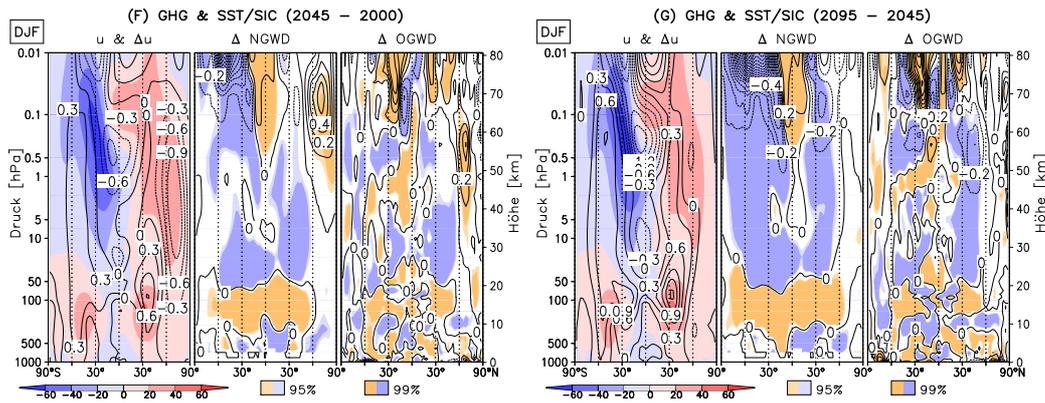


Abbildung 6.14: Wie in Abbildung 6.7 für die Änderungssignale durch GHGs & SSTs/SICs für 2045 – 2000 (F, links) und 2095 – 2045 (G, rechts). Farbschraffur zeigt Absolutwerte des Zonalwindes, links für die Simulation 2000 und rechts für die Simulation SEN2045.

grenzt. Somit können sich Schwerewellen auch bei starken Westwinden ausbreiten und haben für 2095 – 2045 einen verstärkten Einfluss in der oberen Strato- und der Mesosphäre. Ihre Ausbreitung wird nicht, wie für den ersten Zukunftszeitraum, durch eine Abschwächung der Westwinde in der mittleren Stratosphäre behindert.

Zusammengefasst: Die Verstärkung der BDC in der unteren und der mittleren Stratosphäre durch den Treibhausgaseffekt für 2045 – 2000 ist auf den zunehmenden Einfluss stationärer planetarer Wellen zurückzuführen. Starke Zirkulationsänderungen in der oberen Strato- und der Mesosphäre treten insbesondere für 2095 – 2045 auf und werden durch Schwerewellen verursacht.

Die Separierung des Einflusses zukünftiger GHG- und ODS-Konzentrationen sowie SSTs/SICs

Welchen Anteil haben ODS an den Zukunftsänderungen im Wellenantrieb und wie lassen sich die Anteile von GHGs und in den vorgeschriebenen SSTs/SICs enthaltenen GHG-Änderungen separieren? Zur Beantwortung dieser Fragen zeigen die Abbildungen 6.15 und 6.16 die Anteile von GHGs (I), SSTs/SICs (H) und ODS (D) an den Zukunftsänderungen in der Anregung, Ausbreitung und dem Zirkulationsantrieb durch Wellen. In der Tropo- und der unteren Stratosphäre sorgen fast ausschließlich die in den SSTs enthaltenen GHG-Änderungen zwischen 2000 und 2095 für einen verstärkten Antrieb der BDC (Abbildung 6.15, Mitte). Die zukünftig erhöhten SSTs bewirken eine verstärkte Anregung transienter synoptischer Wellen in den niederen und stationärer planetarer Wellen in der mittleren Breiten der unteren Troposphäre (Abbildung 6.16 e – h). In den mittleren Breiten der mittleren Troposphäre impliziert ein verstärktes Divergenzsignal einen bei erhöhten SSTs zunehmenden Übertrag von Wärme- und Impulsflüssen der Wellen auf den Grundstrom und somit einen vermehrten Antrieb der BDC. Die Dipolstruktur aus einem starken positiven und einem darüberliegenden negativen Signal der EP-Flussdivergenz deutet auf eine Verschiebung der Wellenbrechungszone, v. a. der transienten planetaren Wellen, hin (Abbildung 6.16 f, g). Durch die Anhebung der Tropopause in einem zukünftigen Klima mit einer wärmeren Troposphäre (vgl. Abbildung 5.7) gelangen mehr Wellen in die untere Stratosphäre und sorgen in den niederen Breiten für den Antrieb

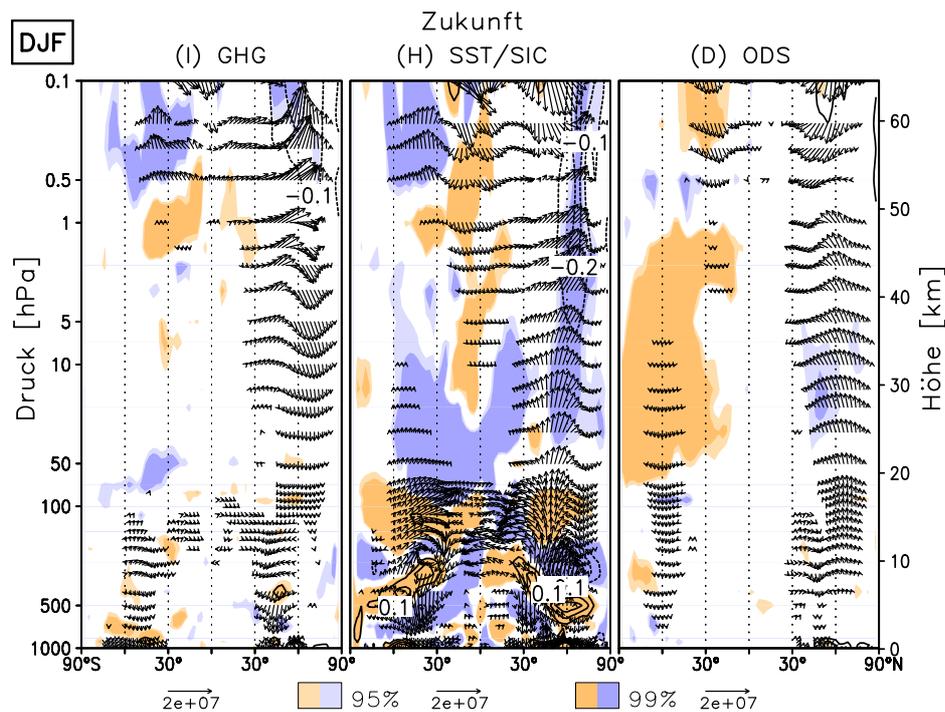


Abbildung 6.15: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$] für die Zukunftssignale von GHGs (I, links), SSTs/SICs (H, Mitte) und ODS (D, rechts), 1000 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N, DJF. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: $0,1 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

des unteren Astes der BDC. Im Abschnitt 5.3.4 wurde festgestellt, dass auch der obere Ast der BDC durch die in den vorgeschriebenen SSTs enthaltenen GHG-Änderungen beeinflusst wird. Dieser zusätzliche Antrieb des oberen Astes erfolgt durch stationäre planetare Wellen, welche in den mittleren Breiten von der Tropo- verstärkt in die Stratosphäre propagieren (Abbildung 6.16 e, g) und in den mittleren und hohen Breiten der oberen Strato- und unteren Mesosphäre ein verstärktes Konvergenzsignal herbeiführen (Abbildung 6.15, Mitte).

Der Strahlungseffekt der Treibhausgase (Signal I) und die Änderungen in den ODS (Signal D) rufen in der unteren Stratosphäre kaum Änderungen im Wellenantrieb hervor. Der kleine Beitrag zur Verstärkung des tropischen Massenflusses durch den GHG-Effekt in der oberen Tropo- und der unteren Stratosphäre (grün in Abbildung 5.40, links) ist auf eine leicht verstärkte Anregung und Dissipation synoptischer Wellen in den mittleren Breiten zurückzuführen (Abbildung 6.16 d), welche sich äquatorwärts ausbreiten. In der oberen Stratosphäre führt die Verstärkung des zonalen Windes in den mittleren Breiten (Abbildung 5.36, links) zu einer Ablenkung von in dieser Höhe angeregten stationären und transienten planetaren Wellen polwärts (Abbildung 6.16 a – c). Ein Teil der Wellenenergie wird aufwärts abgelenkt und induziert das Konvergenzsignal in der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre (Abbildung 6.15, links). Stationäre Wellen sind an der verstärkten Konvergenz in den mittleren Breiten der unteren Mesosphäre beteiligt, wohingegen transiente planetare Wellen das Kon-

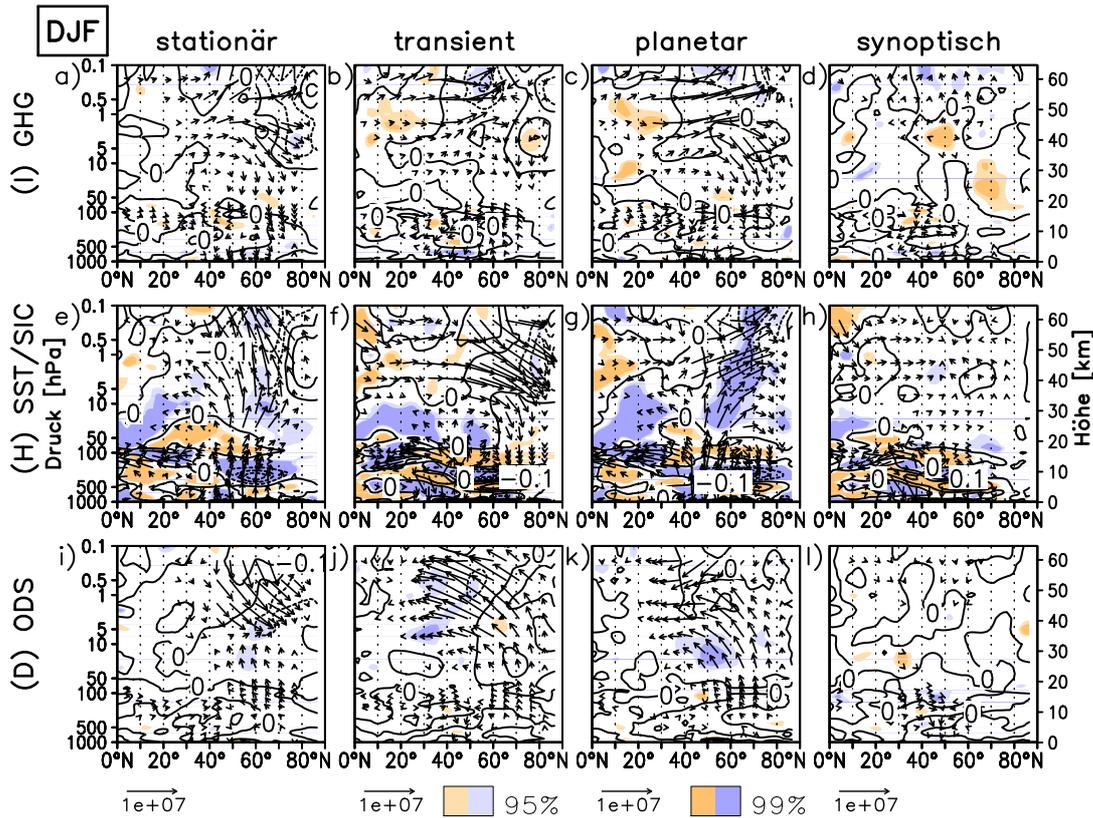


Abbildung 6.16: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$] für die Zukunftssignale von GHGs (I, oben), SSTs/SICs (H, Mitte) und ODS (D, unten), 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, DJF. Von links nach rechts: stationäre, transiente, planetare und synoptische Wellenanteile. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: 0,1 $\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

vergenzsignal in den hohen Breiten hervorrufen. Die z. T. abwärtige Ablenkung stationärer planetarer Wellen (Abbildung 6.16 a, c) ist auf Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen der Wellen in die obere Stratosphäre zurückzuführen (vgl. Abbildung 6.26, links).

Ansteigende ODS-Konzentrationen wurden im Abschnitt 6.1.2 als wesentlicher Antriebsfaktor für die BDC-Änderungen in der Vergangenheit herausgestellt, wobei eine verringerte Ausbreitung stationärer planetarer Wellen eine Abschwächung der BDC in der mittleren und der oberen Stratosphäre bewirkt (vgl. Abbildung 6.10 i, k). Für die Simulation 2095 werden gegenüber der Simulation 2000 abnehmende ODS vorgeschrieben, sodass der Vergleich der Abbildungen 6.9 und 6.15 (jeweils rechts) ein annähernd umgekehrtes Bild zeigt. Die Signale für die Zukunft sind allerdings deutlich schwächer ausgeprägt. Die verringerte ODS-Konzentration in 2095 gegenüber 2000 führt in der NH zu einer leichten Verstärkung der Aktivität stationärer (untere Stratosphäre) und transients planetarer Wellen (Abbildung 6.16 i – k). Aufgrund der deutlich stärkeren Ozonänderungen in der SH gegenüber der NH, ist auch hier, wenn auch weniger deutlich als für die Vergangenheit, der in RIND ET AL. [2009] be-

beschriebene Mechanismus einer interhemisphärischen Kopplung, für die Erklärung der Änderungen im Wellenantrieb in der NH und der SH ausschlaggebend. Unter Berücksichtigung der Vorzeichenänderungen in der ODS- und damit auch der Ozonänderung gegenüber der Vergangenheit, führt die Erwärmung der südhemisphärischen Stratosphäre (Abbildung 5.34, rechts) zu einer Stabilisierung der Schichtung und damit zu einer verringerten Ausbreitung transienter planetarer Wellen (nicht gezeigt). In der NH sind keine Änderungen in der troposphärischen Wellenanregung erkennbar, sodass hier über die Kopplung zur SH ein verstärkter Wellenantrieb induziert wird, der eine leichte (in DJF nicht signifikante) BDC-Verstärkung nach sich zieht (Abbildung 5.37, rechts). Im Gegensatz zur Vergangenheit ist der Wellenantrieb durch die zukünftig abnehmenden ODS gegenüber dem Treibhausgaseneffekt in DJF (und JJA) vernachlässigbar. In MAM und SON überwiegt das südhemisphärische Signal, sodass $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch ODS abnimmt (Abbildung 5.40, orange).

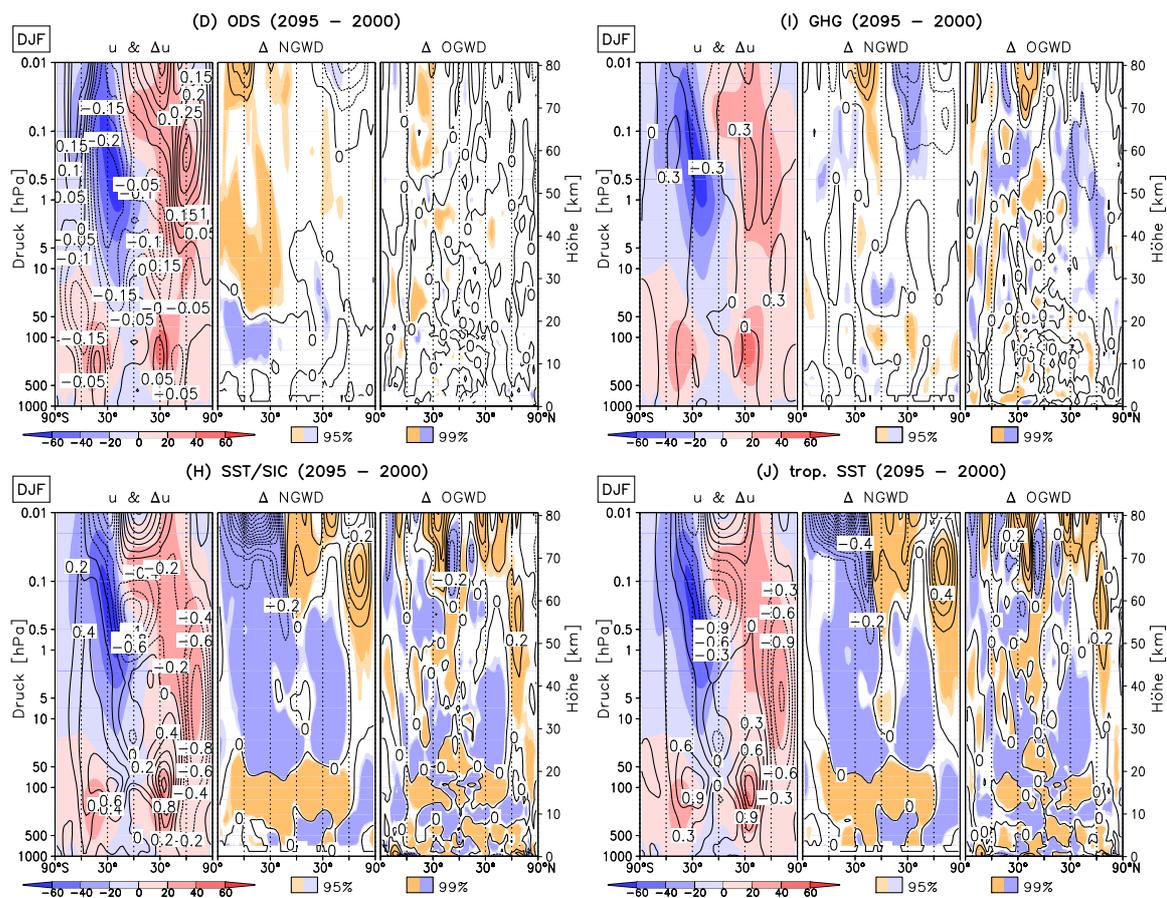


Abbildung 6.17: Wie in Abbildung 6.7 für die Änderungssignale durch ODS (D, oben, links), den atmosphärischen GHG-Effekt (I, oben, rechts), SSTs/SICs (H, unten, links) und tropische SSTs (J, unten, rechts) für die Zukunft.

Da die Ausbreitung parametrisierter Wellen maßgeblich durch Änderungen im Zonalwind beeinflusst wird, werden analog zu den explizit vom Modell aufgelösten Wellen, auch Schwerewellen v. a. durch den SST-Effekt beeinflusst (Abbildung 6.17, unten, links). Die zugehörigen Änderungen sind sowohl für NGWs, als auch für OGWs größer als das gesamte Zukunftssi-

gnal (Abbildung 6.8). Das ist konsistent mit den stärkeren Änderungen im Zonalwind, insbesondere im Bereich der subtropischen Strahlströme, bei alleiniger Berücksichtigung des in den SSTs enthaltenen Treibhausgassignals (Abbildung 5.36, Mitte). In der südhemisphärischen oberen Strato- und der Mesosphäre führen ODS zu einer Abschwächung der vorherrschenden Ostwinde durch NGWs und OGWs (Abbildung 6.17, links, oben). Die Änderungen in den Schwerewellen durch den Strahlungseffekt der Treibhausgase bewirken dagegen eine Verstärkung der Westwinde in der Mesosphäre in den tropischen Breiten. In der NH bewirken OGWs eine Abschwächung der vorherrschenden Westwinde von der mittleren Strato- bis in die untere Mesosphäre. NGWs setzen das Signal in die mittlere und obere Mesosphäre fort (Abbildung 6.17, rechts, oben). Somit ist die zukünftige BDC-Verstärkung in der oberen Strato- und der Mesosphäre durch den GHG-Effekt (vgl. Abbildung 5.40, links) z. T. auf OGWs und NGWs zurückzuführen.

Die Separierung des Einflusses einer zukünftigen SST-Störung in den Tropen und Extratropen sowie einer SIC-Störung

In den vorgeschriebenen SSTs enthaltene Treibhausgasänderungen haben einen wichtigen Einfluss auf die Änderungen im Wellenantrieb der BDC, insbesondere in der unteren Stratosphäre. Das diese Änderungen maßgeblich auf die Erhöhung der SSTs in den Tropen zurückzuführen sind, zeigen die Abbildungen 6.18 und 6.19.

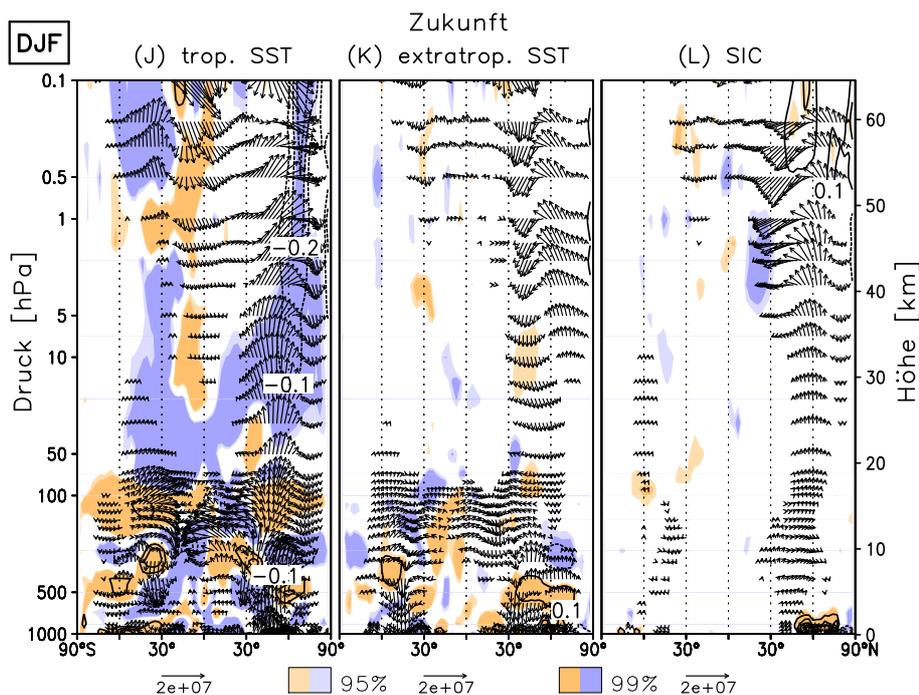


Abbildung 6.18: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/\text{Dekade}$] für die Änderungssignale durch tropische SSTs (J, links), extratropische SSTs (K, Mitte) und SICs (L, rechts), 1000 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N, DJF. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: 0,1 $\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1}/\text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

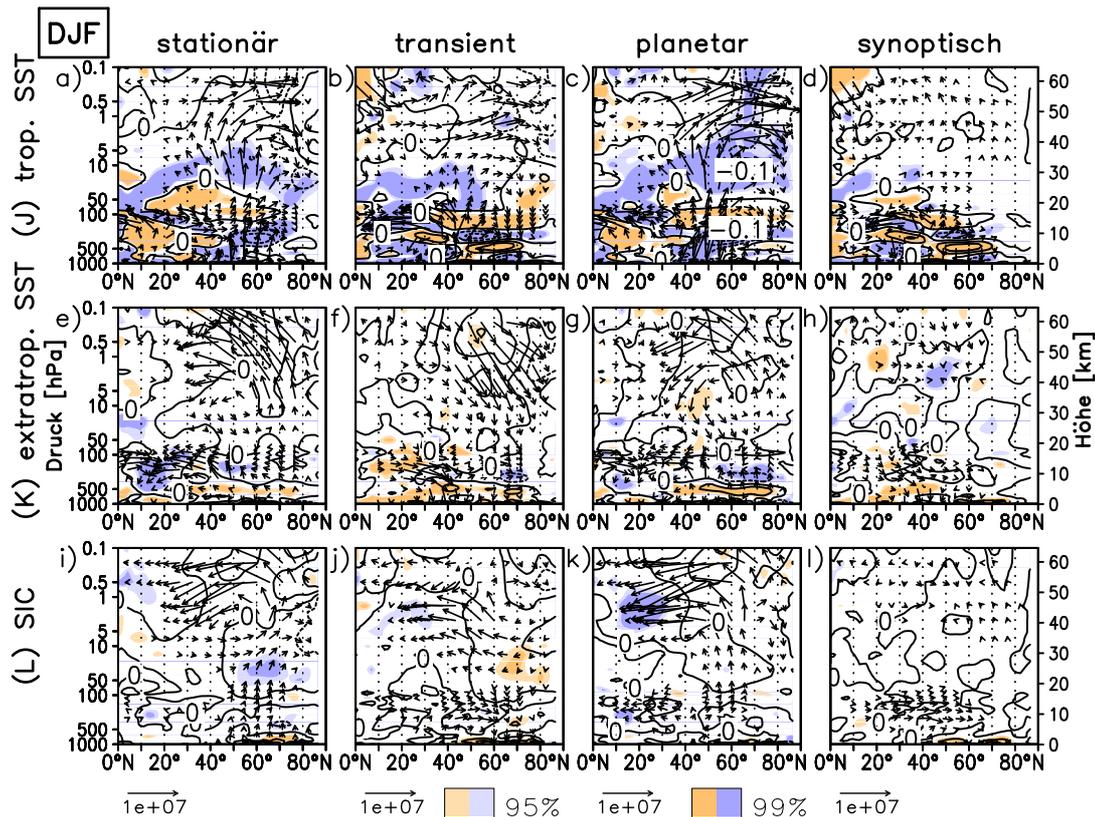


Abbildung 6.19: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in EP-Flussdivergenz [$\text{ms}^{-1}\text{Tag}^{-1} / \text{Dekade}$] und EP-Vektoren [$\text{m}^2\text{s}^{-2} / \text{Dekade}$] für die Änderungssignale durch tropische SSTs (J, oben), extratropische SSTs (K, Mitte) und SICs (L, unten), 1000 – 0,1 hPa, 0 – 90°N, DJF. Von links nach rechts: stationäre, transiente, planetare und synoptische Wellenanteile. Konturlinien zeigen absolute Änderungen der EP-Divergenz (Abstände: $0,1 \text{ ms}^{-1}\text{Tag}^{-1} / \text{Dekade}$), statistisch signifikante Änderungen farbschraffiert.

Die Erhöhung der tropischen SSTs führt zu einer verstärkten Anregung stationärer planetarer Wellen in den niederen und transienter synoptischer Wellen in den mittleren Breiten (Abbildung 6.19 a – d). Transiente synoptische Wellen breiten sich vermehrt in die untere äquatoriale Stratosphäre aus, stationäre und transiente planetare Wellen propagieren verstärkt in die mittlere und obere Stratosphäre. Ein kleiner Teil der Signale ist möglicherweise auf künstliche Gradienten durch eine alleinige SST-Erhöhung in den Tropen zurückzuführen, sodass stärkere Änderungen im Wellenantrieb durch tropische SSTs (Abbildung 6.18, links) verglichen mit einer globalen SST-Erhöhung (Abbildung 6.15, Mitte) resultieren. Entsprechend KODAMA und IWASAKI [2009] führt die alleinige Erhöhung der extratropischen SSTs zu einer verringerten Wellenaktivität. Somit können stärkere BDC-Änderungen durch tropische gegenüber globalen SSTs auch auf eine Abschwächung der BDC durch den Einfluss extratropischer SSTs zurückzuführen sein. Durch die extratropischen SST-Änderungen simuliert EMAC in den mittleren Breiten eine verstärkte troposphärische Anregung stationärer planetarer Wellen, welche eine geringfügige Verstärkung des Konvergenzsignals in der mittleren Troposphäre bewirken (Abbildung 6.16 e, g). Eine signifikante Reaktion auf den

Massentransport in der unteren Stratosphäre tritt nicht auf (Abbildung 5.43, oben, Mitte). Diese zusätzliche troposphärische Wellenanregung ist in KODAMA und IWASAKI [2009] nicht zu finden, was ein Indiz dafür ist, dass das Signal in EMAC auf induzierte Gradienten zurückzuführen sein könnte. Insgesamt führt die Erhöhung der extratropischen SSTs in EMAC zu einer verstärkten Aufwärtsausbreitung stationärer planetarer Wellen in den hohen Breiten, während in den mittleren Breiten die Ausbreitung transienter planetarer Wellen verringert ist. Die entgegengesetzt gerichteten Änderungssignale stationärer und transienter Wellen (Abbildung 6.16 e, f) heben sich annähernd auf, sodass die BDC-Änderungen durch die extratropischen SSTs insgesamt gering sind. Nur in der mittleren und oberen Stratosphäre zeigt sich eine leichte Zunahme von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ (grün in Abbildung 5.44, links). Für die parametrisierten Schwerewellen stimmen die Änderungen durch die alleinige Erhöhung der SSTs in den Tropen ebenfalls gut mit denen durch globale SST-Änderungen überein (Abbildung 6.17, unten). Tropische SSTs erklären somit auch bezüglich der Änderungen in den OGWs und NGWs nahezu das gesamte Zukunftssignal durch SSTs.

Im Abschnitt 5.3.6 wurde gezeigt, dass sich die BDC im nordhemisphärischen Winter, durch eine alleinige Verringerung des Meereises in beiden Hemisphären auf für das Ende des 21. Jahrhunderts prognostizierte Werte, in der unteren Stratosphäre leicht verstärkt und in der oberen leicht abschwächt (pink in Abbildung 5.44, links). Die Betrachtung des Wellenantriebs zeigt eine verstärkte Anregung stationärer Wellen (Abbildung 6.19 i) im Bereich der stärksten Eisänderungen in der unteren Troposphäre (vgl. Abbildung 3.6). Transiente synoptische Wellen wirken dem entgegen und schwächen so das Gesamtsignal ab (Abbildung 6.19 j, l). Stationäre planetare Wellen erreichen in den niederen Breiten vermehrt die untere und mittlere Stratosphäre und sorgen für eine leicht intensivierete EP-Flusskonvergenz, sodass eine geringfügige BDC-Verstärkung resultiert (Abbildung 6.19 i, k). In der unteren Mesosphäre führt eine verringerte Dissipation stationärer und transienter planetarer Wellen (Divergenz in Abbildung 6.18, rechts) zu einem verringerten Massentransport und somit zu einer Abschwächung der BDC.

6.2 Änderungen im Brechungsindex

Als Maß für die Fähigkeit stationärer planetarer Wellen sich vertikal auszubreiten wurde im Abschnitt 2.4.3 der Brechungsindex n_s^2 eingeführt. Entsprechend der Gleichung (2.53) besteht eine Abhängigkeit von Wellenzahl, Zonalwind, Stabilität der atmosphärischen Schichtung und Änderung der potentiellen Vorticity mit der geographischen Breite. Der Brechungsindex ist so definiert, dass eine Wellenausbreitung von der Tropo- in die Stratosphäre nur in Regionen mit $n_s^2 < 0$ erfolgen kann. Für die Referenzsimulation 2000 wurde im Abschnitt 4.1.1 die Klimatologie der Wellenausbreitung für den nordhemisphärischen Winter anhand von $P(n_s^2 < 0)$ gezeigt (vgl. Abbildung 4.12). In diesem Kapitel werden mithilfe der Änderungen von $P(n_s^2 < 0)$ für die Vergangenheit und die Zukunft Aussagen darüber getroffen, inwiefern sich die Ausbreitungsbedingungen planetarer Wellen ($s = 1 - 3$) in der Vergangenheit geändert haben bzw. in der Zukunft ändern werden. Zudem werden unter Verwendung der Sensitivitätssimulationen aus der Tabelle 3.5 Aussagen über den Anteil der verschiedenen externen Einflussgrößen am Änderungssignal gemacht (vgl. Tabelle 5.5). Die Änderungen von $P(n_s^2 < 0)$ werden in % angegeben. Im Gegensatz zu den anderen Betrachtungen in diesem Kapitel erfolgt keine Gewichtung pro Dekade. Bei der Interpretation der Änderungssignale ist die unterschiedliche Länge der Zeiträume zu beachten.

6.2.1 Die Änderungen im Brechungsindex für Vergangenheit und Zukunft

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob die im Abschnitt 6.1.1 gezeigten Änderungen in der Ausbreitung planetarer Wellen in der Vergangenheit und für die Zukunft mit den Änderungen im Brechungsindex, also durch veränderte Ausbreitungsbedingungen zu erklären sind, oder ob eine interne Anregung von Wellen in der Stratosphäre in Betracht zu ziehen ist. Auch ohne Änderungen in der Wellenanregung können verbesserte Ausbreitungsbedingungen einen stärkeren Wellenantrieb in der Stratosphäre bedingen. Hierbei ist anzumerken, dass $P(n_s^2 < 0) > 0$ keinerlei Information zu den vorhandenen Wellen, welche propagieren kön-

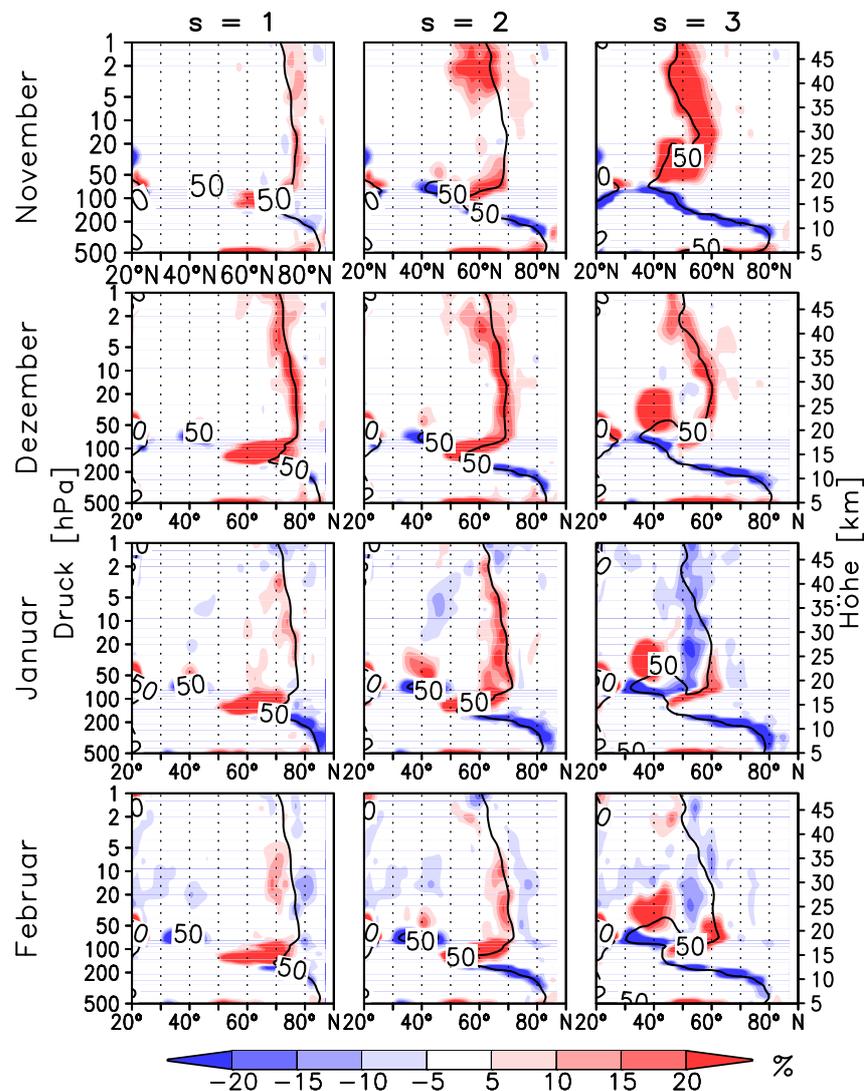


Abbildung 6.20: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in der Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$ [%] für die Zukunft (Simulationen 2095 – 2000), 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, zonal-gemittelt. Von oben nach unten: Mittel der Monate November, Dezember, Januar und Februar. Von links nach rechts: Wellenzahlen $s = 1 - 3$. Die Konturlinie zeigt $P(n_{s=2}^2 < 0) > 50\%$ für die Simulation 2000.

nen, enthält. Lediglich die Änderungen in den Umgebungsbedingungen werden erfasst. Somit muss eine Änderung von $P(n_s^2 < 0)$ nicht zwangsläufig mit einer Änderung in der Wellenausbreitung einhergehen. Demgegenüber handelt es sich um ein gutes Maß dafür, ob die veränderten Umgebungsbedingungen eine Wellenausbreitung unterstützen oder verhindern. Die Kenntnis des Grundzustandes von $P(n_s^2 < 0)$ ist in jedem Fall notwendig, um die Ergebnisse richtig interpretieren zu können. Daher ist die 50%-ige Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$ für die Referenzsimulation (vgl. Abbildung 4.12) in den folgenden Abbildungen jeweils als schwarze Konturlinie angegeben.

Die Abbildung 6.20 zeigt die Änderungen im Brechungsindex für die Zukunft als Differenz der Simulationen 2095 und 2000 für die Wintermonate November, Dezember, Januar und Februar (von oben nach unten) und die planetaren Wellenzahlen eins, zwei und drei (von links nach rechts). Die Wahrscheinlichkeit für $n_{s=1}^2 < 0$ (Abbildung 6.20, erste Spalte) ist in der unteren Stratosphäre für alle Wintermonate in den hohen Breiten erhöht und in den niederen Breiten verringert. Somit erfolgt eine Umverteilung der für die Wellenausbreitung bevorzugten Regionen von den hohen in die niederen Breiten: Im Breitenbereich zwischen 30°N und 50°N haben mehr Wellen die Möglichkeit von der Tropo- in die Stratosphäre zu propagieren, wohingegen im Bereich zwischen 50°N und 70°N mehr Wellen dissipieren bzw. abgelenkt werden und somit nicht höher propagieren können. Für Wellen mit der Wellenzahl zwei zeigt sich ein ähnliches Bild. Zudem wird die Abnahme von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in den niederen Breiten im Höhenbereich zwischen etwa 50 und 100 hPa in den Monaten Januar und Februar von einer Zunahme in den darüberliegenden Schichten begleitet. Dieses Signal erklärt sich durch die Höhenverschiebung der Tropopause für die Zukunftssimulation (vgl. Abbildung 5.7). Änderungen von $P(n_{s=3}^2 < 0)$ sind nur in den niederen Breiten interessant, da Wellen der Wellenzahl drei nur in diesem Bereich die Stratosphäre erreichen können, was die schwarze Linie mit der 50%-igen Wahrscheinlichkeit der Ausbreitung für die Referenzsimulation verdeutlicht. In der unteren Stratosphäre nimmt $P(n_{s=3}^2 < 0)$ ab, wohingegen darüberliegend eine Zunahme erfolgt. Das ist mit einer erhöhten Tropopause und einer verstärkten Aktivität kürzerer planetarer (und synoptischer) Wellen, welche die untere Stratosphäre erreichen (vgl. Abbildung 6.2 k, l) zu vereinbaren. Da die Unterschiede zwischen den Mona-

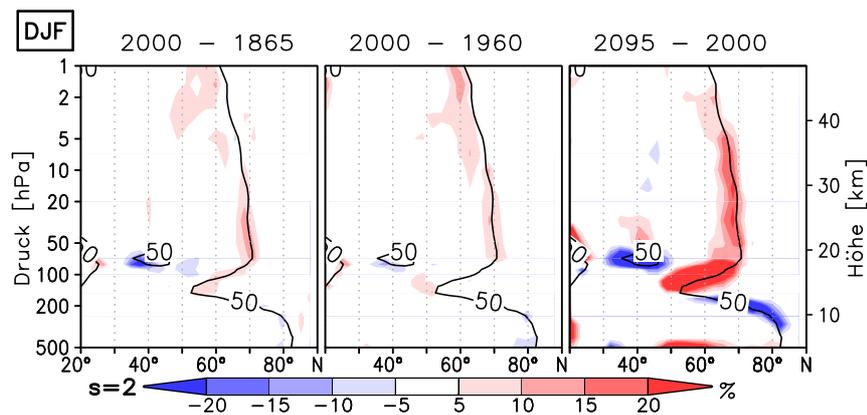


Abbildung 6.21: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in der Wahrscheinlichkeit für $n_{s=2}^2 < 0$ [%] für die Simulationen 2000 – 1865 (links), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (rechts), DJF, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N , zonal-gemittelt. Die Konturlinie zeigt $P(n_{s=2}^2 < 0) > 50\%$ für die Simulation 2000.

ten gering sind, wird im Folgenden ein Mittel über die Wintermonate Dezember, Januar und Februar betrachtet.

Für die Vergangenheit (2000 – 1865, links und 2000 – 1960, Mitte) und die Zukunft (2095 – 2000, rechts) zeigt die Abbildung 6.21 die Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$. Die Wellenzahl zwei wird hier und im Folgenden stellvertretend herangezogen, Signale für die Wellenzahl eins verhalten sich ähnlich, kurze planetare Wellen ($s = 3$) bleiben im Folgenden unberücksichtigt, da diese nur über die niederen Breiten die Stratosphäre erreichen. Analog zur Prognose für die Zukunft (vgl. Abbildungen 6.20 und 6.21, rechts) zeigt sich auch in den Änderungssignalen zwischen den Simulationen 1865 und 2000 sowie 1960 und 2000 eine Verringerung von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in den niederen und eine Erhöhung in den mittleren Breiten. Von der Vergangenheit über die Gegenwart bis in die Zukunft erfolgt somit eine Verschiebung der für die Wellenausbreitung geeigneten Regionen von den mittleren in Richtung der niederen Breiten, wobei die Signale für die Vergangenheit klein sind und sich für die Zukunft verstärken. Da Wellen bevorzugt in der Schwachwindregion oberhalb der subtropischen Strahlströme brechen (vgl. Abschnitt 2.4.3), ist die regionale Verschiebung der Wellenbrechungsregion an die Verschiebung der subtropischen Strahlströme gekoppelt (Abbildung 6.8, links). Die aufwärts gerichtete Verschiebung erfolgt erst im Zukunftszeitraum und ist konsistent zur Studie von SHEPHERD und McLANDRESS [2011], die eine zukünftige Anhebung der kritischen Schichten für das Brechen von Rossbywellen und damit einen stärkeren Welleneinfluss in der unteren Stratosphäre zeigen.

In einem kurzen Exkurs wird hier die Frage beantwortet, wodurch die Änderungen im Brechungsindex bzw. dessen Wahrscheinlichkeit hervorgerufen werden. Hierzu lässt sich die Gleichung (2.53) in drei Terme aufspalten:

$$\begin{aligned} \text{Term 1} &= \frac{1}{a\bar{u}} \frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi} \\ \text{Term 2} &= \left(\frac{s}{a \cos \varphi} \right)^2 \\ \text{Term 3} &= \left(\frac{f}{2NH} \right)^2. \end{aligned} \tag{6.1}$$

Die Abbildung 6.22 zeigt die Terme 1 – 3 entsprechend (6.1) für die Simulationen 2000 (schwarz) und 2095 (rot). Hierbei zeigt sich, dass der erste Term (Abbildung 6.22, links) positive und negative Werte annehmen kann, wohingegen die Terme zwei und drei stets positiv sind. Zudem bestimmt der erste Term maßgeblich die Größenordnung des gesamten Brechungsindex (10^{-10}m^{-2}), wohingegen die anderen beiden um zwei bis drei Größenordnungen kleiner sind ($10^{-12} - 10^{-13} \text{m}^{-2}$). Das Vorzeichen von n_s^2 wird hauptsächlich durch den ersten Term bestimmt. Die anderen beiden Terme können in den hohen Breiten (Term zwei) bzw. in den hohen troposphärischen Breiten (Term drei) bei kleinem Term eins in der Differenz ein negatives Vorzeichen von n_s^2 hervorrufen [vgl. Gleichung (2.53)]. Eine weitere Aufspaltung des ersten Terms zeigt, dass die Ableitung der potentiellen Vorticity nach der geographischen Breite ($PV_\phi = \frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$) den größten Anteil ausmacht (blau und grün in Abbildung 6.22, links). In den niederen und den mittleren Breiten der Tropo- und unteren Stratosphäre erklärt $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ die positiven Werte von n_s^2 bzw. die geringe Wahrscheinlichkeit für $n_s^2 < 0$ (vgl. Abbildung 4.12) und somit die Durchlässigkeit der Atmosphäre für Wellen aus der Troposphäre. Für die Zukunft zeigen sich insbesondere im ersten Term und hier v. a. in $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ Änderungen. Der zweite Term ist konstant und der dritte ändert sich minimal (beachte Größenordnung 10^{-13} , Abbil-

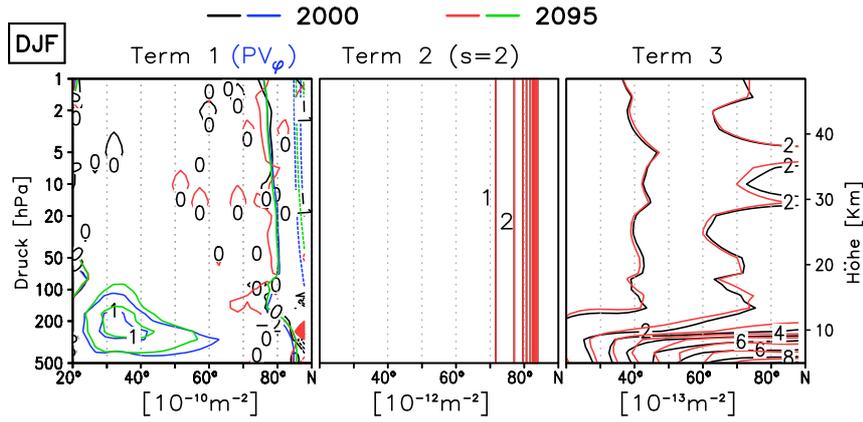


Abbildung 6.22: Höhen-Breiten-Schnitte der Terme entsprechend (6.1) für die Simulationen 2000 (schwarz) und 2095 (rot) [m^{-2}], DJF, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, zonal-gemittelt. Term 2 ist für $s = 2$ gezeigt. Im linken Bildteil ist zusätzlich $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ [$10^{-10}s$] für die Simulationen 2000 (blau) und 2095 (grün) angegeben.

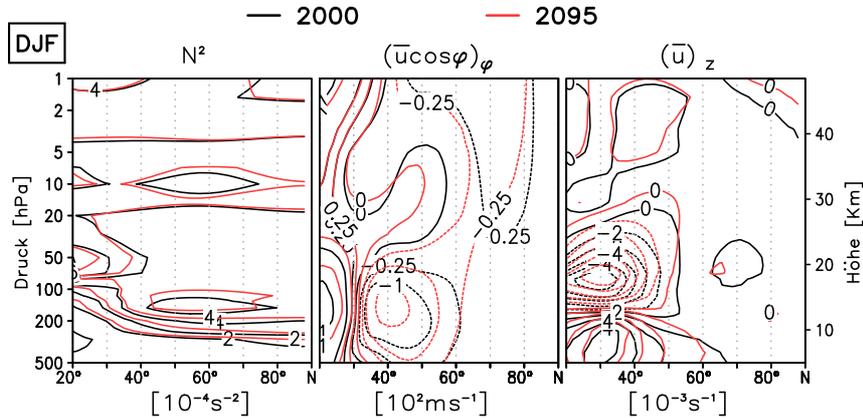


Abbildung 6.23: Aufspaltung des Terms $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ aus Gleichung (2.53) für die Simulationen 2000 (schwarz) und 2095 (rot) in seine Anteile, DJF, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, zonal-gemittelt. Links: Brunt-Väisälä-Frequenz N^2 [$10^{-4}s^{-2}$], Mitte: $\frac{\partial(\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi}$ [10^2ms^{-1}] und rechts: $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ [$10^{-3}s^{-1}$].

Abbildung 6.22). Die Verschiebung von P ($n_s^2 < 0$) in niedrigere Breiten und größere Höhen ist somit durch die Änderung von $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ zwischen 2000 (blau) und 2095 (grün) bedingt. Entsprechend der Gleichung (2.53) ist $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ umgekehrt proportional zur Stabilität der atmosphärischen Schichtung (Brunt-Väisälä-Frequenz N^2) und proportional zur meridionalen $\left(\frac{\partial(\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi}\right)$ und vertikalen Windscherung $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)$. Diese Terme sind in der Abbildung 6.23 für die Simulationen 2000 (schwarz) und 2095 (rot) gezeigt. Alle drei Felder zeigen in den niederen und den mittleren Breiten eine verstärkte Zukunftsänderung, wobei die vertikale Windscherung hauptsächlich an der Verschiebung von $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ in größere Höhen beteiligt ist und somit entscheidend zur Än-

derung des Brechungsindex in der Zukunft beiträgt (Abbildung 6.23, rechts). Die Anhebung der Tropopause in einem zukünftigen Klima (rot in Abbildung 5.7) und die Verschiebung der subtropischen Strahlströme (Abbildung 5.8, rechts) führt zu einer Verschiebung des Bereichs maximaler Windscherung in der Schwachwindregion oberhalb der subtropischen Strahlströme und somit zu einer Verschiebung des für die Wellenpropagation bevorzugten Bereichs in größere Höhen. Die horizontale Windscherung liefert einen zusätzlichen Änderungsbeitrag in den mittleren und den hohen Breiten (Abbildung 6.23, Mitte) und erklärt so die Zunahme von $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ in der mittleren Stratosphäre im Breitenbereich 50°N bis 70°N (Abbildung 6.21, rechts).

In Zusammenhang mit den Änderungen in der Wellenausbreitung können für die Vergangenheit und die Zukunft folgenden Ergebnisse festgehalten werden:

Für die Vergangenheit sind kleine Änderungen in der Wellenausbreitung aus der Tropo- in die Stratosphäre mit geringen Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ zu vereinbaren. In der UTLS-Region zeigt sich ein leicht verstärktes Ausbreitungssignal von den mittleren in die niederen Breiten im Einklang mit einer Verschiebung der Signale im Brechungsindex (Abbildung 6.21, links und Mitte). Allerdings treten die Änderungssignale in der Wellenausbreitung hauptsächlich durch transiente synoptische (Abbildung 6.2 b, d, f, h) und weniger durch planetare Wellen auf. Aufgrund des nicht eindeutig vorhandenen Signals in den planetaren Wellen lassen sich die Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ nicht direkt auf eine veränderte Ausbreitung planetarer Wellen übertragen, was möglicherweise durch eine verringerte Anregung planetarer Wellen in den niederen Breiten zu erklären ist (Abbildung 6.2 c, g). Demgegenüber werden mehr transiente synoptische Wellen angeregt, welche sich vermehrt in die obere Troposphäre und z. T. in die untere Stratosphäre ausbreiten.

Für die zukünftigen Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ ist ein direkter Vergleich mit dem Änderungssignal in der Wellenausbreitung bedingt durch planetare Wellen der Wellenzahl zwei möglich (Abbildung 6.6, Mitte). Die Erhöhung von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in der oberen Troposphäre zwischen etwa 50°N und 70°N ist mit einem stärkeren Wellenbrechen in dieser Region vereinbar. Zudem sorgen verbesserte Ausbreitungsbedingungen in den niederen Breiten (Abnahme von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in Abbildung 6.21, rechts), zusammen mit einer verstärkten Anregung planetarer Wellen in der Troposphäre (Abbildung 6.6, Mitte) für eine vermehrte Ausbreitung von Wellen über die niederen troposphärischen Breiten in die Stratosphäre. In diesem Zusammenhang wurde die zukünftige Änderung von $\frac{\partial \bar{q}}{\partial \varphi}$ als maßgeblicher Faktor für die Ausweitung der Zone troposphärischer Wellenpropagation in den niederen Breiten in größere Höhen gefunden (Abbildung 6.22, links). Die Verschiebung der Gebiete maximaler vertikaler Windscherung in größere Höhen ist für dieses Signal verantwortlich (Abbildung 6.23, rechts) und erklärt sich durch eine zukünftige Anhebung der Tropopause (Abbildung 5.7) und eine Verschiebung der subtropischen Strahlströme in größere Höhen (Abbildung 5.8, rechts). Ein negatives Divergenzsignal in den hohen und ein positives in den niederen Breiten zeigt auch die Betrachtung für $s = 3$ und etwas schwächer und leicht in größere Höhen verschoben zudem für $s = 1$ (Abbildung 6.6, rechts und links), vereinbar mit den zukünftigen Änderungen im Brechungsindex für die Wellenzahlen drei und eins (Abbildung 6.20, rechts und links). Darüber hinaus zeigt die Abbildung 6.2 l auch für die synoptischen Wellenanteile ein ähnliches Konvergenz-Divergenz-Muster in der oberen Troposphäre. Somit bestehen auch für größere Wellenzahlen verbesserte Ausbreitungsbedingungen in der Zukunft (zumindest in die obere Tropo- und die untere Stratosphäre). Die hier gezeigten Zukunftssignale sind konsistent mit SHEPHERD und MCLANDRESS [2011], die eine Verlagerung der kritischen Schichten für das Brechen von Rossbywellen in größere Höhen zeigen. Da aus der Tropo- in die Stratosphäre propagieren-

de Wellen maßgeblich am Antrieb der BDC in größeren Höhen beteiligt sind, bedingen die zukünftigen Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ auch einen Teil des verstärkten Konvergenzsignals in der oberen Strato- und der Mesosphäre. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass sowohl Änderungen im Brechungsindex als auch eine verstärkte Anregung von Wellen in der Troposphäre die zukünftige Verstärkung der BDC hervorrufen.

6.2.2 Die Änderungen im Brechungsindex durch verschiedene Einflussfaktoren

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ für die Vergangenheit und die Zukunft in die gleiche Richtung zeigen und mit einer verbesserten Durchlässigkeit der Atmosphäre für Wellen in den niederen Breiten und einem verstärkten Wellenbrechen in den mittleren und den hohen Breiten verbunden sind. Für den Zukunftszeitraum wurden deutlich stärkere Signale herausgestellt. In diesem Abschnitt wird gezeigt, welche äußeren Einflussfaktoren die Änderungen im Brechungsindex in der Vergangenheit und der Zukunft bedingen. Zudem wird der Frage nachgegangen, ob die Änderungen in der nahen oder fernen Zukunft stärker sind. Die Großbuchstaben A – L beziehen sich auf die Tabelle 5.5.

Die Änderungen im Brechungsindex durch Methan, ODS, GHGs & SSTs/SICs für die Vergangenheit

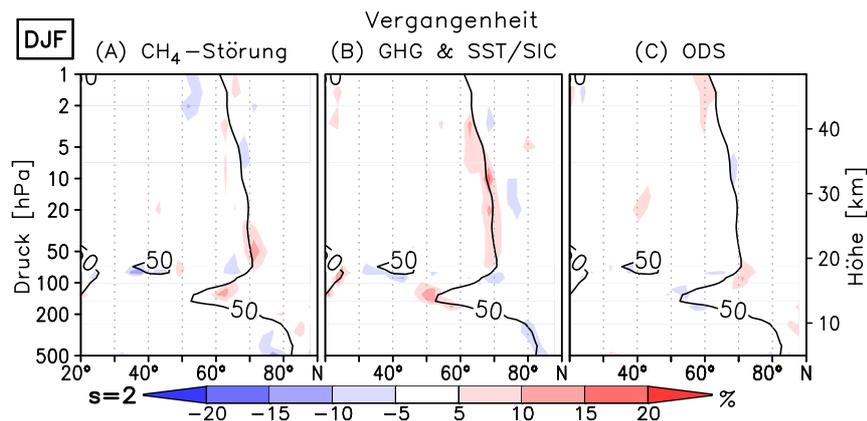


Abbildung 6.24: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in der Wahrscheinlichkeit für $n_{s=2}^2 < 0$ [%] durch eine vorindustrielle Methanstörung (A, links), das Signal von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) und das ODS-Signal (C, rechts) für die Vergangenheit, DJF, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, zonal-gemittelt. Die Konturlinie zeigt $P(n_{s=2}^2 < 0) > 50\%$ für die Simulation 2000.

Für die Vergangenheit wurden im Abschnitt 6.2.1 relativ geringe Änderungen im Wellenantrieb gezeigt. Auch die Abbildung 6.24 enthält nur kleine Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ für die Einflussfaktoren in der Vergangenheit (Tabelle 5.5, A – C). Trotz der kleinen Signale zeigen die Methanstörung und der kombinierte GHG & SST/SIC-Einfluss (Abbildung 6.24, links und Mitte) in die gleiche Richtung, verbunden mit einer Verringerung von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in den niederen und einer Erhöhung in den mittleren Breiten in der unteren Stratosphäre, entsprechend dem Gesamtsignal für die Vergangenheit (Abbildung 6.21, links und Mitte). Die

Zunahme der ODS (Abbildung 6.24, rechts) führt dagegen in den niederen und den mittleren Breiten zu einer verstärkten Durchlässigkeit von Wellen in die Stratosphäre, erkennbar an der Abnahme von $P(n_{s=2}^2 < 0)$. Dieses Signal ist auf eine Destabilisierung der unteren Stratosphäre durch die Temperaturabnahme infolge der Ozonzerstörung zurückzuführen und ist in der SH deutlich verstärkt (nicht gezeigt). Theoretisch können somit in beiden Hemisphären vermehrt Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre propagieren. In der SH ist das die Ursache für die Verstärkung von Ψ (Abbildung 5.24, oben, rechts), in der NH ist die BDC durch einen interhemisphärischen Kopplungsprozess verringert (vgl. Abschnitt 6.1.2), sodass die Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ durch zunehmende ODS-Konzentrationen die Wellenausbreitung nicht beeinflussen. Zwischen 1960 und 2000 wird die Verschiebung der für die Wellenausbreitung begünstigsten Regionen in Richtung der niederen Breiten somit v. a. durch den Treibhausgaseneffekt hervorgerufen (Abbildung 6.24, Mitte).

Die Änderungen im Brechungsindex durch GHGs & SSTs/SICs für 2045 – 2000 gegenüber 2095 – 2045

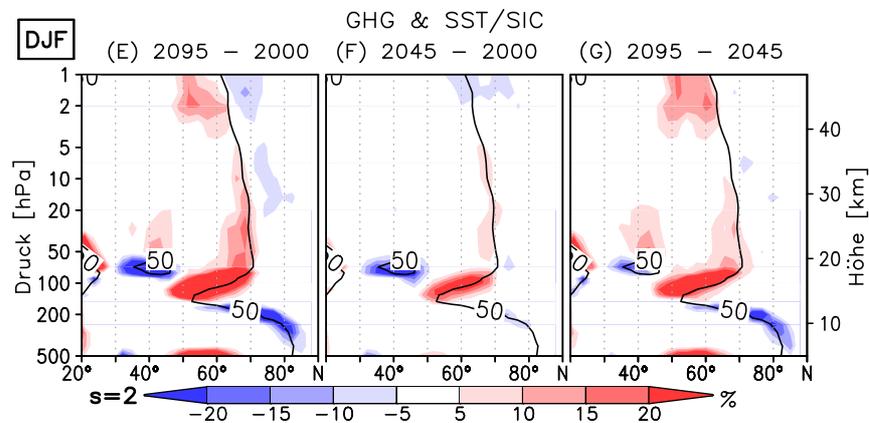


Abbildung 6.25: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in der Wahrscheinlichkeit für $n_{s=2}^2 < 0$ [%] für die Signale aus geänderten GHGs & SSTs/SICs für 2095 – 2000 (E, links), 2045 – 2000 (F, Mitte) und 2095 – 2045 (G, rechts), DJF, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, zonal-gemittelt. Die Konturlinie zeigt $P(n_{s=2}^2 < 0) > 50\%$ für die Simulation 2000.

Für die Vergangenheit wurde herausgestellt, dass die Änderungen im Brechungsindex überwiegend durch den Treibhausgaseneffekt (Abbildung 6.24, Mitte) bestimmt werden und die Änderungen in den ODS (Abbildung 6.24, rechts) eine untergeordnete Rolle spielen. Gleiches gilt für die Zukunft (Abbildung 6.26, rechts), sodass für die Betrachtung der nahen (Mitte des 21. Jahrhunderts) und fernen Zukunft (Ende des 21. Jahrhundert) hier nur Änderungen in GHGs & SSTs/SICs berücksichtigt werden. Die Abbildung 6.25 zeigt die Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ bedingt durch GHG- & SST-/SIC-Änderungen zwischen 2095 und 2000 (links), 2045 und 2000 (Mitte) und 2095 und 2045 (rechts). Das Zukunftssignal E (Abbildung 6.25, links) stimmt nahezu mit dem gesamten Zukunftssignal überein (Abbildung 6.21, rechts), korrespondierend zum geringen Anteil der ODS an den Änderungen im Brechungsindex. Für die nahe Zukunft (Abbildung 6.25, Mitte) ist $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in den niederen Breiten verringert: Hier findet eine verbesserte Wellenausbreitung statt. In ferner Zukunft wird demgegenüber eine

Erhöhung von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in den hohen Breiten prognostiziert, also eine verringerte Durchlässigkeit atmosphärischer Wellen in dieser Region (Abbildung 6.25, rechts). Als Summe beider Anteile zeigt das Gesamtsignal durch GHG- & SST-/SIC-Änderungen eine äquatorwärtige Verschiebung der Regionen bevorzugter Ausbreitung planetarer Wellen (Abbildung 6.25, links). Die aufwärts gerichtete Verschiebung des Welleneinflusses ist im zweiten Zukunftszeitraum dominant, erkennbar an der Dipolstruktur in den Änderungssignalen in größeren Höhen (Abbildung 6.25, rechts) und konsistent mit der Aufwärtsverlagerung der Tropopause in der Zukunft und den stärkeren Änderungen in den subtropischen Strahlströmen für 2095 – 2045 gegenüber 2045 – 2000 (Abbildung 6.14, jeweils linke Teilabbildung).

Die Änderungen im Brechungsindex durch zukünftige GHG- und ODS-Konzentrationen sowie SSTs/SICs

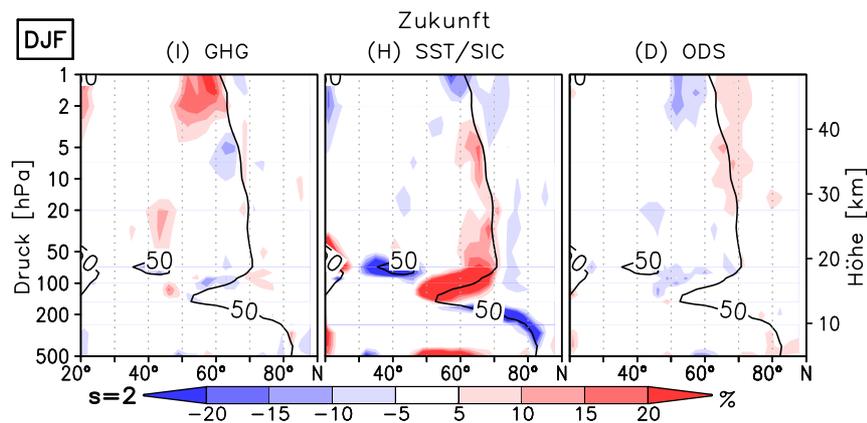


Abbildung 6.26: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in der Wahrscheinlichkeit für $n_{s=2}^2 < 0$ [%] für die Signale aus GHGs (I, links), SSTs/SICs (H, Mitte) und ODS (D, rechts) in der Zukunft, DJF, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, zonalgemittelt. Die Konturlinie zeigt $P(n_{s=2}^2 < 0) > 50\%$ für die Simulation 2000.

Eine weitere Aufspaltung der Änderungen von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ für 2095 – 2000 zeigt die Abbildung 6.26. Die reine Strahlungsänderung durch die ansteigenden GHGs (Abbildung 6.26, links) entspricht einem überwiegend auf die Stratosphäre beschränkten Treibhausgasereffekt (vgl. Abschnitt 5.3.4) und hat somit keinerlei Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen für Wellen aus der Troposphäre zur Folge. Änderungen im Brechungsindex finden fast ausschließlich in der oberen Stratosphäre statt. In den mittleren Breiten nimmt $P(n_{s=2}^2 < 0)$ zu, sodass weniger Wellen in höhere Schichten propagieren können. Somit wird ein Teil der durch die Zonalwindverstärkung in den mittleren Breiten der oberen Stratosphäre (Abbildung 5.36, links) polwärts abgelenkten planetaren Wellen nicht nach oben, sondern nach unten abgelenkt (vgl. Abbildung 6.16 c).

Der troposphärische Treibhausgasereffekt in Form des GHG-Signals in den vorgeschriebenen SSTs (Abbildung 6.26, Mitte) ist durch starke Änderungen im Brechungsindex in der unteren Stratosphäre gekennzeichnet, welche auf veränderte Umgebungsbedingungen für die Wellenausbreitung zurückzuführen sind. Der Vergleich mit der Abbildung 6.21 (rechts) zeigt, dass der troposphärische Treibhausgasereffekt, den größten Anteil am gesamten Zukunftssignal von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ ausmacht. Die Verschiebung der subtropischen Strahlströme in Richtung der nie-

deren Breiten und in größere Höhen (vgl. Abschnitt 5.3.4) bewirkt eine analoge Verschiebung der für das Brechen von Wellen bevorzugten Regionen, was sich direkt in den Änderungen im Brechungsindex widerspiegelt.

Demgegenüber haben die für die Zukunft gegenüber 2000 verringerten ODS nur einen sehr geringen Einfluss auf den Brechungsindex (Abbildung 6.26, rechts). Trotz des umgekehrten Vorzeichens der ODS-Änderung zwischen der Zunahme in der Vergangenheit (2000 – 1960) und der Abnahme in der Zukunft (2095 – 2000) zeigt sich in der unteren Stratosphäre kein nennenswerter Unterschied von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ zwischen der Vergangenheit (C, Abbildung 6.24, rechts) und der Zukunft (D, Abbildung 6.26, rechts). In der oberen Stratosphäre impliziert die Zunahme von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ für die Vergangenheit eine verringerte Wellenausbreitung, wohingegen $P(n_{s=2}^2 < 0)$ für die Zukunft abnimmt. Somit haben die Wellen für 2095 – 2000 verstärkt die Möglichkeit in größere Höhen zu propagieren. Das ist konsistent mit der verstärkten Ausbreitung planetarer Wellen in die obere Stratosphäre (Abbildung 6.16 k) und wird durch die starken südhemisphärischen Ozonänderungen angetrieben.

Die Änderungen im Brechungsindex durch eine zukünftige SST-Störung in den Tropen und Extratropen sowie einer SIC-Störung

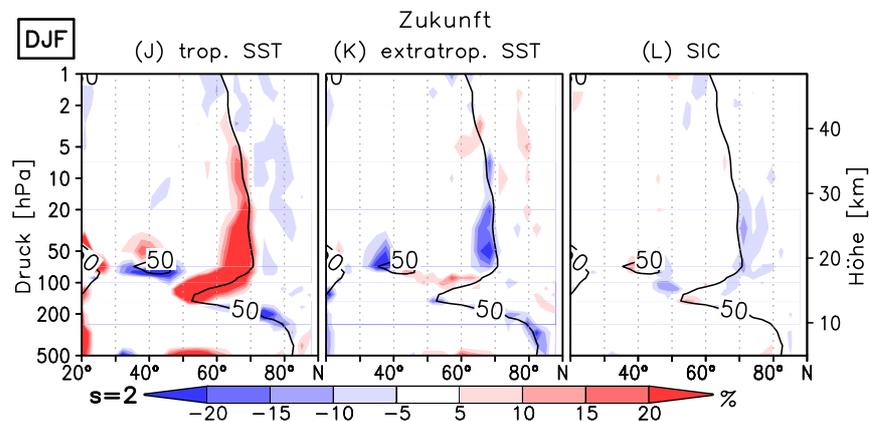


Abbildung 6.27: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in der Wahrscheinlichkeit für $n_{s=2}^2 < 0$ [%] für die Signale aus geänderten tropischen SSTs (J, links), extratropischen SSTs (K, Mitte) und SICs (L, rechts) in der Zukunft, DJF, 500 – 1 hPa, 20 – 90°N, zonal-gemittelt. Die Konturlinie zeigt $P(n_{s=2}^2 < 0) > 50\%$ für die Simulation 2000.

Entsprechend der Abbildung 6.26 (Mitte) bestimmen die Änderungen in den SSTs und SICs die Änderungssignale im Brechungsindex zwischen 2000 und 2095. Die Erhöhung der tropischen SSTs (Abbildung 6.27, links) umfasst den größten Teil des GHG-Signals in der Troposphäre und ist somit auch maßgeblich an der Verschiebung der subtropischen Strahlströme in größere Höhen und hin zu den niederen Breiten beteiligt (vgl. Abschnitt 5.3.5). Folglich sind tropische SSTs hauptsächlich für die Verschiebung der Zone maximalen Wellenbrechens oberhalb der subtropischen Strahlströme verantwortlich (vgl. Abbildung 6.17, unten, rechts). Im Abschnitt 6.1.2 wurde der Einfluss künstlicher Gradienten durch die Definition der SST-Änderungen in den Tropen diskutiert. Entsprechend sei auch bei der Interpretation der Änderungen im Brechungsindex vor künstlich induzierten Signalen gewarnt. Dieses

Problem sollte durch die lineare Interpolation der SSTs zwischen Tropen und Extratropen möglichst gering gehalten werden (vgl. Tabelle 3.5). Dennoch wirken die zukünftigen Änderungen im Brechungsindex durch geänderte extratropische denen durch geänderte tropische SSTs zumindest teilweise entgegen (Abbildung 6.27, links und Mitte). Durch die verbesserte Durchlässigkeit der Atmosphäre in den hohen mittleren Breiten resultiert dort für das extratropische Änderungssignal eine leicht verstärkte Ausbreitung stationärer planetarer Wellen (Abbildung 6.19 e, g) in die Stratosphäre.

Die Änderungen in der Tropo- und der unteren Stratosphäre durch die Abnahme des Arktischen Meereises sind nicht so deutlich und hochreichend, dass auch Änderungen im Brechungsindex resultieren (Abbildung 6.27, rechts). Eine leichte Abnahme von $P(n_{s=2}^2 < 0)$ in den mittleren und eine Zunahme in den hohen Breiten begünstigen die Ausbreitung von Wellenstörungen aus der Troposphäre in den mittleren und hemmen diese in den niederen Breiten, entgegengesetzt zu den Zukunftsänderungen im Brechungsindex (Abbildung 6.21, rechts). Die Folge ist eine leicht verstärkte Ausbreitung planetarer Wellen in den hohen mittleren Breiten (Abbildung 6.19 k).

Zusammenfassend lässt sich für die Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen stationärer planetarer Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre Folgendes festhalten:

Die Betrachtung der Änderungen im Brechungsindex hat gezeigt, dass ein großer Anteil der geänderten Wellenausbreitung von der Tropo- in die Stratosphäre anhand von Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen stationärer planetarer Wellen zu erklären ist. Von der Vergangenheit, über die Gegenwart bis in die Zukunft findet eine Verschiebung der Ausbreitungsregionen planetarer Wellen von den mittleren und den hohen in Richtung der niederen Breiten statt. Dieses Verhalten erklärt sich über die Verlagerung der subtropischen Strahlströme und auch der Region verringerter Windgeschwindigkeiten oberhalb derselben auf- und polwärts (Abbildung 5.8, rechts). Die hier gezeigten Ergebnisse decken sich mit früheren Studien, u. a. von SHEPHERD und MCLANDRESS [2011], die eine Verstärkung der subtropischen Strahlströme an ihrem Oberrand und damit eine aufwärts gerichtete Verlagerung der kritischen Schichten für das Brechen von Rossbywellen in CMAM zeigen. Durch diese Verlagerung gelangen mehr Rossbywellen in die untere Stratosphäre, sodass der zukünftig verstärkte Wellenantrieb in diesem Höhenbereich z. T. auf die veränderten Ausbreitungsbedingungen von Wellen zurückzuführen ist [SHEPHERD und MCLANDRESS, 2011]. In EMAC beeinflussen die in den vorgeschriebenen (tropischen) SSTs enthaltenen GHG-Änderungen hauptsächlich den Treibhauseffekt in der Tropo- und der unteren Stratosphäre und sind somit für die Zukunftsänderungen in den Ausbreitungsbedingungen für planetare Wellen von der Tropo- in die Stratosphäre hauptverantwortlich (Abbildungen 6.26, Mitte und 6.27, links). Die zukünftigen Änderungen durch den GHG-Effekt (Abbildung 6.26, links) und die ODS (Abbildungen 6.26, rechts) spielen für die Änderungen im Brechungsindex in der unteren Stratosphäre eine untergeordnete Rolle. In der oberen Stratosphäre begünstigt die ODS-Abnahme für 2095 gegenüber 2000 die Ausbreitung von Wellen, wohingegen der GHG-Effekt die Wellenausbreitung in die obere Stratosphäre verringert, sodass z. T. eine Ablenkung planetarer Wellen in tiefere Schichten stattfindet (Abbildung 6.16 c). Im Vergleich zu den Änderungen im Brechungsindex in der Vergangenheit sind die Zukunftsänderungen in den Ausbreitungsbedingungen deutlich verstärkt, bedingt durch den stärkeren troposphärischen Treibhauseffekt (Abbildung 5.6, rechts) und die damit verbundenen größeren Zukunftsänderungen im zonal-gemittelten Zonalwind (Abbildung 5.8, rechts).

6.3 Die Separierung der Änderungen in den Wellenanteilen anhand des DC-Prinzips

Im Kapitel 2.4.6 wurde das DC-Prinzip eingeführt. Unter stationären Bedingungen ist es möglich, bei Verwendung der unterschiedlichen Antriebsterme in Gleichung (2.57), die Anteile der verschiedenen in der Atmosphäre vorkommenden Wellenarten an der residualen Massenstromfunktion (Ψ) und mithilfe der Gleichung (2.66) ebenso am aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss ($F_{\uparrow}^{\text{trop}}$) zu separieren. Stationäre Bedingungen sind in der Stratosphäre im Sommer und Winter annähernd gegeben, sodass das DC-Prinzip in JJA und DJF angewendet werden kann [OKAMOTO ET AL., 2011]. In den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.4 wurde das DC-Prinzip auf die Referenzsimulation 2000 mit EMAC und im Abschnitt 4.4 auf ERA-Interim Reanalysedaten angewendet.

Im Abschnitt 6.3.1 werden mithilfe des DC-Prinzips die Änderungen in den verschiedenen Wellenanteilen an Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ gezeigt. Der Abschnitt 6.3.2 zeigt den Einfluss der externen Faktoren für die Vergangenheit und die Zukunft. Alle Untersuchungen beschränken sich auf DJF als dynamisch aktivste Jahreszeit. Ψ wird zusammen mit den zugehörigen Stromfunktionsanteilen durch die beteiligten Wellen breitenaufgelöst für die untere Stratosphäre (70 hPa) der NH veranschaulicht. Höhenaufgelöste Änderungen werden durch das Einbeziehen beider Hemisphären anhand von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ und dessen Wellenanteilen für die gesamte Stratosphäre (70 – 1 hPa) dokumentiert. Somit liefert dieser Abschnitt mittels der DC-Analyse breiten- und höhenaufgelöste BDC-Änderungen durch die externen Einflussfaktoren, initiiert durch die Wirkung verschiedener Wellen in unterschiedlichen geographischen Breiten und Atmosphärenschichten.

6.3.1 Die Änderungen in der Vergangenheit und der Zukunft

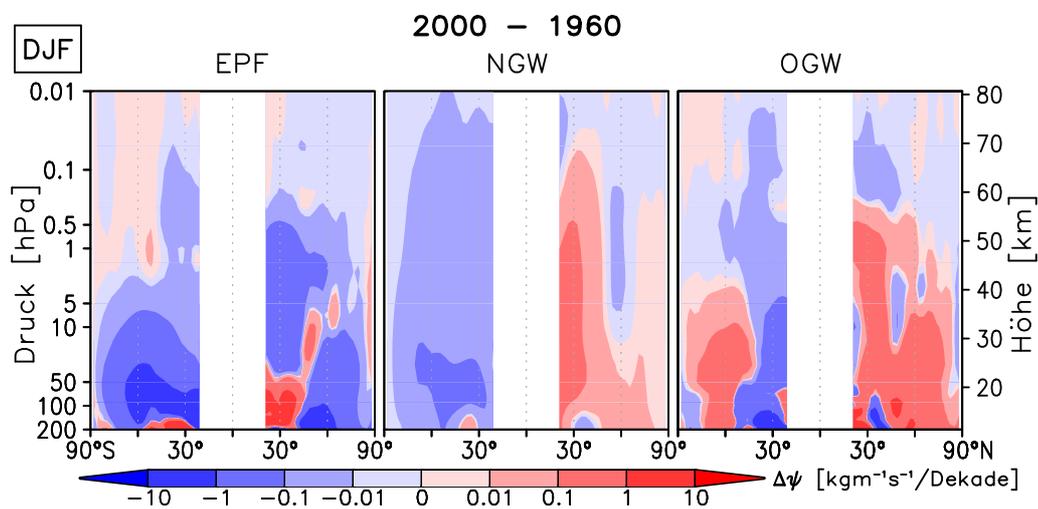


Abbildung 6.28: Änderungen der Anteile aufgelöster Wellen (EPF, links) sowie parametrisierter nicht-orographischer (NGW, Mitte) und orographischer Schwerewellen (OGW, rechts) an der residualen Massenstromfunktion [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$] aus DC-Berechnungen für 2000 – 1960, DJF, 200 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N.

Für 2000 – 1960 zeigt die Abbildung 6.28 die Änderungen der residualen Massenstromfunktion aus der Abbildung 5.10 (Mitte) durch aufgelöste Wellen (EPF, links), sowie parametrisierte nicht-orographische (NGW, Mitte) und orographische (OGW, rechts) Schwerewellen. Die tropischen Breiten zwischen 20°N und 20°S sind ausgenommen (vgl. Abschnitt 2.4.6). Die Zunahme von Ψ in der unteren Stratosphäre der SH wird v. a. durch aufgelöste Wellen bestimmt, NGWs und OGWs liefern in den mittleren Breiten zusätzliche Beiträge. In den hohen Breiten der SH wirken OGWs dem Signal entgegen und bewirken eine leichte Abschwächung von Ψ . In der oberen Strato- und der Mesosphäre tragen NGWs und in den mittleren Breiten OGWs zur Intensivierung des südhemisphärischen Massentransports bei. In der NH führen EPF nur in den niederen und den mittleren Breiten der unteren Stratosphäre zu einer Verstärkung von Ψ . In den hohen Breiten der unteren Stratosphäre und in allen Breiten höherer Atmosphärenschichten bewirken diese eine Abschwächung. Die Verstärkung von Ψ in der mittleren und der oberen Stratosphäre (Abbildung 5.10, Mitte) wird durch NGWs und OGWs verursacht, wobei die Änderungen im Massentransport durch OGWs den größten Anteil ausmachen. In der NH führen alle Wellen in der Mesosphäre zu einer Abnahme von Ψ (Abbildung 6.28).

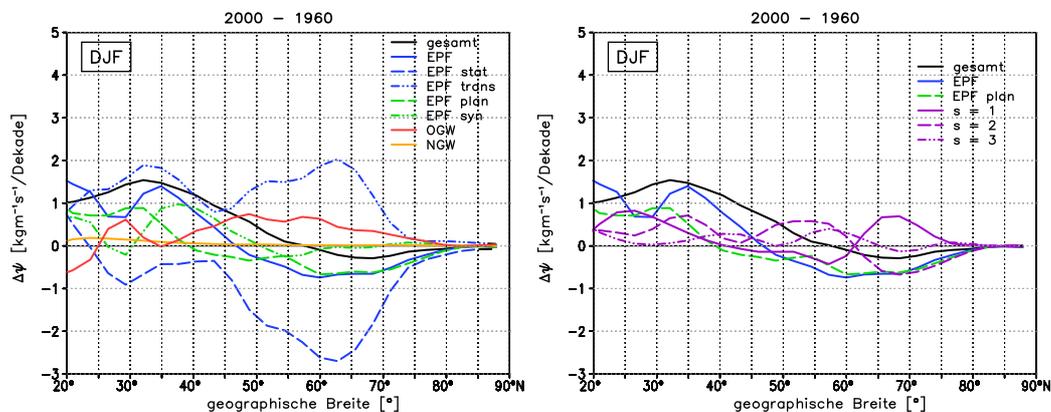


Abbildung 6.29: Änderungen von Ψ (schwarz) und deren Anteilen für 2000 – 1960 [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$], 70 hPa, 20 – 90°N, DJF. Links: Anteile durch EPF, NGW, OGW und zusätzliche Unterteilung von Ψ_{EPF} in planetare und synoptische, sowie transiente und stationäre Anteile. Rechts: Unterteilung der aufgelösten planetaren Wellen in die Anteile von $s = 1, 2, 3$.

Für die NH zeigt die Abbildung 6.29 die Wellenanteile an den Änderungen der residualen Massenstromfunktion in 70 hPa. Maximale Ψ -Änderungen von $1,5 \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$ treten in rund 30°N auf und werden durch aufgelöste transiente planetare Wellen und OGWs hervorgerufen. Stationäre und synoptische Wellen liefern in den niederen Breiten einen positiven Beitrag, in den mittleren und hohen Breiten wirken stationäre Wellen der Verstärkung von Ψ entgegen und verringern damit Ψ_{EPF} . Das entgegengesetzte Verhalten transientser und stationärer Wellen ist anhand der Abbildungen 6.2 e und f zu verstehen: Während die Abbildung 6.2 f einen verstärkten Zirkulationsantrieb durch das Brechen transienter Wellen oberhalb von 70 hPa zeigt, ist das Signal durch die stationären Wellen entgegengesetzt gerichtet, verbunden mit einer verstärkten Aufwärtspropagation von Wellen für 1960 gegenüber 2000 und einem Konvergenzsignal in der Differenz 2000 – 1960 (Abbildung 6.2 e). OGWs führen in den mittleren und den hohen Breiten zu einer Zunahme von Ψ , sodass die Verstärkung der re-

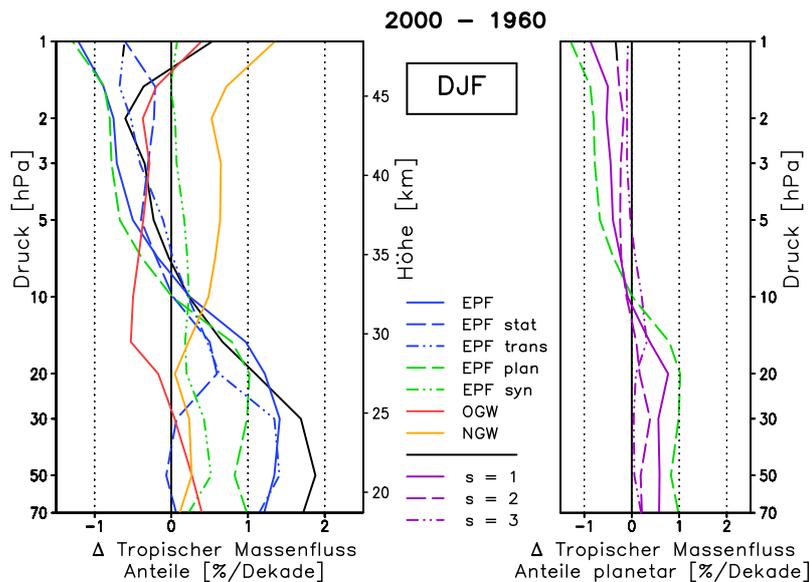


Abbildung 6.30: Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (schwarz) und den zugehörigen Anteilen für 2000 – 1960 [%/Dekade], 70 – 1 hPa, DJF. Rechts: Anteile der planetaren Wellen mit den Wellenzahlen $s = 1 - 3$ an den Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$.

sidualen Massenstromfunktion von den niederen Breiten bis etwa 55°N reicht. In den hohen Breiten überwiegt dagegen die Abnahme durch EPF und bewirkt eine Vorzeichenumkehr von Ψ . NGWs spielen in der unteren Stratosphäre eine untergeordnete Rolle. Die Abbildung 6.29 (rechts) zeigt die Aufspaltung der planetaren Wellen in die Wellenzahlen $s = 1 - 3$. Die Zunahme von Ψ durch planetare Wellen zwischen 20°N und 40°N wird von Wellen der Wellenzahl eins dominiert. In den mittleren Breiten führen eben solche zur Abnahme von Ψ_{plan} , wohingegen die Wellenzahlen zwei und drei geringe positive Beiträge liefern. In den hohen Breiten sorgen die Wellenzahlen zwei und drei für eine Abnahme von Ψ_{plan} . Diese wird durch die Wellen der Wellenzahl eins nur teilweise kompensiert, sodass die Änderung von Ψ_{plan} negativ bleibt.

Die Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss (Abbildung 6.30) spiegeln die Ψ -Änderungen im Bereich der TLs beider Hemisphären wider. In der unteren Stratosphäre tragen transiente planetare Wellen mit mehr als 50% zu den $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderungen bei. Aufgelöste synoptische und parametrisierte Schwerewellen liefern zusätzliche Beiträge. In der mittleren und der oberen Stratosphäre rufen nur NGWs eine positive Änderung im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss hervor. OGWs und EPF führen zu einer Abschwächung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, sodass die Gesamtänderung von einer positiven unterhalb von 10 hPa in eine negative oberhalb umschlägt. Lange planetare Wellen ($s = 1$) sind sowohl am positiven Trend in der unteren, als auch am negativen in der mittleren und der oberen Stratosphäre maßgeblich beteiligt (Abbildung 6.30, rechts).

Für die Änderungen zwischen 1865 und 2000 ergeben sich analoge Anteile aufgelöster und parametrisierter Wellen an der Gesamtänderung von Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, wobei die Größenordnung geringer ist (nicht gezeigt).

Für 2095 – 2000 treten gegenüber 2000 – 1960 deutliche Unterschiede in den Anteilen der Ψ -Änderungen in den verschiedenen Höhen und Breiten auf (Abbildung 6.31). In der SH füh-

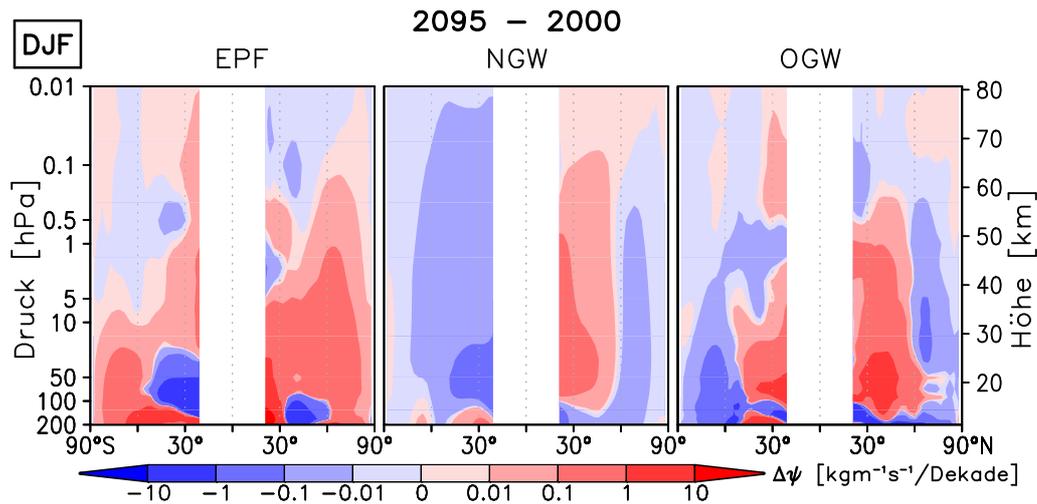


Abbildung 6.31: Wie in Abbildung 6.28 für 2095 – 2000.

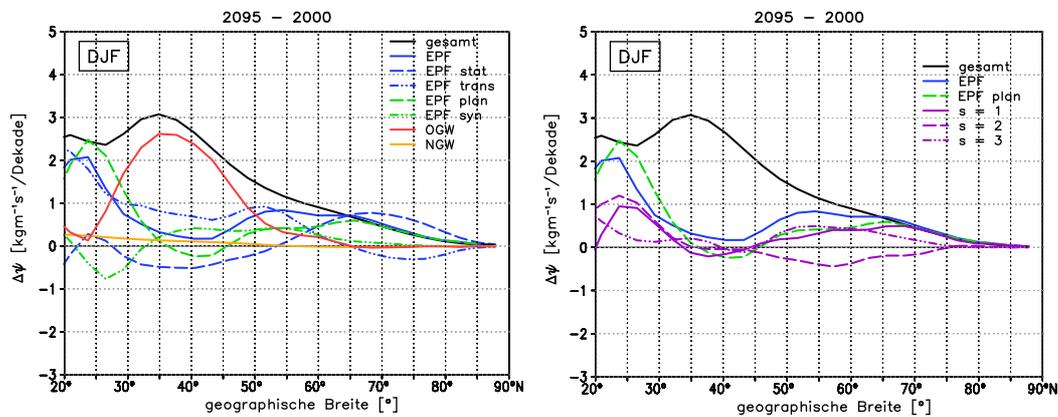


Abbildung 6.32: Wie in Abbildung 6.29 für 2095 – 2000.

ren aufgelöste Wellenanteile nur noch in den mittleren Breiten der unteren und in der oberen Stratosphäre zu einer Verstärkung, in den hohen Breiten der unteren und in der mittleren Stratosphäre hingegen zu einer Abschwächung von Ψ . Demgegenüber ist Ψ_{EPF} in der NH in der gesamten Strato- und in den hohen Breiten bis in die Mesosphäre verstärkt. In den hohen nördlichen Breiten führen Schwerewellen zu einer leichten Ψ -Abschwächung über die gesamte Strato- und Mesosphärensäule. In der SH sorgen OGWs für eine Verstärkung von Ψ in den hohen und eine Abschwächung in den niederen Breiten, entgegengesetzt zum Signal für 2000 – 1960. Zudem sind die Zukunftssignale durch OGWs verstärkt. Den verstärkten Einfluss orographischer Schwerewellen auf die residuale Massenstromfunktion in der unteren Stratosphäre der NH zeigt zudem die Abbildung 6.32 (links). In den mittleren Breiten machen OGWs mehr als 80% der Ψ -Änderungen aus. In den niederen Breiten und nördlich von 50°N sorgen EPF für den größten Anteil an der Ψ -Zunahme. In den niederen Breiten bestimmen transiente planetare Wellen die Ψ -Änderungen. In den hohen Breiten führen stationäre planetare Wellen zu einer Zunahme von Ψ , wohingegen transiente Wellen eine leichte Abnah-

me bewirken. Die Unterteilung der planetaren Wellen zeigt eine stärkere Ψ -Zunahme durch die Wellenzahlen eins und zwei in den niederen Breiten und eins und drei in den hohen Breiten (Abbildung 6.32, rechts). Planetare Wellen der Wellenzahl zwei wirken der Ψ -Zunahme in den hohen Breiten entgegen, konsistent mit einer Divergenz in dieser Region (Abbildung 6.6, Mitte).

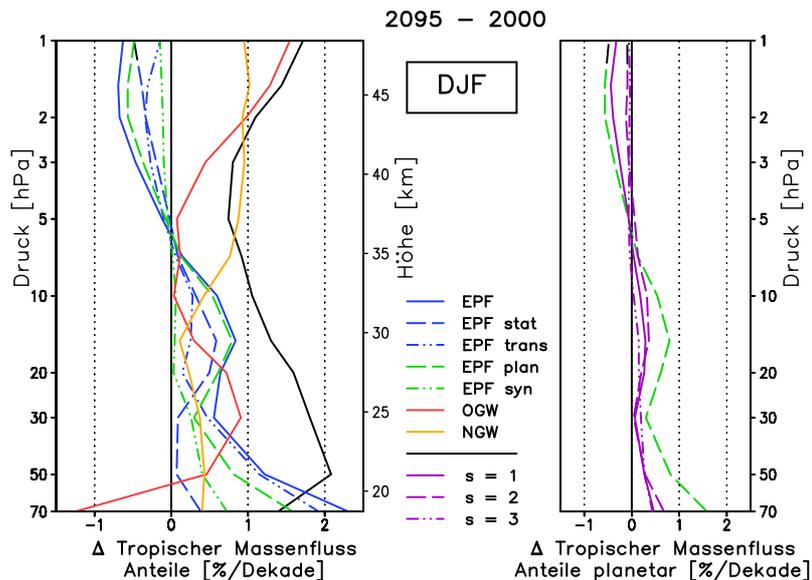


Abbildung 6.33: Wie in Abbildung 6.30 für 2095 – 2000.

Entsprechend der Wellenanteile an den Ψ -Änderungen zeigt sich auch im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss der dominante Einfluss orographischer Schwerewellen (Abbildung 6.33, links). Während OGWs für 2000 – 1960 nur in der unteren Stratosphäre positiv zu den Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ beitragen, erstreckt sich der Einfluss für 2095 – 2000 über den gesamten Stratosphärenbereich oberhalb von 50 hPa. In der mittleren Stratosphäre bewirken OGWs etwa die Hälfte und in der oberen rund 90% der Zunahme im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss. NGWs sind ähnlich zur Vergangenheit in der gesamten Stratosphäre am Anstieg von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ beteiligt, wobei der Einfluss nach oben hin zunimmt und in 5 hPa das gesamte Zukunftssignal bestimmt. Aufgelöste Wellenanteile liefern in der unteren und mittleren Stratosphäre entscheidende Beiträge, in der oberen Stratosphäre wirken insbesondere die langen planetaren Wellen den parametrisierten Schwerewellen entgegen und verringern so die Zukunftsänderung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$. Analog zur Vergangenheit liefern transiente planetare Wellen in der unteren Stratosphäre die größten Beiträge, in der mittleren Stratosphäre führen stationäre planetare Wellen zum Anstieg von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$. Die Aufspaltung der planetaren Wellen zeigt relativ einheitliche Anteile aller drei Wellenzahlen unterhalb von 5 hPa. Die obere Stratosphäre erreichen hauptsächlich die Wellen der Wellenzahl eins und führen dort zu einer Abschwächung des aufwärts-gerichteten tropischen Massenflusses.

6.3.2 Die Änderungen durch verschiedene Einflussfaktoren

Die Änderungen durch verschiedene Einflussfaktoren in der Vergangenheit

Die Abbildung 6.34 zeigt die Aufspaltung der Ψ -Änderungen zwischen 1960 und 2000 in der unteren Stratosphäre der NH in die Anteile durch Änderungen in GHGs & SSTs/SICs (links) und ODS (rechts). Die Zunahme von Ψ_{OGW} (Abbildung 6.29, links) wird in den niederen Breiten durch ODS-Änderungen und in den mittleren Breiten durch Treibhausgasänderungen hervorgerufen. Änderungen in GHGs & SSTs/SICs führen zudem zu einer Verstärkung von Ψ_{EPF} in den niederen und mittleren Breiten. Die Ψ -Zunahme durch transiente synoptische Wellen ist somit auf Treibhausgasänderungen zurückzuführen. Diese bewirken auch die starken, entgegengesetzt gerichteten Signale in stationären und transienten Wellen in den mittleren Breiten. Die Zunahme der ODS-Konzentrationen führt zu einer leichten Verringerung von Ψ_{EPF} , welche in den mittleren und den hohen Breiten die Vorzeichenumkehr der Ψ -Änderung herbeiführt. Die Ψ -Änderungen durch EPF, NGWs und OGWs in der SH (Abbildung 6.28) werden hauptsächlich durch ODS-Änderungen hervorgerufen (nicht gezeigt).

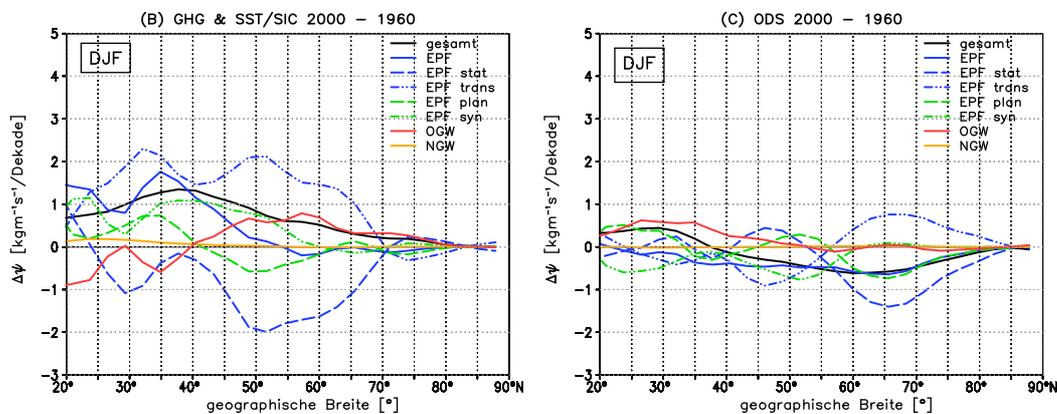


Abbildung 6.34: Änderungen von Ψ (schwarz) und deren Anteilen durch das Signal von GHGs & SSTs/SICs (B, links) und das ODS-Signal (C, rechts) für die Vergangenheit [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$], 70 hPa, 20 – 90°N, DJF.

Für den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss zeigt die Abbildung 5.27 (links) in DJF eine positive Änderung von 0,5 – 1 %/Dekade in der gesamten Stratosphäre durch GHGs & SSTs/SICs, wohingegen ODS ein positives Signal in der unteren und ein negatives oberhalb von 10 hPa hervorrufen. Der durch Treibhausgasänderungen hervorgerufene verstärkte aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss in der unteren Stratosphäre wird durch transiente synoptische Wellen verursacht, wohingegen in der mittleren Stratosphäre OGWs und stationäre planetare Wellen die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch GHG & SST/SIC-Änderungen bewirken. In der oberen Stratosphäre machen NGWs den größten Anteil aus, transiente planetare Wellen reduzieren das Gesamtsignal (Abbildung 6.35, Mitte). Die $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Zunahme durch ansteigende ODS-Konzentrationen wird unterhalb von 50 hPa durch OGWs und zwischen 50 und 10 hPa überwiegend durch transiente planetare Wellen hervorgerufen, welche in beiden Hemisphären die abwärts-gerichteten Massenflüsse bestimmen (nicht gezeigt). In der SH werden verstärkt synoptische Wellen angeregt und dissipieren in der unteren mittleren Stratosphäre, wodurch ein zusätzlicher positiver Beitrag am aufwärts-gerichteten tropischen Mas-

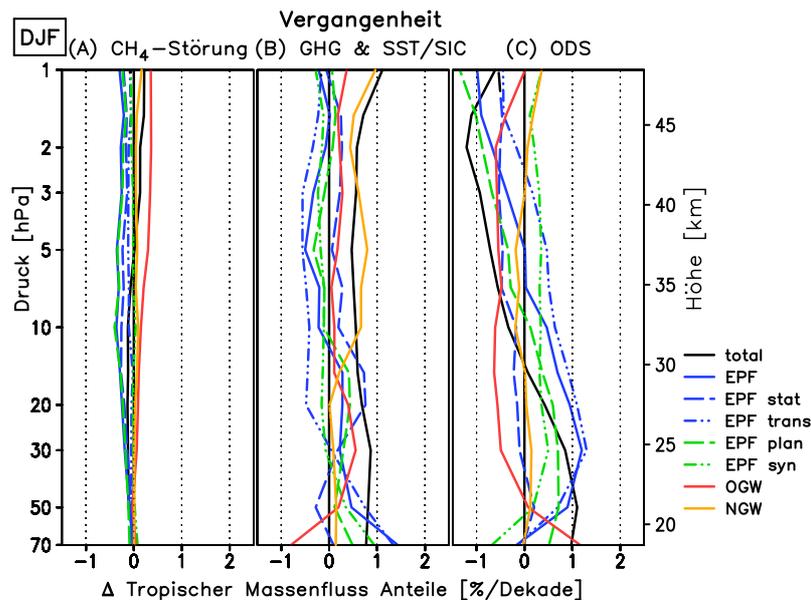


Abbildung 6.35: Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (schwarz) und den zugehörigen Anteilen durch eine vorindustrielle Methanstörung (A, links), das Signal von GHGs & SSTs/SICs (B, Mitte) und das ODS-Signal (C, rechts) für die Vergangenheit [%/Dekade], 70 – 1 hPa, DJF.

senfluss resultiert (Abbildung 6.35, rechts). Die Abnahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch ODS oberhalb von 10 hPa wird durch die nordhemisphärischen Änderungen von stationären planetaren Wellen (vgl. Abbildung 6.10 i, k) und OGWs verursacht. Der Einfluss der durch ODS-Änderungen angeregten NGWs ist im gesamten stratosphärischen Höhenbereich gering. Die leichte Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der mittleren und der oberen Stratosphäre durch die vorindustrielle CH_4 -Störung ist auf Änderungen in den parametrisierten, insbesondere orographischen, Schwerewellen zurückzuführen. EPF wirken dem Verstärkungssignal entgegen (Abbildung 6.35, links). Verglichen mit den Signalen (B) und (C) ist der Einfluss einer alleinigen Änderung der Methankonzentration (Signal A) gering.

Die Änderungen durch verschiedene Einflussfaktoren in der Zukunft

Im Abschnitt 5.3.3 wurden die Zukunftsänderungen durch GHGs & SSTs/SICs in die Zeiträume von 2000 bis 2045 und von 2045 bis 2095 aufgespalten. Die stärksten BDC-Änderungen in der unteren und der mittleren Stratosphäre in DJF treten im ersten Zeitraum auf. Im zweiten Zeitraum nehmen diese in der oberen Stratosphäre zu. Die Abbildungen 6.36 und 6.37 (links und Mitte) zeigen die Auswirkungen der Treibhausgasänderungen auf die Änderungen in den Wellenanteilen an Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ für die beiden Zeiträume. In der unteren Stratosphäre sorgen stationäre und transiente planetare Wellen im ersten Zukunftszeitraum für die Verstärkung der residualen Massenstromfunktion in den niederen Breiten. In den hohen Breiten dissipieren stationäre planetare Wellen verstärkt (Abbildung 6.13 e, g) und bestimmen so die Ψ -Änderung (Abbildung 6.36, links). In den mittleren Breiten machen OGWs rund 70% der Ψ -Verstärkung aus, transiente synoptische Wellen bewirken die Zu-

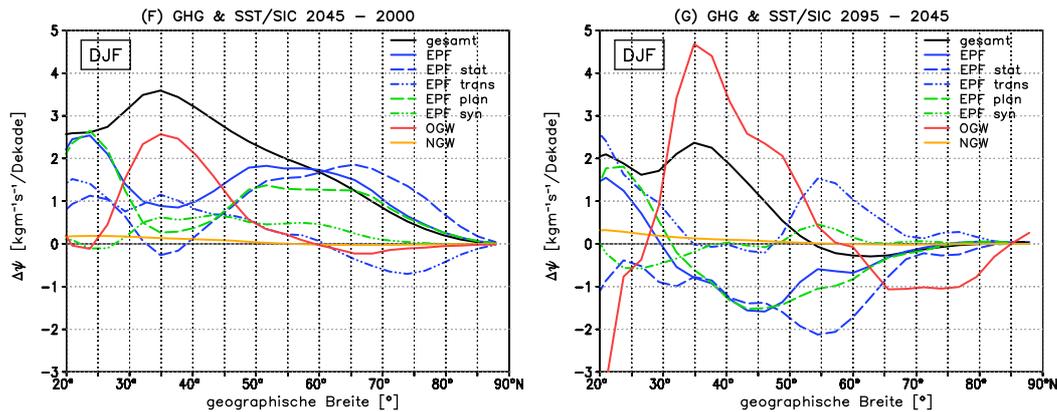


Abbildung 6.36: Änderungen von Ψ (schwarz) und deren Anteile durch die Zukunftssignale von GHGs & SSTs/SICs für 2045 – 2000 (F, links) und 2095 – 2045 (G, rechts) [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$], 70 hPa, 20 – 90°N, DJF.

nahme von Ψ_{EPF} . Beide Anteile führen zu einer Zunahme der residualen Massenstromfunktion um $3,5 \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$ in diesem Breitenbereich. Im zweiten Zukunftszeitraum führt die stärkere Erwärmung der Troposphäre (Abbildung 5.29, rechts) und die damit verbundene Höhenverschiebung und Verstärkung der subtropischen Strahlströme (Abbildung 6.14, rechts) zur Verschiebung der Region maximaler vertikaler Windscherung oberhalb derselben in größere Höhen. Damit erreichen vermehrt OGWs die Stratosphäre und sorgen für das starke OGW-Signal in den mittleren Breiten in 2095 – 2045 (Abbildung 6.36, rechts). Im Gegensatz zu 2045 – 2000 tragen aufgelöste Wellen in diesem Breitenbereich nicht zu einer Verstärkung bei, sondern schwächen das OGW-Signal ab, sodass sich eine geringere Ψ -Änderung von $2 - 2,5 \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$ in den mittleren Breiten im zweiten Zeitraum ergibt. Die deutliche Abschwächung von Ψ_{EPF} in den mittleren und den hohen Breiten erfolgt durch stationäre planetare Wellen. Transiente synoptische Wellen sorgen nördlich von 50°N für eine Zunahme von Ψ , deren Größenordnung aber nicht ausreicht, um das Vorzeichen der Ψ -Änderung umzukehren. Die in der Abbildung 6.36 (rechts) gezeigte Abnahme von Ψ durch stationäre planetare Wellen in den mittleren und den hohen Breiten stimmt mit den Signalen der EP-Flussdivergenz und der verringerten aufwärts gerichteten Wellenausbreitung in 70 hPa und darüber für 2095 gegenüber 2045 überein (Abbildung 6.13 i, k). Demgegenüber bewirken transiente planetare Wellen in den niederen Breiten eine Verstärkung von Ψ_{EPF} , übereinstimmend mit einer verstärkten Wellenausbreitung in 2095 gegenüber 2045 und einem Konvergenzsignal (Abbildung 6.13 j, k). In den hohen Breiten führt ein negatives Signal durch OGWs zusätzlich zu den Änderungen durch transiente planetare Wellen zu einer Abnahme von Ψ für 2095 – 2045. In 70 hPa spielen NGWs für beide Zeiträume eine untergeordnete Rolle und tragen nur in den niederen Breiten geringfügig zur Zunahme von Ψ bei.

Die zukünftige Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren Stratosphäre ist auf transiente planetare Wellen zurückzuführen. Im zweiten Zeitraum liefern synoptische Wellen einen zusätzlichen positiven Beitrag. Dieser ist in der Abbildung 6.36 (rechts) nicht enthalten und auf Änderungen in der residualen Massenstromfunktion durch synoptische Wellen im Bereich der südhemisphärischen TL zurückzuführen. Das verstärkte negative Signal durch OGWs in 2095 – 2045 verringert die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (Abbildung 6.37, Mitte), sodass diese im ersten Zeit-

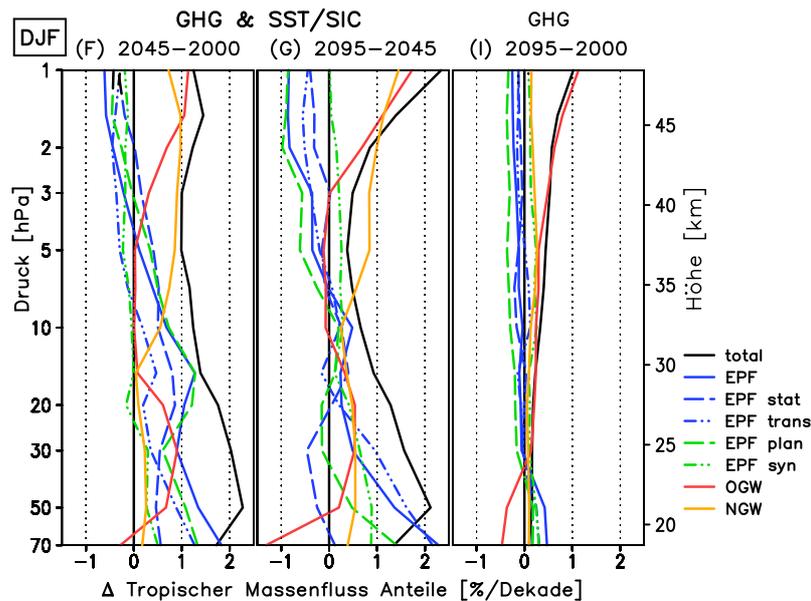


Abbildung 6.37: Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (schwarz) und den zugehörigen Anteilen durch die Zukunftssignale von GHGs & SSTs/SICs für 2045 – 2000 (F, links) und 2095 – 2045 (G, Mitte), sowie das GHG-Signal für 2095 – 2000 (I, rechts) [%/Dekade], 70 – 1 hPa, DJF.

raum stärker ausfällt (Abbildung 6.37, links). In der mittleren Stratosphäre wird der positive Trend im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in beiden Zeiträumen durch OGWs verstärkt und beträgt in 25 km Höhe 0,5 – 1 %/Dekade. Für 2045 – 2000 liefern planetare stationäre Wellen in der mittleren Stratosphäre einen positiven Beitrag, sodass sich eine größere Änderung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ als für 2095 – 2045 ergibt. Demgegenüber sind im zweiten Zukunftszeitraum die Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss durch alle Wellen in der mittleren Stratosphäre gering. In der oberen Stratosphäre nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch Änderungen in den parametrisierten Schwerewellen in beiden Zeiträumen zu. Für 2095 – 2045 nimmt der aufwärts-gerichtete tropische Massenfluss durch NGWs in der mittleren und oberen Stratosphäre stärker zu, sodass oberhalb von 2 hPa eine größere Änderung in diesem Zeitraum resultiert (Abbildung 6.37, Mitte).

Für den Gesamtzeitraum (2095 – 2000) zeigen die Abbildungen 6.37 (rechts), 6.38 und 6.39 die Änderungen von Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch die Änderungen in GHG- und ODS-Konzentrationen, sowie SSTs/SICs und tropischen SSTs. Im Abschnitt 5.3.4 wurde gezeigt, dass in der unteren Stratosphäre die BDC-Änderungen überwiegend durch Änderungen in den SSTs hervorgerufen werden. Die Änderungen in der residualen Massenstromfunktion in der unteren Stratosphäre durch eine alleinige Änderung in den SSTs/SICs (Abbildung 6.38, unten, links) stimmt somit nahezu mit dem Gesamtsignal für 2095 – 2000 überein (Abbildung 6.32, links). Die Änderungen durch GHGs und ODS (Abbildung 6.38, oben) liefern geringe Zusatzbeiträge zur Ψ -Änderung in den niederen und mittleren Breiten (GHGs) bzw. in allen Breiten (ODS).

Die SST-Änderungen führen zu einer Verstärkung transienter planetarer Wellen in den niederen und stationärer planetarer Wellen in den hohen Breiten (Abbildungen 6.16 e – g), sowie

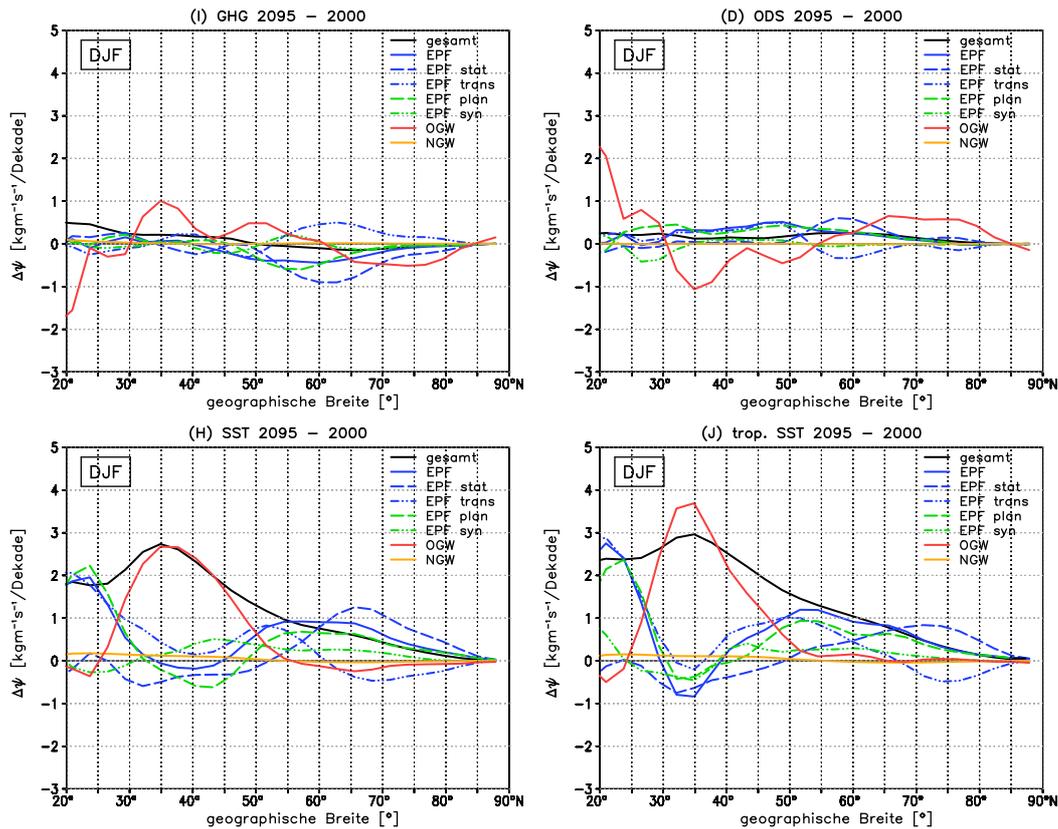


Abbildung 6.38: Änderungen von Ψ (schwarz) und deren Anteilen durch die Zukunftssignale (2095 - 2000) von GHGs (I, oben links), ODS (D, oben rechts), SSTs/SICs (H, unten, links) und tropischen SSTs (J, unten, rechts) [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$], 70 hPa, 20 - 90°N, DJF.

einer deutlichen Zunahme des OGW-Anteils an der Ψ -Änderung in den mittleren Breiten. Die Ψ -Änderung durch den Einfluss der zukünftigen SSTs ist nahezu vollständig auf SST-Änderungen in den Tropen zurückzuführen. In einigen Regionen übersteigen die Änderungen der residualen Massenstromfunktion durch die erhöhten tropischen SSTs dieselben durch globale SST/SIC-Änderungen (Abbildungen 6.38, unten, rechts und links). Zusätzlich induzierte Gradienten am Rande der tropischen SST-Anomalien sind eine mögliche Erklärung für die Zunahme von Ψ_{OGW} in den mittleren Breiten. Allerdings ist auch eine verringerte Anregung von Schwerewellen durch eine Polwärtsverschiebung des subtropischen Strahlstroms auf der NH (Tabelle 5.9) infolge der Erhöhung der extratropischen SSTs denkbar. Eine Separierung beider Effekte ist im Rahmen dieser Arbeit mit den durchgeführten Simulationen nicht möglich. Die Verstärkung des Anteils der stationären Wellen nördlich von 60°N durch globale SST-Änderungen im Gegensatz zur alleinigen SST-Erhöhung in den Tropen ist sehr wahrscheinlich auf Änderungen in den extratropischen SSTs zurückzuführen (Abbildung 6.19 e).

GHGs führen zu einem verstärkten OGW-Antrieb in den mittleren Breiten (Abbildung 6.38, oben, links), ODS beeinflussen OGWs in den niederen und den hohen Breiten positiv, in den mittleren Breiten dagegen negativ (Abbildung 6.38, oben, rechts). Bezüglich der aufgelösten Wellen liefern Änderungen in den GHG- und ODS-Konzentrationen insbesondere in den mitt-

leren und hohen Breiten entgegengesetzte Signale: Während der GHG-Effekt eine Erhöhung von Ψ durch transiente synoptische Wellen und eine Abnahme durch stationäre planetare hervorruft, führt die Verringerung der ODS-Konzentrationen zu einem zusätzlichen Beitrag stationärer planetarer Wellen mit einem entgegengesetzten Vorzeichen der transienten Wellen (Abbildung 6.38, oben). Die Änderungen von Ψ sind konsistent mit den Divergenzen der EP-Flussvektoren in den Teilabbildungen 6.16 a – d sowie i – l. Zusammen genommen sind die Änderungen von Ψ_{EPF} durch ODS- und GHG-Änderungen gering.

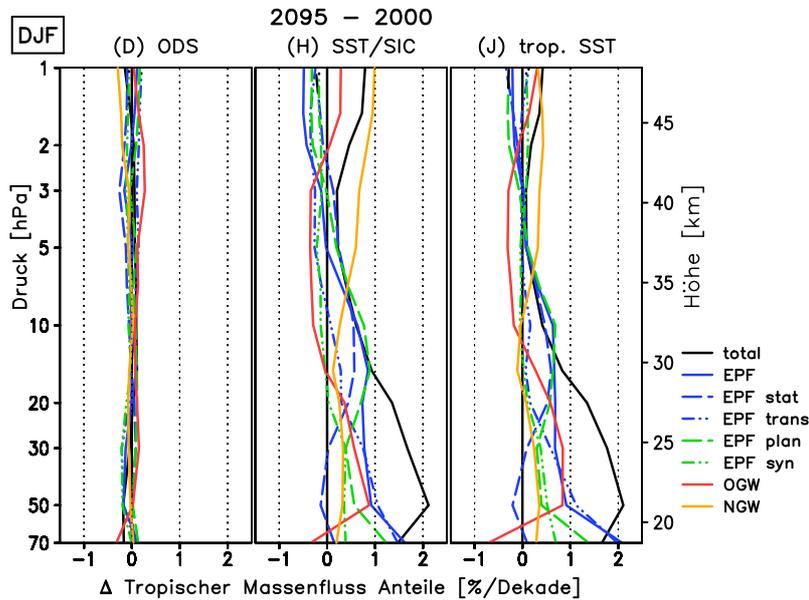


Abbildung 6.39: Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (schwarz) und den zugehörigen Anteilen durch die Zukunftssignale (2095 – 2000) von ODS (D, links), SSTs/SICs (H, Mitte) und tropischen SSTs (J, rechts) [%/Dekade], 70 – 1 hPa, DJF.

Die Profile des aufwärts-gerichteten tropischen Massenflusses zeigen die BDC-Änderungen durch die zukünftigen Änderungen in GHGs, ODS, SSTs/SICs und tropischen SSTs in der gesamten Stratosphäre (Abbildungen 6.37, rechts und 6.39). Bis in eine Höhe von etwa 10 hPa sind die Anteile von GHGs und ODS an den Zukunftsänderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ gering, sodass das Profil der SST-Änderungen (Abbildung 6.39, Mitte) nahezu deckungsgleich zum Profil der gesamten Zukunftsänderung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ist (Abbildung 6.33, links). Kleinere Unterschiede ergeben sich durch eine zusätzliche Anregung von OGWs durch GHG-Änderungen oberhalb von rund 25 km Höhe, welche das Gesamtsignal von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ leicht erhöhen. Der Einfluss der ODS am aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss ist gering (Abbildung 6.39, links). Die Ψ -Änderungen in der Abbildung 5.37 (oben, rechts) zeigen, dass die geringe Änderung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch ODS z. T. auf entgegengesetzt gerichtete Anteile aus beiden Hemisphären zurückzuführen ist. So wird die Verstärkung im abwärts-gerichteten nordhemisphärischen Massenfluss unterhalb von 10 hPa durch transiente planetare Wellen (Abbildung 6.16 j, k) durch die Änderungen in der SH deutlich abgeschwächt (nicht gezeigt). Vergleichbar zeigen NGWs und OGWs im Gesamtsignal kaum eine Änderung, bewirken aber in der SH eine Abnahme, in großen Teilen der NH dagegen eine Zunahme von Ψ (nicht gezeigt).

Für den GHG-Effekt sind die Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ oberhalb von 10 hPa auf NGWs und v. a.

OGWs zurückzuführen, die in beiden Hemisphären mit größeren Signalen in der Winterhemisphäre, die Verstärkung von Ψ bestimmen (nicht gezeigt). Die aufgelösten Wellenanteile führen in der unteren Stratosphäre zu einer Zunahme von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ durch transiente synoptische Wellen und in der mittleren und oberen zu einer Abnahme durch stationäre planetare Wellen (Abbildung 6.37, rechts). Bis in rund 35 km Höhe tragen beide abwärts-gerichteten Massenflusskomponenten zu den Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss bei, oberhalb ist der Wellenantrieb aus der Sommerhemisphäre gering (nicht gezeigt).

Die Zunahme des aufwärts-gerichteten tropischen Massenflusses durch den SST-Effekt wird in der unteren Stratosphäre durch transiente planetare und synoptische Wellen sowie OGWs bestimmt. In der mittleren Stratosphäre führen stationäre planetare und in der oberen v. a. NGWs und z. T. OGWs zur Zunahme von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$. Aufgelöste Wellen wirken der Verstärkung oberhalb von 40 km Höhe entgegen (Abbildung 6.39, Mitte). Der Vergleich mit den Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss durch eine alleinige Erhöhung der SSTs in den Tropen zeigt eine Verstärkung des SST-Signals durch synoptische Wellen in der unteren und eine leichte Abschwächung durch stationäre planetare Wellen in der mittleren Stratosphäre. Somit wirken die extratropischen SSTs in der unteren Stratosphäre durch eine verringerte Anregung synoptischer Wellen der tropischen SST-Änderung entgegen. Dieses Signal ist möglicherweise künstlich induzierten Gradienten im Bereich der Extratropen geschuldet. In der mittleren Stratosphäre führt eine zusätzliche Dissipation planetarer stationärer Wellen infolge der erhöhten extratropischen SSTs (Abbildung 6.16 e, g) zu einer Steigerung von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ durch eine globale Änderung in den SSTs/SICs (Abbildung 6.39, Mitte). Zudem ist der Antrieb durch OGWs infolge der extratropischen SST-Änderungen in diesem Höhenbereich verringert, sodass in der Summe mit den aufgelösten Wellenanteilen vergleichbar große Änderungen von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ durch globale und tropische SST-Änderungen resultieren. In der oberen Stratosphäre sind die Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss durch die Zunahme der tropischen SSTs gegenüber den globalen SST-Änderungen verringert (Abbildung 6.39, rechts), sodass neben den GHGs auch die extratropischen SSTs die Zunahme von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ bewirken. Diese erhöhen zusätzlich zu den tropischen SSTs den Anteil der NGWs in der oberen Stratosphäre. Die Zunahme der NGWs ist auf Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen derselben zurückzuführen und steht in Zusammenhang mit den starken Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind in der unteren Stratosphäre durch die Zunahme der SSTs in den Tropen (Abbildung 5.42, links). Zudem trägt auch die Erhöhung der SSTs in den Extratropen zu den Änderungen in den NGWs bei (nicht gezeigt). Eine alleinige Reduktion der SICs, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten diskutiert wurde, führt zu geringen Änderungen von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ (pink in Abbildung 5.44, links). Transiente planetare Wellen bewirken eine leichte Zunahme des aufwärts-gerichteten tropischen Massenflusses bis in rund 40 km Höhe (Abbildung 6.19 j, k). Oberhalb wirken OGWs und NGWs den aufgelösten Wellenanteilen entgegen und sorgen für eine Abschwächung von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ (nicht gezeigt).

6.3.3 Zusammenfassung zum Einfluss der Wellen auf die BDC in EMAC

Durch den anthropogenen Treibhausgaseneffekt intensiviert sich die stratosphärische Meridionalzirkulation. Der Frage nach den Änderungen im Wellenantrieb der BDC für den Winter der NH wurde in den vorangegangenen Abschnitten nachgegangen. Die Änderungen im unteren Ast sind überwiegend auf eine verstärkte Anregung transienter synoptischer Wellen in den niederen und mittleren Breiten zurückzuführen, welche sich auf- und äquatorwärts ausbreiten (Abbildung 6.2 b, d, f, h, j, l). Durch die Erwärmung der Troposphäre und die damit verbundene Höhenverschiebung und Verstärkung der subtropischen Strahlströme verschiebt sich die Region maximaler vertikaler Windscherung oberhalb derselben in größere Höhen. Da diese Region entscheidend für das Dissipieren von Wellen in der unteren Stratosphäre ist, erreichen zukünftig mehr Wellen die untere Stratosphäre und bestimmen durch die Abgabe von Wärme und Impuls die BDC. Die BDC-Änderungen in der Vergangenheit zeigen in der unteren Stratosphäre in die gleiche Richtung, sind aber deutlich geringer als für die Zukunft, bedingt durch den schwächeren Treibhausgaseneffekt im 20. verglichen mit dem 21. Jahrhundert. In den mittleren Breiten der oberen Troposphäre werden in der Zukunft mehr stationäre planetare Wellen angeregt (Abbildung 6.2 i, k). Die Änderungen im Brechungsindex zeigen, dass sich zusätzlich zur Wellenanregung auch die Ausbreitungsbedingungen für planetare Wellen in einem zukünftigen Klima ändern und eine verstärkte Ausbreitung in den mittleren und eine verringerte in den hohen Breiten begünstigen (Abbildung 6.21, rechts). In der Zukunft breiten sich stationäre, planetare Wellen verstärkt in die mittlere und die obere Stratosphäre aus und führen insbesondere oberhalb von rund 40 km Höhe zu einer Konvergenz im EP-Fluss und somit zu einer Abschwächung der vorherrschenden Westwinde und einem Antrieb des oberen Astes der BDC (Abbildung 6.2 i, k). Die Änderungen im oberen Ast sind für die Vergangenheit deutlich geringer als für die Zukunft und zeigen kein klares Verstärkungssignal an. Im Höhenbereich zwischen etwa 30 und 40 km sind die Zukunftsänderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in DJF relativ gering (schwarz in Abbildung 5.40, links). Hier haben transiente synoptische Wellen keinen Einfluss mehr, stationäre planetare dagegen die Möglichkeit höher zu propagieren. Schwerewellen sind v. a. in der oberen Strato- und der Mesosphäre entscheidend und bestimmen hier die deutliche Verstärkung der BDC.

Für die anderen Jahreszeiten lassen sich die Zukunftsänderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss (Abbildung 5.40, schwarz) wie folgt verstehen: Die großen Änderungen im unteren Ast in den Übergangsjahreszeiten werden durch transiente synoptische Wellen hervorgerufen, welche in beiden Hemisphären eine verstärkte Anregung erfahren. Die Änderungen im oberen Ast sind verglichen mit DJF deutlich geringer. Allerdings ist für MAM und SON keine DC-Analyse zum Anteil der Wellen an Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ möglich. In Winter der SH sind die relativen Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss für die Zukunft zu denen in DJF vergleichbar, trotz deutlich geringerer Absolutwerte in JJA. Die Mechanismen welche hier für eine Verstärkung der BDC sorgen, lassen sich konsistent mit denen aus DJF auf die SH übertragen. Der Antrieb und damit auch die Änderungen in den planetaren Wellen sind in der SH geringer, sodass die Änderungen im oberen Ast überwiegend auf Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen von Schwerewellen zurückzuführen sind. Trotz allem reichen die starken Änderungen im Wellenantrieb in der SH nicht aus, um den Polarnachtstrahlstrom in JJA vergleichbar mit DJF abzuschwächen (nicht gezeigt).

Die Separierung der externen Einflussfaktoren zeigt eine herausragende Bedeutung der SSTs an den Änderungen im Wellenantrieb der BDC. Diese bewirken die verstärkte Anregung aller Wellen in der oberen Tropo- und der unteren Stratosphäre (Abbildung 6.16 e – h) und beeinflussen durch ihren überragenden Anteil am troposphärischen Treibhausgaseneffekt

vorwiegend die Ausbreitungsbedingungen von Wellen in die Stratosphäre (Abbildung 6.26, Mitte). Die auf- und äquatorwärtige Verschiebung des Welleneinflusses in der unteren und mittleren Stratosphäre ist überwiegend auf den in den SSTs enthaltenen GHG-Effekt zurückzuführen und ermöglicht eine verstärkte Ausbreitung stationärer planetarer Wellen in die mittlere und die obere Stratosphäre (Abbildung 6.16 e, g). Zudem sorgen Änderungen in den subtropischen Strahlströmen für verbesserte Ausbreitungsbedingungen von OGWs in die Strato- und die Mesosphäre. Der NGW-Anteil an den Zirkulationsänderungen steigt in der Mesosphäre deutlich an (Abbildung 6.17, unten, links). Die Änderungen im Wellenantrieb durch den SST-Effekt lassen sich fast vollständig auf die Erhöhung der tropischen SSTs zurückführen (Abbildungen 6.19 a – d und 6.17, unten, rechts). Änderungen in den extratropischen SSTs führen zu einer geringen Abschwächung des tropischen SST-Signals in der unteren Stratosphäre, möglicherweise bedingt durch künstlich induzierte SST-Gradienten in den mittleren Breiten. In der oberen Stratosphäre tragen die extratropischen SSTs durch NGWs zur Verstärkung der BDC bei (Vergleich der Abbildungen 6.39, Mitte und rechts).

Verglichen mit dem SST-Effekt hat der GHG-Effekt einen geringen Einfluss auf die Dynamik. GHG-Änderungen bewirken in der unteren Stratosphäre kaum Änderungen im Zirkulationsantrieb, weder durch Änderungen in der Anregung noch in den Ausbreitungsbedingungen von Wellen in die Stratosphäre (Abbildungen 6.15 und 6.26, jeweils links). In den mittleren Breiten der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre führt die Verstärkung des zonalen Windes (Abbildung 5.36, links) zu einer Ablenkung von stationären planetaren Wellen aus den niederen in die hohen Breiten (Abbildung 6.16 a, c). Die Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen in der oberen Stratosphäre, erkennbar an den Änderungen im Brechungsindex (Abbildung 6.26, links), verringern die aufwärts gerichtete Ausbreitung von Wellen, sodass nicht alle polwärts abgelenkten Wellen in die obere Stratosphäre propagieren, sondern ein Teil auch auf diesem Weg die mittlere und untere Stratosphäre erreicht. Der aufwärts abgelenkte Anteil sorgt für einen zusätzlichen Zirkulationsantrieb durch stationäre planetare Wellen in der oberen Strato- und der Mesosphäre, erkennbar an der damit verbundenen Konvergenz der EP-Flussvektoren (Abbildung 6.15, links).

Für die Vergangenheit ist anhand der angefertigten Simulationen keine Separierung von GHG- und SST-Effekt möglich. Der entscheidende Einfluss der Kombination aus GHGs & SSTs/SICs tritt in der unteren Stratosphäre deutlich hervor (Abbildung 6.10 e – h). Die Änderungen im Wellenantrieb sind geringer als für die Zukunft und durch starke Signale infolge der zunehmenden ODS-Konzentrationen überdeckt. Diese spielen für die Vergangenheit eine entscheidende Rolle, verbunden mit einer Verstärkung des Wellenantriebs auf der SH und einer Abschwächung auf der NH (Abbildung 6.9, rechts). Große Änderungen im Wellenantrieb in der mittleren und der oberen Stratosphäre sind auf stationäre planetare Wellen zurückzuführen (Abbildung 6.10 i, k). In dieser Arbeit wurde eine interhemisphärische Kopplung durch die starken ODS-Änderungen entsprechend RIND ET AL. [2009] als Erklärung für die Änderungen in beiden Hemisphäre nahegelegt. Demnach initiiert die starke Ozonzerstörung in der SH eine Abkühlung und damit eine Verstärkung der meridionalen Temperaturgradienten. In der Folge kommt es zu einer Destabilisierung der Stratosphäre und damit zu einer verstärkten Wellenausbreitung. In der NH ergibt sich eine zusätzliche Aufstiegsbewegung, sodass das Absinken von Luft in den hohen Breiten verringert ist. Die Änderungen im Brechungsindex sind klein, decken sich aber mit dieser Erklärung (Abbildung 6.24, rechts). In der Mesosphäre der SH treten deutliche Änderungen durch Schwerewellen auf, bedingt durch eine Verlagerung des südhemisphärischen Subtropenstrahlstroms polwärts (Abbildung 6.11, links).

In der Zukunft ist der Einfluss der ODS auf die BDC-Änderungen geringer und spielt gegenüber dem deutlichen Einfluss der Treibhausgase eine untergeordnete Rolle. Dennoch sind

auch für die Zukunft schwache Anzeichen einer Kopplung beider Hemisphären über den Antrieb der aufgelösten Wellen anhand von EP-Flüssen und Brechungsindex in der mittleren und der oberen Stratosphäre erkennbar (Abbildungen 6.16 i – k und 6.26, rechts).

6.3.4 Vergleich mit Literaturergebnissen

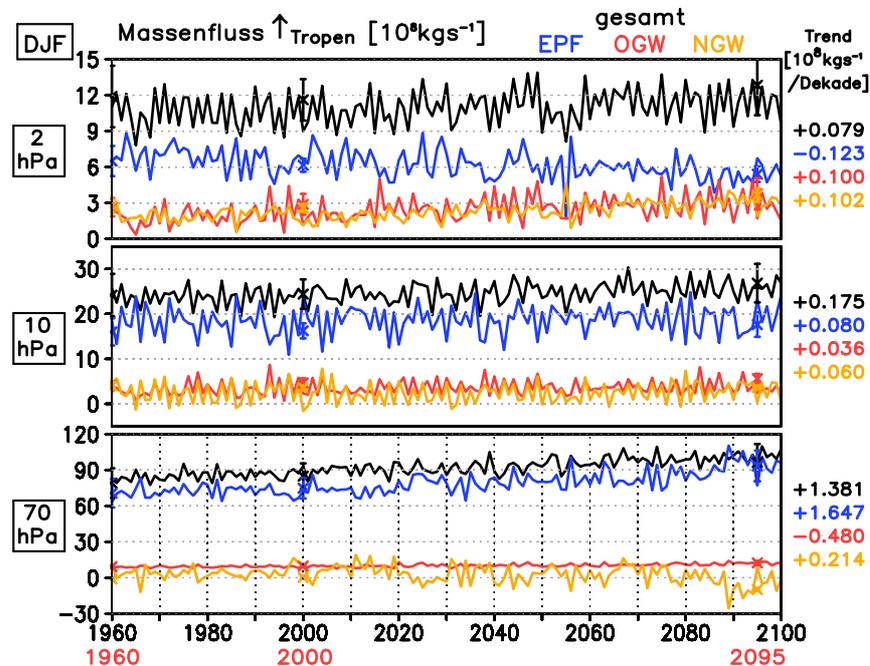


Abbildung 6.40: Zeitverlauf von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (schwarz) sowie der Anteile aus DC-Berechnungen (EPF – blau, OGWs – rot, NGWs – gelb) für die SCN-B2d-Simulation [10^8 kgs^{-1}], DJF. Von oben nach unten: 2 hPa, 10 hPa und 70 hPa mit variierender Skala. Rechts: Jeweiliger Trend über den Zeitraum von 1960 bis 2100. Zusätzlich vermerkt: Zeitscheibensimulationen 1960, 2000 und 2095 mit Standardabweichung aus allen Simulationsjahren.

Zahlreiche Modellstudien [MCLANDRESS und SHEPHERD, 2009; BUTCHART ET AL., 2010; SHEPHERD und MCLANDRESS, 2011; OKAMOTO ET AL., 2011] untersuchen Massenflussänderungen in transienten Simulationen. Für den direkten Vergleich zeigt die Abbildung 6.40 den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss sowie die Anteile aufgelöster (EPF, blau) und parametrisierter orographischer (OGW, rot) und nicht-orographischer (NGW, gelb) Schwerewellen aus der transienten SCN-B2d-Simulation als Zeitreihe zusammen mit den linearen Trends aller Anteile für den Gesamtzeitraum von 1960 bis 2100. Zusätzlich vermerkt sind die Zahlenwerte für die drei Zeitscheibensimulationen 1960, 2000 und 2095, welche in den Zeitraum der transienten Simulation fallen. Diese zeigen eine gute Übereinstimmung für $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ und die Massenflussanteile, was die gute Darstellung der BDC in EMAC durch die Zeitscheibensimulationen nochmals untermauert. In der unteren Stratosphäre machen aufgelöste Wellenanteile nahezu den gesamten aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss aus. Sowohl die Absolutwerte, als auch die Trends sind durch transiente Wellen bestimmt (nicht gezeigt). Der EPF-Trend übersteigt den Zukunftstrend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, da OGWs diesen verringern. In der mitt-

leren und der oberen Stratosphäre nimmt der positive Trend im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss ab, die Anteile von OGWs und NGWs dagegen zu. Der positive EPF-Trend in 10 hPa ist auf stationäre planetare Wellen zurückzuführen, transiente Wellen zeigen einen negativen Trend in der mittleren Stratosphäre (nicht gezeigt). In der oberen Stratosphäre ist der Anstieg von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ausschließlich auf parametrisierte Schwerewellen zurückzuführen, aufgelöste Wellenanteile nehmen ab.

EMAC zeigt konsistent mit anderen Modellstudien eine Verstärkung der BDC anhand der Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss. Diese wird in der mittleren und der oberen Stratosphäre entscheidend durch Änderungen in den Schwerewellen mitbestimmt. BUTCHART ET AL. [2010] zeigen, dass der Trend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in 70 hPa für das Mittel aus fünf CCMs zu 59% (Jahresmittel) bzw. 77% (DJF) auf OGWs zurückgeht. Für die einzelnen Modelle existiert eine große Bandbreite, bedingt durch verschiedene zugrunde liegende Schwerewellenparametrisierungen, aber auch durch unterschiedliche Zeiträume zwischen 1960/1980 und 2050/2100, welche in den Zukunftstrend eingehen. OKAMOTO ET AL. [2011] schreiben orographischen Schwerewellen rund die Hälfte des BDC-Trends in der unteren Stratosphäre im CCM CCSR/NIES zu und begründen den zunehmenden Einfluss derselben auf die BDC mit der Verstärkung und aufwärts gerichteten Verschiebung der subtropischen Strahlströme, konsistent mit SHEPHERD und MCLANDRESS [2011]. In transienten Simulationen mit dem CCM CMAM führen MCLANDRESS und SHEPHERD [2009] den jahresgemittelten Trend im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in 70 hPa zu 60% auf aufgelöste Wellenanteile und zu 40% auf parametrisierte Schwerewellen zurück. Damit zeigen sie einen beachtlichen, aber deutlich geringeren Anteil der Schwerewellen an den Änderungen der BDC in der unteren Stratosphäre als BUTCHART ET AL. [2010] und stimmen besser mit den hier gezeigten Ergebnissen der SCN-B2d-Simulation mit EMAC überein (Abbildung 6.40). Zudem zeigen MCLANDRESS und SHEPHERD [2009], dass in DJF v. a. synoptische Wellen den Trend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren Stratosphäre bestimmen und in 70 hPa annähernd mit dem Beitrag durch planetare Wellen übereinstimmen. In EMAC sind dagegen die Änderungen durch transiente planetare Wellen entscheidend für den $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Trend in 70 hPa (vgl. Abbildung 6.33, links für die Zukunftsänderungen in den Zeitscheibensimulationen). OGWs bestimmen in EMAC in 70 hPa die Änderungen von Ψ in den mittleren Breiten (vgl. Abbildung 6.32, links). Da sich das größte Änderungssignal durch OGWs nördlich der TLs befindet, sind diese nicht in $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ enthalten, sodass ein geringerer OGW-bedingter Trend im Vergleich zu anderen Modellen resultiert. Demgegenüber nimmt in EMAC der relative Anteil der OGWs am Trend im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in der mittleren Stratosphäre zu und erreicht in DJF in rund 30 hPa ein erstes Maximum, bevor dieser wieder abfällt und erst in der oberen Stratosphäre erneut deutlich ansteigt (vgl. Abbildung 6.33, links für die Zukunftsänderung aus den Zeitscheibensimulationen, der Trend aus der SCN-B2d-Simulation zeigt ein ähnliches Verhalten, nicht gezeigt). Für die transiente SCN-B2d-Simulation beträgt der Trend im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in DJF (im Jahresmittel) durch OGWs in 30 hPa 57% (27%), durch NGWs 21% (30%) und durch EPF 22% (43%). Bedauerlicher Weise zeigen die meisten Modellstudien nur Trends im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in 70 hPa, sodass kein Vergleich mit EMAC für höhere Schichten möglich ist. Einzig in MCLANDRESS und SHEPHERD [2009] sind absolute Änderungen für den Höhenbereich von 80 – 40 hPa gezeigt (Abbildung 2.25, rechts). Maximale Trends im OGW-Anteil von $6 \text{ kts}^{-1} \text{ Jahr}^{-1}$ sind in 60 hPa zu finden, was einem Trendanteil von rund 45% entspricht. Auch in den darüberliegenden Höhen sind die relativen Anteile der OGWs am Zukunftstrend von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ groß. Insgesamt zeigt EMAC konsistent mit früheren Studien einen entscheidenden

Anteil orographischer Schwerewellen an den Änderungen der BDC in der unteren und v. a. auch in der mittleren Stratosphäre, welche in vielen Studien unberücksichtigt bleibt und so einen direkten Vergleich erschwert. Der zunehmende BDC-Antrieb durch aufgelöste Wellen ist entsprechend SHEPHERD und McLANDRESS [2011] über eine Verstärkung der subtropischen Strahlströme an ihrem Oberrand zu erklären, welche zu einer Aufwärtsverschiebung der für das Brechen von Rossbywellen relevanten kritischen Schichten führt. Infolgedessen gelangen mehr Rossbywellen in die untere Stratosphäre und treiben so in der Zukunft verstärkt die BDC an. Zusätzlich zeigen LI ET AL. [2010] eine äquatorwärtige Verschiebung der TLs in der Zukunft, sodass die Wellenaktivität in der äquatorialen Stratosphäre zunimmt und dort die BDC verstärkt. Beides ist konsistent in EMAC wiederzufinden und wurde anhand der Zukunftsänderungen im Brechungsindex der planetaren Wellen verdeutlicht (Abbildung 6.21, rechts). Diese sorgen in EMAC für eine Zunahme von Wellenenergie in den mittleren Breiten der unteren Stratosphäre und damit einen zusätzlichen Antrieb des unteren Astes der BDC.

Der Anteil verschiedener externer Einflussfaktoren an den Änderungen im Wellenantrieb der BDC wird in einigen Studien, z. T. anhand von Zeitscheiben- und z. T. mithilfe von transienten Simulationen untersucht. Der Fokus liegt hierbei zumeist auf der gezielten Untersuchung eines Einflussfaktors [KODAMA und IWASAKI, 2009; RIND ET AL., 2009; GARNY ET AL., 2011a] und beschränkt sich oftmals auf die untere Stratosphäre und einige ausgewählte Variablen. Der Vergleich mit diesen Arbeiten zeigt für EMAC überwiegend eine gute Übereinstimmung. So wurde in dieser Arbeit die herausragende Bedeutung der tropischen SSTs für die Änderungen im unteren Ast der BDC konsistent mit GARNY ET AL. [2011a] gezeigt. Die Autoren begründen diese mit einer Verstärkung und Aufwärtsverschiebung der subtropischen Strahlströme, wodurch eine vermehrte vertikale Ausbreitung von Wellen in die untere Stratosphäre resultiert. GARNY ET AL. [2011a] führen den Trend im Sommer und Winter auf stationäre planetare Wellen aus den Tropen und im Frühjahr und Herbst auf transiente synoptische Wellen aus den Extratropen zurück. In EMAC sorgen stationäre planetare Wellen aus den niederen und transiente synoptische Wellen aus den mittleren Breiten das ganze Jahr über für die BDC-Änderungen durch tropische SSTs unterhalb von etwa 10 hPa. Zudem propagieren stationäre planetare Wellen in der jeweiligen Winterhemisphäre in die mittlere und obere Stratosphäre und führen zu Änderungen im oberen Ast der BDC (Abbildung 6.19 a – d für DJF, andere Jahreszeiten nicht gezeigt). Konsistent mit FOMICHEV ET AL. [2007] werden in EMAC starke Änderungen in der SAO auf die zukünftige SST-Zunahme zurückgeführt. Da die SAO durch Schwerewellen bestimmt wird [HIROTA, 1980; DUNKERTON, 1982], führen FOMICHEV ET AL. [2007] die SAO-Änderungen zum großen Teil auf die starken Änderungen in der tropischen Konvektion zurück, welche durch die zukünftig ansteigenden SSTs hervorgerufen werden. Zum Beitrag der extratropischen SSTs an den Änderungen der BDC zeigen KODAMA und IWASAKI [2009] ein entgegengesetztes Vorzeichen zur tropischen SST-Änderung in der unteren Stratosphäre. Dieses begründen sie durch eine zusätzliche Erwärmung in den hohen Breiten, welche eine Abnahme des meridionalen Temperaturgradienten bewirkt und so eine Verringerung der troposphärischen Wellenaktivität in der unteren Stratosphäre. Die residuale Massenstromfunktion nimmt unterhalb von rund 10 hPa ab, BDC-Änderungen in den höheren Atmosphärenschichten sind nicht Fokus der Studie von KODAMA und IWASAKI [2009]. In EMAC zeigt sich in der unteren und der mittleren Stratosphäre ebenfalls eine Abschwächung von Ψ_{EPF} , oberhalb von etwa 10 hPa sorgt ein zusätzlicher Beitrag durch NGWs für eine Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ durch ansteigende extratropische SSTs. Den GHG-Effekt machen SIGMOND ET AL. [2004] für rund ein Drittel der Ψ -Änderungen in der arktischen unteren Stratosphäre verantwortlich und führen diese auf einen verstärkten Wel-

lenantrieb durch aufgelöste planetare und parametrisierte Schwerewellen zurück. KODAMA ET AL. [2007] simulieren durch den direkten Strahlungsantrieb infolge einer Verdopplung der CO₂-Konzentration in ihren GCM eine Verstärkung des oberen Ast der BDC durch stationäre Wellen. Auch KODAMA ET AL. [2007] finden keine Anzeichen für Änderungen in der troposphärischen Wellenanregung durch den GHG-Effekt, der die Zunahme der stationären Wellen in der oberen Stratosphäre erklärt. Im Gegensatz zu EMAC simulieren KODAMA ET AL. [2007] allerdings deutlich stärkere Änderungen im zonal-gemittelten Zonalwind, welche eine analoge Erklärung einer Wellenablenkung, wie sie im Abschnitt 6.1.2 für EMAC angeführt wurde, nicht nahelegt. Starke Änderungen in den ODS-Konzentrationen, insbesondere in der SH führen laut RIND ET AL. [2009] zu einer interhemisphärischen Kopplung, die zu einer Ausdehnung der südhemisphärischen Änderungen im Wellenantrieb auf die NH führt. Die Änderungen in der Stabilität der Schichtung und den damit verbundenen Bedingungen für die Wellenausbreitung sind in EMAC wiederzufinden (Abbildung 6.26, rechts). An dieser dynamischen Kopplung beider Hemisphären sind in erster Linie transiente planetare Wellen beteiligt (Abbildung 6.16 j, k).

Die in dieser Arbeit gezeigte konsistente Separierung des Einflusses der verschiedenen zeitlichen und räumlichen Skalen aufgelöster Wellen, sowie parametrisierter OGWs und NGWs, breiten- und höhenaufgelöst, von den Anregungsgebieten in der Tropo- bis in die Mesosphäre ist ein neuer Beitrag zu den bestehenden Arbeiten auf diesem Gebiet.

6.4 Die Änderungen im Alter der stratosphärischen Luft in EMAC

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Änderungen in der BDC anhand von RC-Änderungen beschrieben und mit einer veränderten Anregung, Ausbreitung und Dissipation von atmosphärischen Wellen in Verbindung gebracht. Von der Tropo- in die Stratosphäre propagierende Wellen treiben nicht nur die RC an, sondern sind auch für Mischungsprozesse verantwortlich (u. a. PLUMB [2002]). Diese treten verstärkt in den Subtropen im Grenzbereich der tropischen Aufstiegsregion auf [NEU und PLUMB, 1999], aber auch im tropischen Tropopausenbereich und am Polarwirbelrand [LI ET AL., 2012]. In diesem Abschnitt werden die Änderungen im AoA gezeigt. Diese enthalten neben der RC auch Mischungsprozesse, welche ebenfalls zur BDC und somit auch zu deren Änderungen beitragen (u. a. NEU und PLUMB [1999]; PLUMB [2002]; BÖNISCH ET AL. [2011]). Beide Anteile (RC und Mischung) werden durch atmosphärische Wellen initiiert. Für die unterschiedlichen Einflussgrößen wurden abweichende Änderungssignale durch verschiedene Wellenarten gezeigt. Hier wird untersucht, ob die AoA-Änderungen die zuvor gewonnenen Ergebnisse bestätigen. Mischungsprozesse führen in erster Linie zu einer Alterung der tropischen Luft, indem sie das Altersspektrum verbreitern. Zudem bewirken diese eine Rezirkulation der Luft, welche durch eine verstärkte RC zunimmt. In der Summe beider Effekte nimmt das AoA durch einen verstärkten Wellenantrieb ab.

In den Abschnitten 6.4.1 und 6.4.2 werden die Änderungen im aus SF₆ gewonnenen mittleren AoA und den aus Puls-Tracern bestimmten Altersspektren gezeigt. Die zugrunde liegende Berechnung ist den Abschnitten 3.4.2 und 3.4.3 zu entnehmen. Das Altersspektrum hat gegenüber dem mittleren AoA den Vorteil eine Wahrscheinlichkeitsverteilung aufzuzeigen, sodass neben dem wahrscheinlichsten AoA das gesamte Verteilungsspektrum erfasst wird.

6.4.1 Die Änderungen im mittleren AoA

Das mittlere AoA wurde für die Referenzsimulation und aus MIPAS-Beobachtungen in den Abschnitten 4.1.7 und 4.4.1 gezeigt. An dieser Stelle folgen Änderungen desselben für die Vergangenheit und die Zukunft sowie durch den Einfluss der verschiedenen externen Faktoren.

Die Änderungen im mittleren AoA für die Vergangenheit und die Zukunft

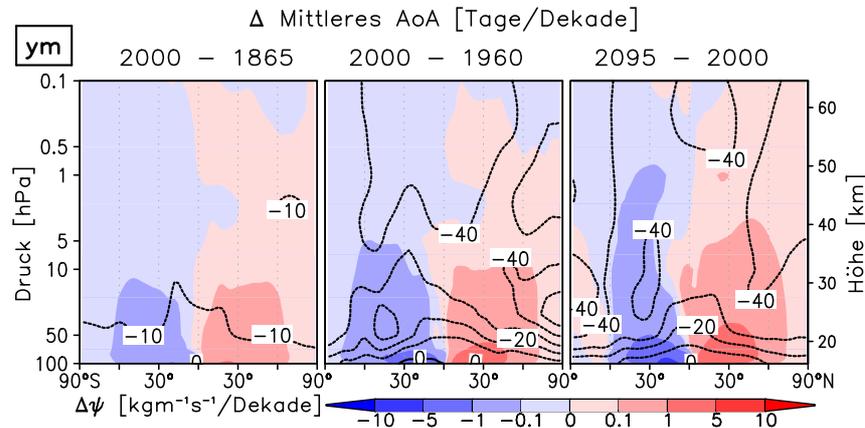


Abbildung 6.41: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] (Kontur) und in der residualen Massenstromfunktion [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$] (Farbschraffur) für 2000 – 1865 (links), 2000 – 1960 (Mitte) und 2095 – 2000 (rechts) im Jahresmittel, 100 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N.

Für die Vergangenheit und die Zukunft zeigt die Abbildung 6.41 die Änderungen im mittleren AoA (Kontur) und in der residualen Massenstromfunktion (Farbschraffur) im Jahresmittel. Das mittlere AoA nimmt in allen drei Zeiträumen in der gesamten Stratosphäre ab. Im Gegensatz zum Winter der NH zeigt sich im Jahresmittel eine Verstärkung beider Äste der BDC auch für die Vergangenheit, hauptsächlich bedingt durch starke positive Signale in den Übergangsjahreszeiten (vgl. Abbildungen 5.27 und 5.48, links). Analog zu Ψ sind auch die Änderungen im mittleren AoA für 2000 – 1960 und 2095 – 2000 gegenüber 2000 – 1865 verstärkt. In der unteren und der mittleren Stratosphäre beträgt die AoA-Abnahme zwischen 10 (2000 – 1865) und 20 – 40 Tagen/Dekade (2000 – 1960 und 2095 – 2000). In der oberen Stratosphäre nimmt das mittlere AoA im Jahresmittel für 2000 – 1960 und 2095 – 2000 um 40 Tage/Dekade ab. Für den Zukunftszeitraum sind die Ψ -Änderungen insbesondere in den hohen nördlichen Breiten hochreichender als für die Vergangenheit, was sich auch in den Änderungen im mittleren AoA widerspiegelt (Abbildung 6.41, rechts). Somit bestätigen die AoA-Änderungen die Ψ -Änderungen und umgekehrt. Dennoch zeigen sich auch deutliche Unterschiede zwischen beiden Größen: Die größten Ψ -Änderungen sind in der unteren Stratosphäre zu finden, wohingegen die größte Abnahme im mittleren AoA in der oberen Strato- und der Mesosphäre auftritt. Dieser scheinbare Widerspruch löst sich auf, wenn man sich die unterschiedliche Berechnung beider Größen vor Augen führt. Während das mittlere AoA eine integrierte Größe ist, welche die Änderungen aus der unteren und mittleren Stratosphäre in größere Höhen transportiert, handelt es sich bei der residualen Massenstromfunktion um eine Maßzahl, welche entsprechend dem DC-Prinzip, die Änderungen der BDC durch

den Wellenantrieb in höheren Schichten weiter unten sichtbar macht. Aufgrund der größeren Masse in der unteren Stratosphäre nehmen die Änderungen mit zunehmender Höhe ab. Eine Übereinstimmung beider Größen ist also keinesfalls zu erwarten. Dennoch zeigen sich unter Einbezug von Mischungsprozessen im mittleren AoA zu Ψ gleichgerichtete Änderungen, gekennzeichnet durch eine Verstärkung der BDC in der gesamten Stratosphäre im Jahresmittel für alle drei Zeiträume mit größeren Signalen für 2000 – 1960 und 2095 – 2000. Eine detaillierte Betrachtung für diese beiden Zeiträume erfolgt anhand der Abbildung 6.42. Diese zeigt Änderungen im mittleren AoA in den einzelnen Jahreszeiten und im Vergleich zum Jahres-

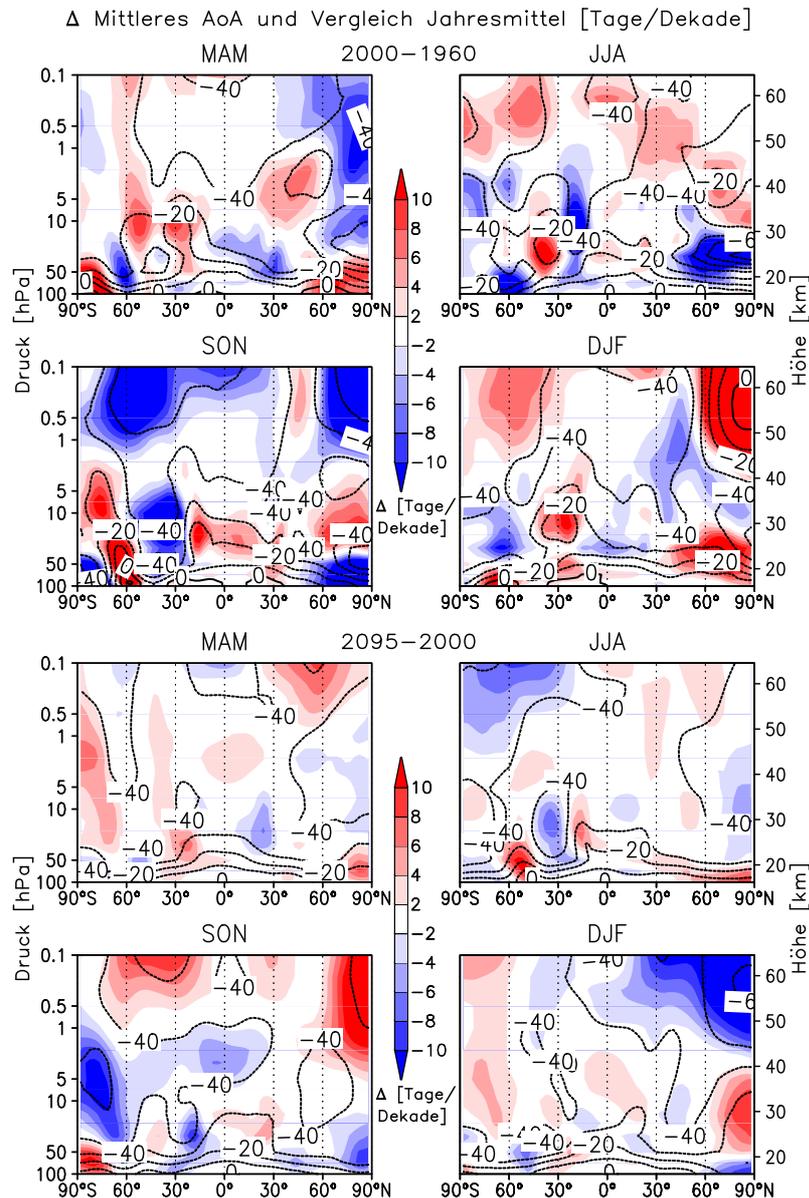


Abbildung 6.42: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] für 2000 – 1960 (oben) und 2095 – 2000 (unten), Jahreszeiten (Kontur) und Änderungen zum Jahresmittel (Farbschraffur), 100 – 0,1 hPa, 90°S – 90°N.

mittel analog zu den Absolutwerten für die Referenzsimulation 2000 (vgl. Abbildung 4.38). Ausschließlich in DJF zeigt sich in den hohen nördlichen Breiten für die Vergangenheit eine Zunahme im mittleren AoA in der oberen Strato- und der Mesosphäre (Abbildung 6.42, oben, DJF). In allen anderen Regionen verringert sich das mittlere AoA für 2000 – 1960 und 2095 – 2000 um bis zu 80 Tage/Dekade. Die AoA-Abnahme verstärkt sich im Allgemeinen mit der Höhe, da die Änderungen aus der unteren Stratosphäre in höhere Schichten transportiert werden und dort eine zusätzliche Abnahme herbeiführen. Anders verhält es sich im Vergangenheitszeitraum in DJF in den hohen nördlichen Breiten (Abbildung 6.42, oben, DJF), wo das mittlere AoA in der oberen Stratosphäre zunimmt. Diese Zunahme ist konsistent mit einer Abschwächung des oberen Astes der BDC, welche durch die Ψ -Änderungen in der Abbildung 5.24 (oben, links) bestätigt wird. Entsprechend der Abbildung 5.24 (oben, rechts) sind die RC-Änderungen auf dynamische Änderungen infolge der erhöhten ODS-Konzentrationen in 2000 gegenüber 1960 zurückzuführen. Im nordhemisphärischen Sommer nimmt das mittlere AoA in der unteren Stratosphäre um bis zu 80 Tage/Dekade ab, in der mittleren und der oberen Stratosphäre dagegen nur um 20 Tage/Dekade (Abbildung 6.42, oben, JJA). Diese Änderungen sind ebenfalls auf die Ozonzerstörung durch den Anstieg der ODS zwischen 1960 und 2000 zurückzuführen (vgl. Abbildung 6.44, rechts). Im Sommer führt die starke solare Einstrahlung in den hohen Breiten zu einem deutlichen Einfluss der Ozonänderungen auf die kurzwelligen Erwärmungsraten und damit auf die stratosphärischen Temperaturen. Eine verstärkte Abkühlung der unteren Stratosphäre für 2000 – 1960 führt zu einer Zunahme der meridionalen Temperaturgradienten und damit zu einer Verstärkung des nordhemisphärischen Subtropenstrahlstroms (nicht gezeigt). In der unteren Stratosphäre der NH resultiert eine Verstärkung der BDC und damit eine deutliche Abnahme im mittleren AoA. Die Abnahme von Ψ in den darüberliegenden Schichten (vgl. Abbildung 5.24, unten, links und rechts) ist konsistent mit der geringeren AoA-Abnahme in diesem Höhenbereich. Ein ähnliches, aber deutlich schwächer ausgeprägtes Signal zeigt sich auch in DJF in der SH. In SON ist in der SH eine deutliche Signatur des in 2000 gegenüber 1960 verstärkten Ozonlochs zu erkennen (Abbildung 6.42, oben, SON). In der unteren Stratosphäre nimmt das mittlere AoA verstärkt ab, darüber hingegen zu. Diese Änderungen ergeben sich durch die infolge des starken Ozonverlusts induzierten Temperatur- und Zonalwindänderungen in dieser Region, welche eine RC-Verstärkung in der mittleren Stratosphäre bewirken (Abbildung 5.28).

Für 2095 – 2000 zeigt der untere Teil der Abbildung 6.42 deutlich homogenere Änderungen im mittleren AoA. Die stärkste Abnahme findet im Winter der NH statt und beträgt maximal zwei Monate/Dekade in den hohen Breiten der oberen Strato- und der Mesosphäre.

Der Vergleich der Änderungen in den einzelnen Jahreszeiten mit dem Jahresmittel zeigt für beide Zeiträume deutliche Unterschiede (Farbschraffur in Abbildung 6.42). Für 2000 – 1960 nimmt das mittlere AoA in MAM und SON in den hohen nördlichen Breiten der oberen Stratosphäre stärker ab als im Jahresmittel, in DJF dagegen stärker zu. Diese Signale stimmen mit einer stärkeren RC-Änderung in den Übergangsjahreszeiten und einer geringeren im Winter überein (vgl. Abbildung 5.27, schwarz). In SON verringert sich das mittlere AoA auch in der oberen Stratosphäre der SH gegenüber dem Jahresmittel. In der unteren Stratosphäre treten insbesondere in den hohen Breiten der NH deutliche AoA-Änderungen gegenüber dem Jahresmittel auf: In MAM und DJF nimmt das mittlere AoA stärker zu, in JJA und SON dagegen stärker ab. In diesen Regionen sind jahreszeitenabhängige Änderungen in den Mischungsprozessen von Bedeutung, welche in den Übergangsjahreszeiten verstärkt sind [BIRNER und BÖNISCH, 2011]. In der unteren Stratosphäre der SH zeigt sich eine deutliche Signatur des Antarktischen Ozonlochs in den AoA-Änderungen in SON gegenüber dem Jahresmittel.

Für 2095 – 2000 nimmt das mittlere AoA in den hohen Breiten der jeweiligen Winter-

hemisphäre deutlich ab, konsistent zur stärksten Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der oberen Stratosphäre in DJF und JJA (vgl. Abbildung 5.40, schwarz). Die Zunahme im mittleren AoA in der mittleren Stratosphäre in beiden Jahreszeiten ist höchstwahrscheinlich auf vermehrte Mischungsprozesse am Rand des in 2095 gegenüber 2000 abgeschwächten Polarnachtstrahlstroms zurückzuführen. In MAM und SON sind die Änderungen im mittleren AoA gegenüber dem Jahresmittel überwiegend positiv. Eine deutliche Verringerung desselben gegenüber dem Jahresmittel tritt in SON in der mittleren Stratosphäre der SH auf. Dieses Signal ist entgegengesetzt zu den Änderungen für 2000 – 1960 und auf dynamische Änderungen durch die zukünftige Ozonzunahme in den hohen Breiten der SH zurückzuführen.

Die Änderungen im mittleren AoA durch verschiedene Einflussfaktoren in der Vergangenheit

Die Abbildung 6.43 zeigt die Änderungen im mittleren AoA in der unteren und der oberen Stratosphäre durch die externen Faktoren für die Vergangenheit. In der unteren Stratosphäre ändert sich das mittlere AoA zwischen 1865, 1960 und 2000 nur in den mittleren und den hohen Breiten beider Hemisphären, in den Tropen dagegen kaum. In den hohen Breiten der NH und in den mittleren Breiten der SH nimmt das mittlere AoA zwischen 1960 und 2000 um 15 bis 20 Tage/Dekade ab, in den hohen südlichen Breiten beträgt die Abnahme bis zu einem Monat/Dekade. In 70 hPa stimmt die Gesamtänderung für 2000 – 1960 (schwarz) nahezu mit dem Änderungssignal durch den Treibhausgaseneffekt (B, violett) überein. Die ODS (C, orange) liefern in verschiedenen Breitenbereichen geringe positive und negative Beiträge. Für 2000 – 1865 beträgt die Abnahme im mittleren AoA in den hohen Breiten rund 10 Tage/Dekade. Der Beitrag der vorindustriellen Methanstörung (A, hellblau) ist gering.

In der oberen Stratosphäre nimmt das mittlere AoA für 2000 – 1960 südlich von rund 60°N um 30 – 40 Tage/Dekade ab. Diese Abnahme ist in den hohen nördlichen Breiten verringert und verschwindet am Nordpol. Die AoA-Änderungen sind insbesondere in den hohen und den mittleren Breiten der SH zu annähernd gleichen Teilen auf die Änderungen in den GHGs & SSTs/SICs sowie den ODS-Konzentrationen zurückzuführen. In den Tropen wird die Abnahme im mittleren AoA durch den Einfluss der Treibhausgase dominiert. In den mittleren und den hohen nördlichen Breiten tragen in 1 hPa beide Effekte zum geringen Änderungssignal bei. Die Änderungen im mittleren AoA betragen für 2000 – 1865 in den hohen nördlichen Breiten zwischen 15 und 20 Tagen/Dekade und nehmen analog zu 2000 – 1960 ab.

Entsprechend BÖNISCH ET AL. [2011] erfolgt mithilfe der Abbildung 6.44 eine Separierung der Änderungen in solche im unteren und oberen Ast der BDC. Hierzu erfolgt die Betrachtung der Änderungen im mittleren AoA in den mittleren bzw. hohen Breiten der unteren und der mittleren Stratosphäre. Die Breitenbereiche wurden anhand der unterschiedlichen Änderungen im Absinken der Luftmassen in den Extratropen festgelegt (vgl. Abbildung 5.26). Übereinstimmend mit BÖNISCH ET AL. [2011] wird der obere Ast mit dem Mittel über den Breitenbereich 60° – 90°N assoziiert. Der untere Ast wird als Mittel über 35° – 60°N festgesetzt. Dieser Breitenbereich ist entsprechend der Abbildung 5.26 für die Erfassung der Änderungssignale zwischen den Zeitscheibensimulationen mit EMAC besser geeignet als der in BÖNISCH ET AL. [2011] verwendete (45° – 60°N). In der oberen Stratosphäre gehören beide Breitenbereiche zum oberen Ast, in den höheren Breiten treten die Änderungen aufgrund des längeren Transportweges deutlicher hervor.

In den mittleren Breiten treten die stärksten Änderungen zwischen 1960 und 2000 unterhalb von 10 hPa und somit zugehörig zum unteren Ast auf. Das mittlere AoA nimmt ausgehend von der Tropopause relativ monoton mit der Höhe ab und beträgt in 10 hPa rund

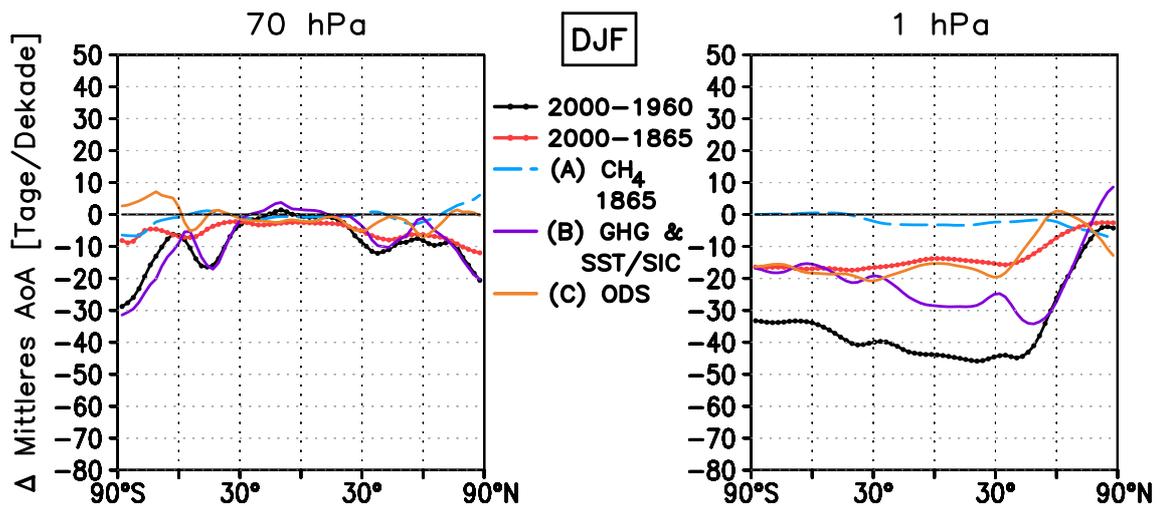


Abbildung 6.43: Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] für 2000 – 1960 (schwarz), 2000 – 1865 (rot), durch eine vorindustrielle Methanstörung (A, hellblau), das Signal von GHGs & SSTs/SICs (B, violett) und das ODS-Signal (C, orange) in 70 hPa (links) und 1 hPa (rechts), 90°S – 90°N, DJF.

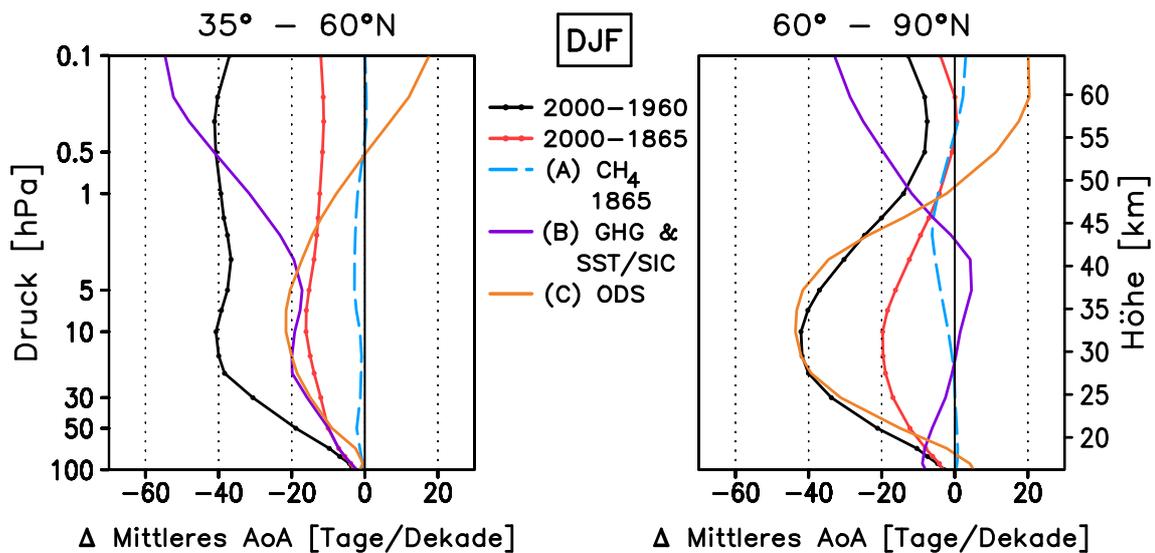


Abbildung 6.44: Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] für die Signale aus Abbildung 6.43 gemittelt über 35° – 60°N (links) und 60° – 90°N (rechts), 100 – 0,1hPa, DJF.

–40 Tage/ Dekade (schwarz in Abbildung 6.44, links), was in dieser Höhe einer relativen Änderung von 2 %/Dekade entspricht (nicht gezeigt). Darüber stagniert die Abnahme. In der unteren und der mittleren Stratosphäre bewirken die Änderungen in den ODS und GHGs & SSTs/SICs gleichgerichtet eine Abnahme im mittleren AoA und bestimmen zu annähernd

gleichen Teilen das Gesamtsignal. Oberhalb von rund 40 km Höhe und damit zugehörig zum oberen Ast der BDC gehen beide Signale deutlich auseinander: Während die ansteigenden Treibhausgaskonzentrationen das mittlere AoA weiter verringern, führen die ODS zu einer schwächeren AoA-Abnahme, welche in der Mesosphäre in eine Zunahme umschlägt. Die Änderungen in den GHGs & SSTs/SICs verhindern eine Zunahme im mittleren AoA. Für 2000 – 1865 zeigt sich eine Abnahme im mittleren AoA um 15 bis 20 Tage/Dekade in der mittleren Stratosphäre, welche in der oberen Strato- und der unteren Mesosphäre leicht verringert ist.

In den hohen Breiten (Abbildung 6.44, rechts) nimmt das mittlere AoA analog zu den mittleren Breiten von der Tropopause bis in rund 10 hPa relativ linear mit der Höhe ab und erreicht dort –40 Tage/Dekade. Oberhalb sorgen die ansteigenden ODS-Konzentrationen für eine verringerte Abnahme, welche im Bereich der Stratopause in eine AoA-Zunahme durch ODS umschlägt. Zugleich nimmt der Einfluss der ansteigenden Treibhausgaskonzentrationen in dieser Höhe zu und führt zu einer AoA-Abnahme, sodass im Gesamtsignal für 2000 – 1960 eine geringere Zunahme im mittleren AoA resultiert. Für 2000 – 1865 zeigt sich ein ähnliches Bild, allerdings geht für diesen Zeitraum die Änderung im mittleren AoA in der unteren Mesosphäre sogar auf null zurück (rot in Abbildung 6.44, rechts). Offenbar ist der Einfluss der Treibhausgase in 2000 – 1865 zu gering, um dem starken ODS-Signal entgegenzuwirken. Insgesamt können die dynamischen Folgen der ansteigenden ODS-Konzentrationen als Ursache für die Abnahme im oberen Ast der BDC nachgewiesen werden. Damit bestätigt sich die Abschwächung der BDC in DJF in der oberen Stratosphäre durch ODS (vgl. Abbildung 5.27, links) anhand der Änderungen im mittleren AoA.

Die Änderungen im mittleren AoA durch verschiedene Einflussfaktoren in der Zukunft

Für die Zukunft zeigen die Abbildungen 6.45 bis 6.48 die Änderungen im mittleren AoA in der unteren und der oberen Stratosphäre für alle Breiten sowie im Höhenprofil für den oberen und den unteren Ast der BDC. Die Abgrenzung der beiden Äste erfolgt anhand der Breitenbereiche 35° – 60°N und 60° – 90°N entsprechend der Änderungen im extratropischen Absinken von Luftmassen in der Abbildung 5.38 und vergleichbar mit der Vergangenheit. Der zukünftige Einfluss von GHGs & SSTs/SICs auf das mittlere AoA ist in der unteren Stratosphäre insbesondere in den mittleren und den hohen Breiten im zweiten Zukunftszeitraum verstärkt und erreicht bis zu –40 Tage/Dekade (blau in Abbildung 6.45, links). Im ersten Zukunftszeitraum betragen die Änderungen zwischen –10 und –20 in der SH und –20 und –30 Tagen/Dekade in der NH (türkis). Die Gesamtänderung durch den zukünftigen Treibhausgaseffekt ergibt sich zu –30 bis –35 Tagen/Dekade in den mittleren und hohen Breiten, mit größeren Änderungen in der NH (violett). In den Tropen nimmt das mittlere AoA übereinstimmend für 2095 – 2045 und 2045 – 2000 um 5 – 10 Tage/Dekade ab. Die stärksten relativen Zukunftsänderungen treten mit ~5 %/Dekade in den Tropen auf, wo die Luft noch sehr jung ist. In den mittleren und den hohen Breiten betragen die Änderungen in 70 hPa zwischen 2 und 3 %/Dekade.

In 1 hPa beträgt die Abnahme im mittleren AoA in den südlichen Extratropen in beiden Zeiträumen übereinstimmend rund 40 Tage/Dekade (2 – 2,5 %/Dekade) und ist vollständig auf den Treibhausgaseffekt zurückzuführen (violett in Abbildung 6.45, rechts). In den Tropen nimmt das mittlere AoA jeweils um rund 10 Tage/Dekade stärker in 2095 – 2045 (blau) und weniger stark in 2045 – 2000 (türkis) ab. In den mittleren und den hohen nördlichen Breiten sind die Beiträge aus den beiden Teilzeiträumen sehr unterschiedlich. Während die AoA-Abnahme für 2095 – 2045 auf 10 Tage/Dekade zurückgeht, maximiert sich diese im ersten Zukunftszeitraum und erreicht in den hohen nördlichen Breiten bis zu –80 Tage/Dekade. Durch

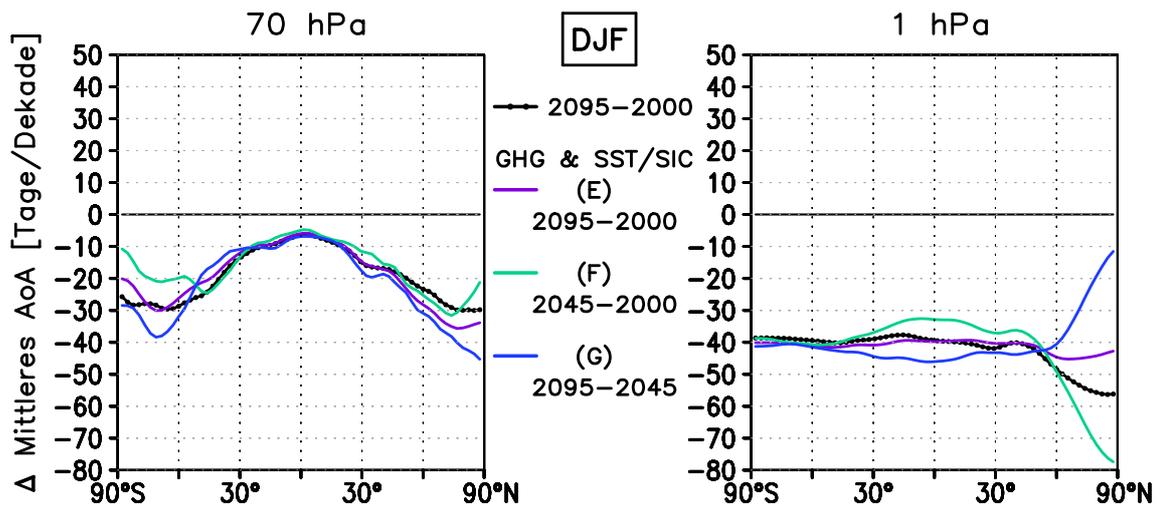


Abbildung 6.45: Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] für 2095 – 2000 (schwarz) sowie die Signale einer GHG & SST/SIC-Änderung für die Jahre 2095 – 2000 (E, violett), 2045 – 2000 (F, türkis) und 2095 – 2045 (G, blau) in 70 hPa (links) und 1 hPa (rechts), 90°S – 90°N, DJF.

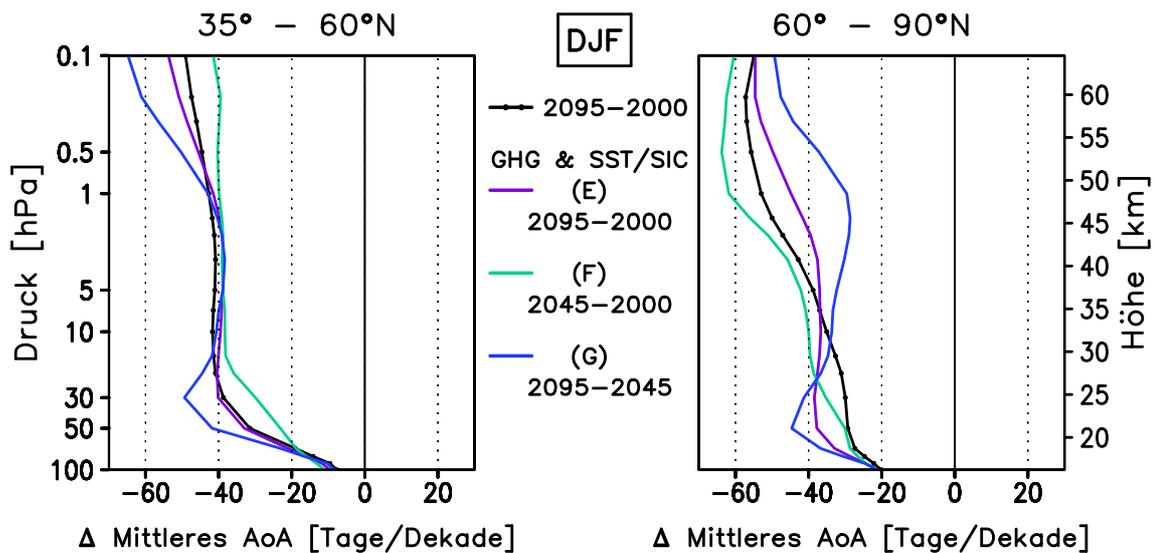


Abbildung 6.46: Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] für die Signale aus Abbildung 6.45 gemittelt über 35° – 60°N (links) und 60° – 90°N (rechts), 100 – 0,1hPa, DJF.

die geänderten GHGs & SSTs/SICs ergibt sich in den Tropen und den nördlichen Extratropen eine Abnahme im mittleren AoA um 40 Tage/Dekade (violett). Die gesamte zukünftige AoA-Abnahme ist um 20 Tage/Dekade höher, was auf den dynamischen Einfluss der sinkenden ODS-Konzentrationen zurückzuführen ist (orange in Abbildung 6.47, rechts).

In den mittleren Breiten zeigt sich analog zur Vergangenheit (Abbildung 6.44, links) auch in der Zukunft eine deutliche Abnahme im mittleren AoA bis in rund 30 km Höhe (Abbildung 6.46, links), welche rund 40 Tage/Dekade erreicht. Der Einfluss der GHGs & SSTs/SICs deckt sich nahezu vollständig mit den gesamten Zukunftsänderungen und wird in der unteren Stratosphäre vom zweiten Zukunftszeitraum dominiert. In 50 hPa wird für 2095 – 2045 eine Abnahme im mittleren AoA um 3,5 %/Dekade erreicht (nicht gezeigt). Zwischen 10 und 1 hPa verharrt die Abnahme nahezu konstant bei 40 Tagen/Dekade (~ 2 %/Dekade) und verstärkt sich erst in der Mesosphäre durch die starken Änderungen für 2095 – 2045. In dieser Höhe ist die AoA-Abnahme durch GHGs & SSTs/SICs stärker als für das gesamte Zukunftssignal und impliziert so eine Zunahme im mittleren AoA durch die abnehmenden ODS (orange in Abbildung 6.48, links).

In den hohen Breiten dominieren die Änderungen in 2095 – 2045 nur in der unteren Stratosphäre und damit im Absinkbereich des oberen Astes. In der oberen Stratosphäre zeigt der erste Zukunftszeitraum eine stärkere Abnahme im mittleren AoA, welche im Bereich der Stratopause rund 2 Monate/Dekade ($\sim 2,6$ %/Dekade) erreicht (Abbildung 6.46, rechts).

Insgesamt dominiert der Treibhausgaseneffekt im zweiten Zukunftszeitraum den unteren Ast der BDC, wohingegen die Änderungen im oberen Ast durch beide Zeiträume bestimmt werden: In 2095 – 2045 nimmt das mittlere AoA in der unteren Stratosphäre stärker ab, in 2045 – 2000 dagegen von der mittleren Strato- bis in die Mesosphäre. Die Abweichungen gegenüber den im Abschnitt 5.3.3 gezeigten RC-Änderungen lassen sich durch die Zunahme von Mischungsprozessen in der unteren Stratosphäre für 2095 – 2045 erklären. Diese sind auf die deutlichere Intensivierung der subtropischen Strahlströme in diesem Zeitraum zurückzuführen (Abbildung 5.30, rechts). In der oberen Stratosphäre kann die geringere AoA-Abnahme im zweiten Zukunftszeitraum mit einem stärkeren mesosphärischen Antrieb durch NGWs und OGWs assoziiert werden (Abbildung 6.14, rechts), sodass über den mesosphärischen Ast vermehrt Luft mit einem hohen AoA absinkt.

Die weitere Separierung der Anteile der externen Einflussfaktoren an den Änderungen im mittleren AoA zwischen 2000 und 2095 zeigt eine Dominanz des Einflusses der tropischen SST-Erhöhung in allen Höhen und Breiten (hellblau in den Abbildungen 6.47 und 6.48). Im Gegensatz zu Ψ und F_1^{trop} werden bei der Berechnung des mittleren AoA die BDC-Änderungen in der unteren Stratosphäre verstärkt berücksichtigt, sodass die Erhöhung der tropischen SSTs auch in den höheren Schichten das Änderungssignal entscheidend mitbestimmt. In 70 hPa übersteigen die Änderungen in den tropischen SSTs die Zukunftsänderungen in den mittleren und den hohen Breiten beider Hemisphären um rund 5 Tage/Dekade (Abbildung 6.47, links). In den hohen Breiten der SH führen die Änderungen in GHGs (grün) und SICs (pink) zu einer Zunahme im mittleren AoA, welche nicht in den Ψ -Änderungen wiederzufinden ist (Abbildungen 5.37, oben, links und 5.43, oben, rechts). In den mittleren südhemisphärischen Breiten verringert der Anstieg der extratropischen SSTs (violett) die AoA-Abnahme, übereinstimmend mit der Abnahme von Ψ durch extratropische SSTs in dieser Region (vgl. Abbildung 5.43, oben, Mitte). Die abnehmenden ODS-Konzentrationen (orange) bewirken eine Abnahme im mittleren AoA in den hohen südlichen und eine Zunahme in den hohen nördlichen Breiten, entgegengesetzt zu den Ψ -Änderungen (Abbildung 5.37, oben, rechts). Für die Erklärung der AoA-Änderungen durch die verschiedenen Einflussfaktoren müssen somit Änderungen in den Mischungsprozessen in Betracht gezogen werden. Die Verschiebung der subtropischen Strahlströme beeinflusst die Mischungsbarrieren (vgl. Abschnitt 2.4.8), sodass die Änderungen im Wellenantrieb in diesen Regionen (vgl. Abbildungen 6.15, rechts und 6.16 i – l) über Änderungen in den Mischungsprozessen die BDC

beeinflussen. Dieser Mechanismus liefert auch eine mögliche Erklärung der Änderungen im mittleren AoA durch die SIC-Störung und die ansteigenden GHG-Konzentrationen, da diese ebenfalls zu einer Verschiebung der subtropischen Strahlströme führen (Tabelle 5.9).

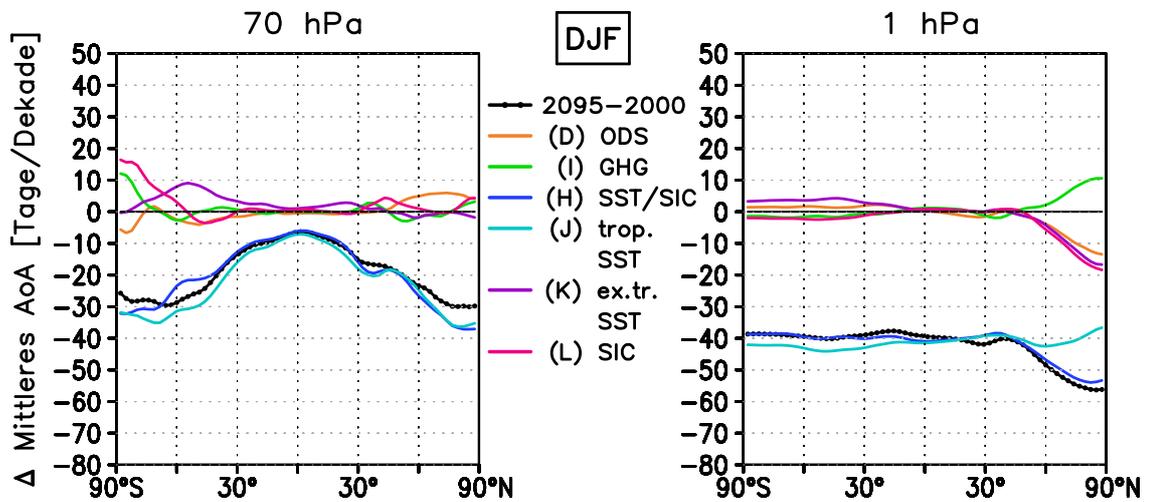


Abbildung 6.47: Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] für 2095 – 2000 (schwarz) sowie die Änderungssignale durch ODS (D, orange), GHGs (I, grün), SSTs/SICs (H, blau), tropische SSTs (J, hellblau), extratropische SSTs (K, violett) und SICs (L, pink) in 70 hPa (links) und 1 hPa (rechts), 90°S – 90°N, DJF.

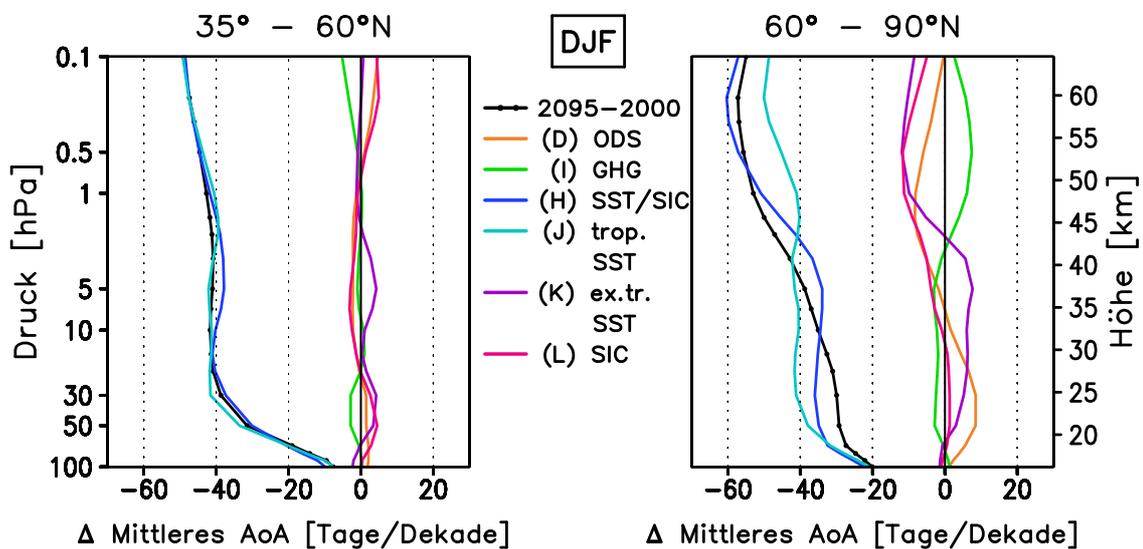


Abbildung 6.48: Änderungen im mittleren AoA [Tage/Dekade] für die Signale aus Abbildung 6.47 gemittelt über 35° – 60°N (links) und 60° – 90°N (rechts), 100 – 0,1 hPa, DJF.

In 1 hPa dominieren die Änderungen in den tropischen SSTs die mittleren AoA-Änderungen südlich von 30°N. In den hohen nördlichen Breiten liefern die anderen Einflussgrößen entscheidende Beiträge (Abbildung 6.47, rechts). Die extratropischen SSTs, die SIC-Reduktion und die Abnahme der ODS-Konzentrationen führen jeweils zu einer Abnahme im mittleren AoA um rund 20 Tage/Dekade. Demgegenüber sorgen die ansteigenden GHGs für eine Zunahme im mittleren AoA um rund 10 Tage/Dekade, was einer Verlangsamung der BDC gleichkommt. Diese wird anhand der Ψ -Änderungen (Abbildung 5.37, oben, links) allerdings nicht ersichtlich. Zwei Erklärungen für diesen scheinbaren Widerspruch sind denkbar: Zum Einen eine Änderung in den Mischungsprozessen in der oberen Stratosphäre und zum Anderen das verstärkte Absinken älterer mesosphärischer Luft. Änderungen in den Mischungsprozessen sind möglicherweise auf die zunehmende Wellenaktivität im Bereich des intensivierten Zonalwindes in den mittleren Breiten der oberen Stratosphäre zurückzuführen (Abbildungen 6.15, links und 6.16 a – d). Mesosphärische Luft erreicht durch den verstärkten mesosphärischen Schwerewellenantrieb in beiden Hemisphären (Abbildung 6.17, oben rechts) vermehrt die hohen Breiten der oberen Stratosphäre und erhöht dort das mittlere AoA.

Wie die Abbildung 6.47 vermuten lässt, werden die Änderungen in den beiden Ästen der BDC von den tropischen SSTs dominiert. Die AoA-Änderungen im unteren Ast sind nahezu vollständig auf Änderungen in den tropischen SSTs zurückzuführen, konsistent mit den Änderungen von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ (Abbildung 5.44, links). Die Anteile der anderen Einflussfaktoren sind gering (Abbildung 6.48, links). Demgegenüber werden die Änderungen im oberen Ast durch alle externen Einflussfaktoren mitbestimmt (Abbildung 6.48, rechts). In der unteren und der mittleren Stratosphäre führen die dynamischen Auswirkungen der abnehmenden ODS-Konzentrationen und die ansteigenden extratropischen SSTs zu einer Verringerung des mittleren AoA und somit zu einer Verlangsamung des oberen Astes der BDC. Die Ψ -Änderungen zeigen dagegen keine signifikanten Signale in beiden Größen (Abbildungen 5.37, oben, rechts und 5.43, oben, Mitte). Um einen Konsens zwischen den Änderungen in RC und BDC zu erreichen, ist das Einbeziehen von Mischungsprozessen notwendig. In der oberen Stratosphäre sorgt der GHG-Effekt für eine Zunahme im mittleren AoA, wohingegen ODS und SICs bzw. extratropische SSTs eine Abnahme im mittleren AoA um 5 – 10 Tage/Dekade bewirken. Der Beitrag der extratropischen SSTs an der Beschleunigung des oberen Astes der BDC ist konsistent mit den Änderungen in der Abbildung 5.44 (links). Im Falle von ODS und GHGs ist eine direkte Vereinbarkeit mit den Änderungen von Ψ und $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ nicht gegeben. Wie bereits zuvor angegeben, sind die mittleren AoA-Änderungen in den hohen Breiten der oberen Stratosphäre auf Zukunftsänderungen im Absinken mesosphärischer Luft zurückzuführen.

6.4.2 Die Änderungen im Altersspektrum

Zur Aufklärung der Differenzen zwischen dem mittleren AoA und der RC zeigen Altersspektren die zugehörige Wahrscheinlichkeitsverteilung (PDF). Eine solche lässt sich für jede Breite und Höhe angeben. Für die Vergangenheit und die Zukunft zeigt die Abbildung 6.49, analog zur Abbildung 4.39 für die Referenzsimulation, Altersspektren für die untere (70 hPa) und obere Stratosphäre (1 hPa) in ausgewählten Breiten (20°N, 50°N, 80°N) im Jahresmittel. Zur Abgrenzung der Anteile der externen Einflussfaktoren werden nachfolgend mithilfe von Abschnitt 6.4.1 spezielle Breiten und Höhen ausgewählt, in denen zusätzlich zu den mittleren AoA-Änderungen die PDF von Interesse ist. Eine solche Separierung der Änderungen im Altersspektrum durch die verschiedenen externen Einflussfaktoren, wie sie hier vorgenommen wird, ist in dieser Form aus keiner vorangegangenen Modellstudie bekannt. Hierzu werden Ergebnisse der Altersspektren für im Januar induzierte Tracer gezeigt.

Aufgrund der Definition ist keine Angabe für DJF möglich (vgl. Abschnitt 3.4.3).

Die Änderungen im Altersspektrum in der Vergangenheit und der Zukunft

Der linke Teil der Abbildung 6.49 zeigt übereinstimmend mit der starken breitenabhängigen Variation im mittleren AoA (vgl. Abbildung 4.37 für die Simulation 2000) in der unteren Stratosphäre eine solche auch für die Altersspektren der Simulationen 1865, 1960, 2000 und 2095. Hierbei ist die unterschiedliche y-Achse zwischen den Tropen und den mittleren und hohen Breiten zu beachten. Die starke Breitenvariation bleibt auch in den Änderungen im mittleren AoA (vgl. Abbildungen 6.43, 6.45, 6.47, jeweils links) sowie in den Altersspektren erhalten. Die Zukunftssimulation 2095 (rot) zeigt in der unteren Stratosphäre in allen gezeigten Breiten deutliche Abweichungen von den anderen drei Simulationen. In den Tropen ist eine klare Verschiebung des gesamten Spektrums hin zu einem niedrigeren AoA zu erkennen. Zudem zeigt die höhere Spitze der PDF eine größere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten niedrigerer AoA-Werte an. Entsprechend WAUGH und HALL [2002] bildet sich das Verteilungsmaximum nahe dem stärksten Lufteintrag in die Stratosphäre aus, welcher nahe der tropischen Tropopause erfolgt. Dieses Maximum ändert sich somit entsprechend dem Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen. Die deutliche Zunahme für die Simulation 2095 steht demnach in direktem Zusammenhang zum stärkeren Anstieg von $\bar{w}^* > 0$ in der Zukunft gegenüber der Vergangenheit (vgl. Abbildungen 5.25 und 5.39, jeweils rechts). In den mittleren und insbesondere in den hohen Breiten werden die Altersspektren durch Mischungsprozesse verbreitert, da Luft auf viele Wegen von der Tropopause zum jeweils betrachteten Punkt in

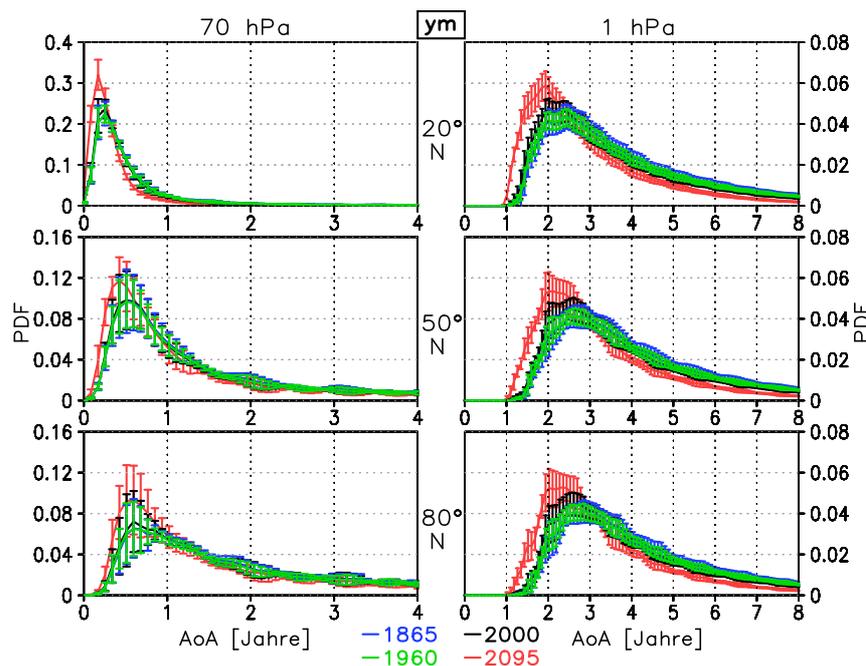


Abbildung 6.49: Altersspektrum als Wahrscheinlichkeitsverteilung (PDF) für die Simulationen 1865 (blau), 1960 (grün), 2000 (schwarz) und 2095 (rot) in 70 hPa (links) und 1 hPa (rechts) für 20°N (oben), 50°N (Mitte) und 80°N (unten) im Jahresmittel. Die Balken markieren die Standardabweichung aller Einzelspektren.

der Stratosphäre gelangen kann [WAUGH und HALL, 2002]. Auch hier ist der Einfluss des in 2095 gegenüber 1865, 1960 und 2000 verstärkten tropischen Aufsteigens noch anhand des steileren Maximums der PDF erkennbar. Wenn auch weniger deutlich als in den Tropen zeigt sich zusätzlich zur zukünftigen Abnahme im mittleren AoA (vgl. Abbildung 6.47, links) eine Verjüngung des gesamten Spektrums für die Simulation 2095. Für alle Simulationen ist das ausgeprägte Wellenmuster durch die Rezirkulation der Luftmassen erkennbar (vgl. Abschnitt 4.1.7). Bezüglich der Änderungen im hinteren Teil der PDF oberhalb von 2 – 3 Jahren lässt die Abbildung 6.49 (links) kaum Aussagen zu. Luftmassen mit AoA-Werten in diesem Bereich treten selten auf, sodass auch die Variation zwischen den Simulationen gering ist.

In der oberen Stratosphäre variieren die Altersspektren und damit auch die Unterschiede zwischen diesen kaum mit der geographischen Breite (Abbildung 6.49, rechts). Das Spektrum ist durch Mischungsprozesse bereits deutlich verbreitert und die Spitze ist abgeflacht. Während das wahrscheinlichste AoA bei 2 – 3 Jahren liegt, zeigt das Ende der Verteilung mögliche AoA-Werte von bis zu 8 Jahren an. Auch in dieser Höhe ist eine deutliche Verschiebung des Altersspektrums hin zu niedrigeren Werten für die Simulation 2095 gegenüber den anderen Simulationen erkennbar. Das erhöhte Maximum für die Zukunftssimulation spiegelt auch in dieser Höhe noch den Einfluss des verstärkten Aufsteigens von Luft in den Tropen wider. Zudem zeigen sich Änderungen im hinteren Teil der Verteilung mit einer geringeren PDF für höhere AoA-Werte. Für die beiden Vergangenheitssimulationen sind die Altersspektren leicht abgeflacht und hin zu größeren Wahrscheinlichkeiten für höhere AoA-Werte verschoben.

Die Änderungen im Altersspektrum durch verschiedene Einflussfaktoren in der Vergangenheit

Die Abbildung 6.50 zeigt die Änderungen in den Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Einflussfaktoren in der Vergangenheit in 10 hPa, 45°N (links) und 0,5 hPa, 80°N (rechts). Zusätzlich vermerkt ist die PDF der Referenzsimulation 2000 mit der Standardabweichung aus den Einzelspektren. Entsprechend dem mittleren AoA (Abbildung 6.44, links) sind die Änderungen in GHG- und ODS-Konzentrationen gleichermaßen an den AoA-Änderungen in den mittleren Breiten der mittleren Stratosphäre beteiligt (Abbildung 6.50, links). Beide Faktoren tragen zu einer Erhöhung der Auftrittswahrscheinlichkeit für AoA-Werte zwischen einem und drei Jahren bei, wobei die Änderungen in den ODS-Konzentrationen einen stärkeren Anteil an der Verjüngung des Spektrums haben. Der hintere Teil der Verteilung bleibt weitgehend unbeeinflusst. Die Summe der Änderungssignale für 2000 – 1960 ist etwas geringer als die PDF-Änderung zwischen den Simulationen 1865 und 2000, da im letzteren Fall eine größere Zeitspanne eingeht. Im Gegensatz zu den Änderungen im mittleren AoA sind hier Differenzen gezeigt, ohne Wichtung pro Dekade.

In den hohen Breiten der oberen Strato- bzw. der unteren Mesosphäre zeigt die Abbildung 6.44 (rechts) eine Zunahme im mittleren AoA um rund 20 Tage/Dekade durch ansteigende ODS- und eine Abnahme um rund 30 Tage/Dekade durch ansteigende GHG-Konzentrationen sowie deren Einfluss auf die SSTs/SICs. Analog zur unteren Stratosphäre führen beide Einflussgrößen zu einer Zunahme der Wahrscheinlichkeit für in diesem Höhenbereich niedrige AoA-Werte von 1,5 bis 3 Jahren. Zusätzlich bewirken die ansteigenden ODS-Konzentrationen eine Erhöhung im mittleren AoA durch eine leichte Zunahme der Auftrittswahrscheinlichkeit für sehr hohe AoA-Werte, sodass insgesamt eine geringere Abnahme im mittleren AoA in diesem Atmosphärenbereich erhalten bleibt. In der Summe resultiert eine leichte Verjüngung des Altersspektrums für 2000 – 1960 ebenso wie für 2000 – 1865 mit mehr AoA-Werten unter zwei Jahren und weniger über drei Jahren.

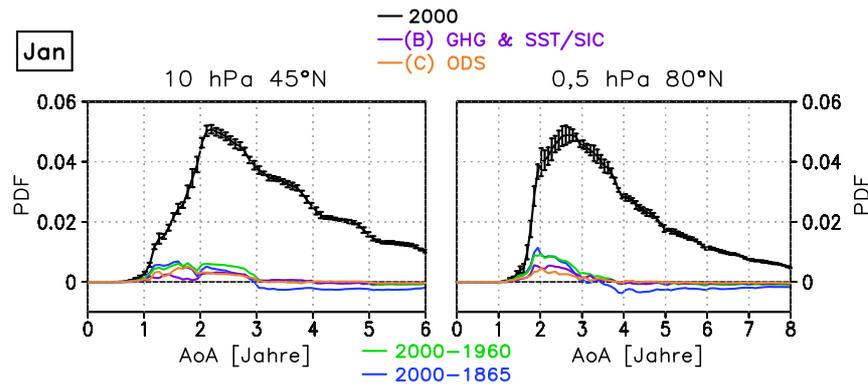


Abbildung 6.50: Altersspektrum für die Simulation 2000 (schwarz, mit Standardabweichung), sowie die Änderungssignale für 2000 – 1960 (grün), 2000 – 1865 (blau), GHGs & SSTs/SICs (B, violett) und ODS (C, orange) in 45°N, 10 hPa (links) und 80°N, 0,5 hPa (rechts), Januar.

Die Änderungen im Altersspektrum durch verschiedene Einflussfaktoren in der Zukunft

Für die Zukunft zeigen die Abbildungen 6.51 und 6.52 die Änderungen im Altersspektrum für die verschiedenen Zeiträume und die Einflussfaktoren jeweils in 45°N, 50 hPa (links) und in 80°N, 1 hPa (rechts). Das Altersspektrum für die Referenzsimulation 2000 ist auch hier mit der Standardabweichung aus den Einzelspektren vermerkt (schwarz). In beiden Höhenbereichen zeigt sich eine deutliche Verjüngung der PDF für die Zukunft (rot in Abbildung 6.51). Im zweiten Zeitraum (blau) führt die stärkere \bar{w}^* -Zunahme (vgl. Abbildung 5.32, rechts) zu einem spitzeren Maximum der Verteilung bei einem geringeren AoA. Auch der Zeitraum 2045 – 2000 (türkis) beeinflusst den vorderen Teil der Wahrscheinlichkeitsverteilung. Der größere Einfluss auf das mittlere AoA resultiert allerdings durch die Verringerung der Wahrscheinlichkeit für AoA-Werte größer einem Jahr, wohingegen die Verringerung der PDF für den zweiten Zeitraum erst ab AoA-Werten größer $\sim 1,2$ Jahren auftritt. Für den hinteren Teil der Verteilung sind Änderungen in den Mischungsprozessen ausschlaggebend.

In den hohen Breiten der oberen Stratosphäre ist eine deutliche Verschiebung der PDFs für beide Zeiträume zu erkennen. Größere Signale treten für 2095 – 2045 auf. Dabei zeigen sich die gleichen Charakteristiken wie für die untere Stratosphäre mit einem stärkeren Einfluss durch den zweiten Zeitraum auf den vorderen Teil der Verteilung. Somit ist auch in dieser Höhe das intensiviertere Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen für 2095 – 2045 erkennbar.

Die weitere Separierung der externen Einflussgrößen für 2095 – 2000 bestätigt den dominanten Einfluss der tropischen SSTs auf die Änderungen im mittleren AoA (Abschnitt 6.4.1) anhand der Altersspektren, für die mittlere ebenso wie für die obere Stratosphäre. In beiden Regionen ist der Einfluss des verstärkten tropischen Aufsteigens durch den Einfluss der erhöhten tropischen SSTs (vgl. $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderungen in der unteren Stratosphäre, Tabelle 5.10 sowie Abbildung 5.44, links) anhand der hin zu einem jüngeren AoA verschobenen Wahrscheinlichkeitsverteilung wiederzufinden (Abbildung 6.52). Zudem ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von AoA-Werten über einem Jahr in 50 hPa und 45°N und über drei Jahren in 1 hPa und 80°N verringert, sodass in beiden Regionen eine Verjüngung der Altersspektren durch die tropische SST-Erhöhung resultiert. In der unteren Stratosphäre sind die

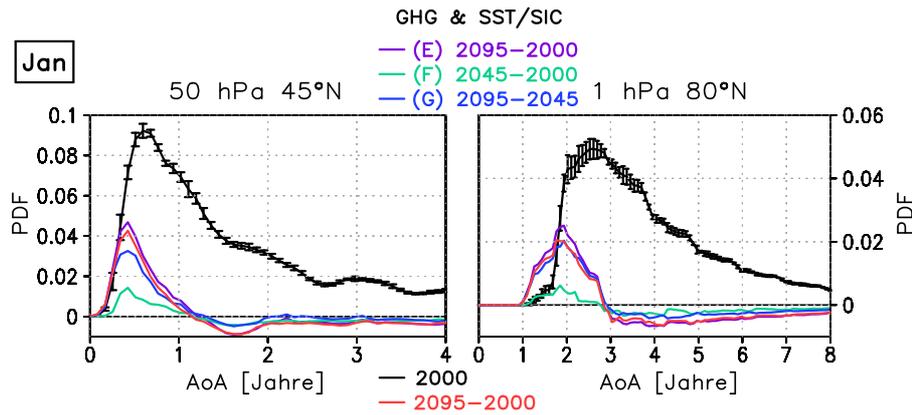


Abbildung 6.51: Altersspektrum für die Simulation 2000 (schwarz, mit Standardabweichung), sowie die Änderungssignale für 2095–2000 (rot) und GHGs & SSTs/SICs für 2095–2000 (E, violett), 2045–2000 (F, türkis) und 2095–2045 (G, blau), links: 45°N, 50 hPa und rechts: 80°N, 1 hPa, Januar.

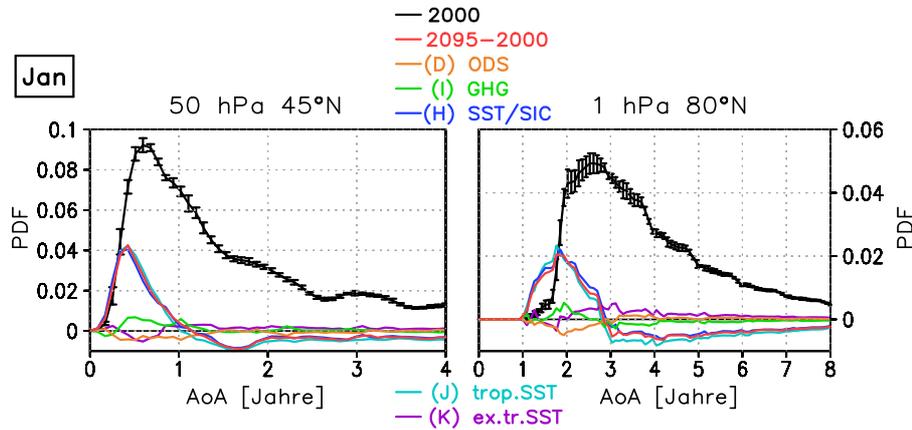


Abbildung 6.52: Wie in Abbildung 6.51 für ODS (D, orange), GHGs (I, grün), SSTs/SICs (H, blau), tropische SSTs (J, hellblau) und extratropische SSTs (K, violett).

Änderungssignale durch GHGs, ODSs und extratropische SSTs gering. Die abnehmenden ODS-Konzentrationen (orange) erhöhen die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von AoA-Werten unter einem halben Jahr und verringern zugleich das gesamte Spektrum größer einem halben Jahr, sodass insgesamt eine mittlere AoA-Änderung nahe null resultiert. Ansteigende GHG-Konzentrationen (grün) sorgen für eine leichte Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für niedrigere AoA-Werte, die Änderungen in den extratropischen SSTs (violett) dagegen für eine verringerte Wahrscheinlichkeit für niedrigere und eine erhöhte für AoA-Werte größer einem Jahr, konsistent mit den Änderungen im mittleren AoA (Abbildung 6.48, links). Die Unterschiede erklären sich durch eine entgegengesetzt gerichtete Verschiebung der subtropischen Strahlströme und damit auch der Mischungsbarrieren, äquatorwärts und daher verbunden mit einer verstärkten Einmischung von junger Luft für den GHG-Effekt und polwärts infolge der extratropischen SST-Änderungen (vgl. Tabelle 5.9).

In den hohen Breiten der oberen Stratosphäre ist die mittlere AoA-Zunahme durch den GHG-Effekt um rund 10 Tage/Dekade (grün in Abbildung 6.47, rechts) auf die Kombination von Änderungen im gesamten Altersspektrum zurückzuführen. Im vorderen Teil resultiert die leichte Zunahme der Wahrscheinlichkeit für AoA-Werte zwischen einem und drei Jahren aus der Verstärkung der RC in der oberen Stratosphäre (vgl. Abbildung 5.37, oben, links). Der hintere Teil der Verteilung wird durch den langen Weg der Luft über die Sommerhemisphäre und durch Mischungsprozesse beeinflusst und führt zur Umkehr der Änderungen im mittleren AoA ins Positive (Abbildung 6.52, rechts). Die mittlere AoA-Abnahme durch extratropische SSTs (violett) und sinkende ODS-Konzentrationen (orange) um rund 20 Tage/Dekade (Abbildung 6.47, rechts) ist anhand des Altersspektrums durch eine Abnahme der PDF im vorderen und eine Zunahme im hinteren Teil gekennzeichnet. Die Abnahme im vorderen Teil ist konsistent mit der Verringerung im Aufsteigen von Luftmassen in der tropischen unteren Stratosphäre (Tabelle 5.10 sowie Abbildungen 5.40 und 5.44, jeweils links). Der hintere Teil der Wahrscheinlichkeitsverteilung wird durch die leichte Verstärkung des mesosphärischen Schwerewellenantriebs durch ODS und extratropische SSTs bestimmt (vgl. Abbildung 6.17, oben links und unten). Diese führt zu einem verstärkten Absinken mesosphärischer Luft und damit zu einer Zunahme hoher AoA-Werte. Die Abnahme im mittleren AoA wird im Altersspektrum als Wirkung gegensätzlicher Prozesse identifiziert, die einzeln betrachtet gut mit den RC-Änderungen vereinbar sind.

Durch Altersspektren ist es möglich, bei abweichenden Änderungen in der RC und dem mittleren AoA, eine Verbindung zwischen den beiden BDC-Anteilen - RC und Mischung - herzustellen. Hierbei ist die unterschiedliche Wirkung der Einflussfaktoren auf den vorderen bzw. hinteren Teil des Altersspektrums ausschlaggebend. Während das Maximum der Verteilung direkt mit dem Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen in Verbindung steht, liefert der hintere Teil der Wahrscheinlichkeitsverteilung Aussagen über Mischungsprozesse. In der oberen Stratosphäre wird dieser zudem durch den langen Transportweg über die Sommermesosphäre beeinflusst. Infolge des entscheidenden Einflusses der tropischen SSTs auf die Änderungen im Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen bewirken diese in allen Höhen die starken Änderungen im vorderen Teil der PDF. An den Änderungen im hinteren Teil sind alle Einflussgrößen beteiligt. Für GHGs, ODS und extratropische SSTs lässt sich so eine Verbindung der gegensätzlichen Änderungen zwischen mittlerem AoA und RC erreichen.

6.4.3 Zusammenfassung zu den AoA-Änderungen

Durch das Aufzeigen der Änderungen im mittleren AoA und im Altersspektrum wurden in den Abschnitten 6.4.1 und 6.4.2 die Änderungen der BDC, bestehend aus RC und Mischungsprozessen, erfasst. Verglichen mit den im Abschnitt 5.2 gezeigten RC-Änderungen ergeben sich im mittleren AoA gleichgerichtete Änderungssignale, sowohl für die Vergangenheit, als auch für die Zukunft. Die Abnahme im mittleren AoA in der unteren Stratosphäre deckt sich mit einer Beschleunigung im unteren Ast der BDC in beiden Zeiträumen. Die verringerte AoA-Abnahme bzw. leichte Zunahme in der oberen Stratosphäre bestätigt die anhand von $F_{\downarrow}^{\text{trop}}$ gefundene Abschwächung des oberen Astes der BDC in der Vergangenheit. Im Abschnitt 6.1.1 wurde gezeigt, dass in der Zukunft alle Wellen gleichermaßen zur Verstärkung der BDC in der unteren Stratosphäre beitragen. Da Mischungsprozesse genau wie die RC durch Wellen verschiedener räumlicher und zeitlicher Skalen hervorgerufen werden (u. a. PLUMB [2002]), führt ein verstärkter Wellenantrieb der RC auch zu einer Zunahme der Mischungsprozesse. Insgesamt bestätigt die gleiche Richtung der Signale in der RC und dem mittleren AoA die Intensivierung der BDC durch den verstärkten Antrieb atmosphärischer

Wellen. Für 2095 – 2000 untermauert somit die zusätzliche AoA-Abnahme in den hohen Breiten der oberen Stratosphäre die Beschleunigung des oberen Astes der BDC. Die Änderungssignale sind somit robust und bleiben unter Einbezug von Mischungsprozessen erhalten.

Der Vergleich mit früheren Studien mit Beobachtungsdaten und Modellen zeigt Gemeinsamkeiten und Unterschiede. Basierend auf Transitzeitberechnungen für die japanischen Reanalysen JRA-25 finden BÖNISCH ET AL. [2011] für den Zeitraum von 1979 bis 2009 im Jahresmittel eine Intensivierung des unteren Astes der BDC ohne Änderungen im oberen Ast. In den mittleren Breiten der mittleren Stratosphäre zeigen ENGEL ET AL. [2009] auf Basis von SF₆ und CO₂ aus Ballonmessungen eine geringfügige Zunahme im mittleren AoA zwischen 1975 und 2005, welche durch aus SF₆-Beobachtungen mit MIPAS gewonnene AoA-Trends zwischen 2002 und 2010 bestätigt wird [STILLER ET AL., 2012]. Demgegenüber zeigen RAY ET AL. [2010] für die Jahre von 1979 bis 2008 die beste Übereinstimmung von SF₆- und CO₂-Beobachtungen und Satellitenmessungen von Ozon mit der meteorologischen Entwicklung anhand von ERA-40, JRA-25 und NCEP/NCAR Reanalysen, bei Annahme einer leicht verstärkten RC in der unteren Stratosphäre und einer leicht abgeschwächten RC darüber sowie einer leichten Verstärkung der Mischungsprozesse in den Tropen. Diese Ergebnisse aus Sensitivitätssimulationen mit einem einfachen eindimensionalen Modell [NEU und PLUMB, 1999] stimmen sehr gut mit den hier gezeigten Resultaten überein. Die Differenz der EMAC-Simulationen 2000 und 1960 zeigt eine Beschleunigung des unteren Astes der BDC konsistent mit BÖNISCH ET AL. [2011]. Für den oberen Ast simuliert EMAC für 2000 – 1960 eine gegenüber dem unteren Ast verringerte Verstärkung der BDC im Jahresmittel und eine Abschwächung im nordhemisphärischen Winter. Dieses Resultat ist robust und zeigt sich sowohl bei alleiniger Betrachtung der RC, als auch unter Einbezug von Mischungsprozessen. Die transiente REF-B1V-Simulation mit EMAC zeigt dagegen eine Abnahme im mittleren AoA in beiden Ästen, sogar mit einem deutlicheren Trends im oberen Ast (Abbildung 4.44, rechts), welche auch bei Betrachtung größerer Höhen bestehen bleibt (nicht gezeigt). Somit wird die Abschwächung im oberen Ast in EMAC nur für den gesamten Zeitraum von 1960 bis 2000 erfasst. So zeigen auch die Trends von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ der REF-B1-Simulation für 2000 – 1960 in der oberen Stratosphäre eine Abschwächung der BDC (Abbildung 4.45). Die Unterschiede zwischen den EMAC-Simulationen ergeben sich somit weniger durch die unterschiedlichen Berechnungsmethoden (vgl. Abschnitt 2.4.8) als vielmehr aus der Betrachtung unterschiedlicher Zeiträume. Das ist auch eine mögliche Erklärung für die Abweichungen zu den Beobachtungen, welche nicht den gesamten Zeitraum abdecken und zudem für die früheren Jahre spärlich und mit großen Unsicherheiten behaftet sind.

Bezüglich der Zukunftsänderungen herrscht ein einheitlicherer Konsens verbunden mit einer Abnahme im mittleren AoA zwischen 0,05 und 0,07 Jahren/Dekade in der unteren Stratosphäre bis zum Ende des Jahrhunderts (u. a. OMAN ET AL. [2009]; BUTCHART ET AL. [2010]). Je nach geographischer Breite simuliert EMAC übereinstimmend eine AoA-Abnahme von 20 – 30 Tagen/Dekade. Die angeführten Studien beschränken sich auf Änderungen im mittleren AoA, die Untersuchung von Änderungen in den Altersspektren für die Vergangenheit und Zukunft und insbesondere die Unterteilung in die Anteile der externen Einflussfaktoren ist ein wichtiger Beitrag dieser Arbeit zur aktuellen Forschung. AUSTIN und LI [2006] geben die Verbindung zwischen $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren Stratosphäre und dem mittleren AoA in den hohen nördlichen Breiten durch einen linearen Zusammenhang an, welcher sich allerdings im betrachteten Simulationszeitraum ändert. Dennoch ist ein direkter Vergleich von RC und mittlerem AoA aufgrund der unterschiedlichen Berechnung und Definition beider Größen nicht einfach auf alle Höhen- und Breitenbereiche übertragbar. Während der Massentransport durch die RC entsprechend dem DC-Prinzip von oben induziert wird (vgl. Ab-

schnitt 2.4.6), ist das AoA eine Größe, bei der die Änderungen von unten nach oben 'durchge-reicht' werden. Große AoA-Änderungen in der unteren Stratosphäre sind somit auch in den höheren Schichten noch durch ein geringeres AoA gekennzeichnet, auch wenn dieses in der entsprechenden Schicht gleich bleibt (vgl. Abbildung 6.41).

Die Separierung der Einflussfaktoren zeigt unterschiedliche Änderungssignale durch den Antrieb atmosphärischer Wellen verschiedener Skalen in unterschiedlichen Atmosphärenbe-reichen. Dadurch ergeben sich gegensätzliche Signale zwischen den Änderungen in der RC und dem mittleren AoA. Widersprüche lassen sich durch die Betrachtung von Änderungen im vorderen bzw. hinteren Teil des Altersspektrums aufklären. Der vordere Teil mit dem Ver-teilungsmaximum des Spektrums wird maßgeblich durch das Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen bestimmt. Entsprechend der größten $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderungen in der unteren Strato-sphäre bewirken insbesondere die tropischen SST-Änderungen ein höheres Maximum und eine Verjüngung des Altersspektrums. Der hintere Teil der PDF enthält den Beitrag von Mi-schungsprozessen am AoA und wird maßgeblich von den Änderungen in GHGs, ODS und extratropischen SSTs beeinflusst. In der Zukunft sorgen diese Einflussfaktoren für eine Zu-nahme im mittleren AoA in der oberen Stratosphäre, gegensätzlich zu den RC-Änderungen, welche eine Beschleunigung derselben in der oberen Stratosphäre anzeigen (Abbildungen 5.40 und 5.44, jeweils links). Entsprechend der Vorzeichenänderungen in den für die Vergangen-heit und die Zukunft vorgeschriebenen ODS-Konzentrationen ist auch deren Einfluss auf die BDC entgegengesetzt, mit einer RC-Abschwächung im oberen Ast in der Vergangenheit (Abbildung 5.27, links) und einer (minimalen) Verstärkung in der Zukunft (Abbildung 5.40, links). Anhand der Abnahme im mittleren AoA ist der deutlichere Einfluss der ODS in der Vergangenheit erkennbar (Abbildung 6.44, rechts).

Für die Vergangenheit ist die Dominanz der Zunahme in den ODS-Konzentrationen und die damit verbundene Ozonzerstörung auf die Änderungen im mittleren AoA konsistent mit OMAN ET AL. [2009]. Die von GEOS CCM simulierte Abnahme im mittleren AoA durch an-steigende ODS-Konzentrationen macht mehr als zwei Drittel der gesamten Abnahme in der unteren und der mittleren Stratosphäre aus [OMAN ET AL., 2009], wohingegen der Treib-hausgaseinfluss in EMAC einen wenigstens gleich großen Beitrag stellt (Abbildungen 6.43 und 6.44). In EMAC führen die ansteigenden ODS-Konzentrationen in der oberen Strato- und der Mesosphäre zu einer Zunahme im mittleren AoA und damit zu einer Verlangsamung der BDC in der oberen Stratosphäre. In der Zukunft dominiert der Anstieg der tropischen SSTs die Abnahme im mittleren AoA [OMAN ET AL., 2009]. Der Strahlungseinfluss des ansteigen- den Treibhausgases CO_2 liefert einen zusätzlichen Beitrag zur Abnahme im mittleren AoA, wohingegen die abnehmenden ODS-Konzentrationen keinen Einfluss haben [OMAN ET AL., 2009]. EMAC stimmt in den mittleren AoA-Änderungen durch tropische SSTs und ODS mit dem GEOS CCM überein, der Einfluss des GHG-Effekts auf das mittlere AoA ist in EMAC ge-ringer und beinhaltet eine Zunahme in der oberen Stratosphäre (Abbildungen 6.47 und 6.48).

In dieser Arbeit wurden anhand von Altersspektren qualitative Aussagen zum Einfluss von Mischungsprozessen gemacht. Eine exakte Separierung der Effekte von RC und Mischungs-prozessen auf die Änderungen im mittleres AoA ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Um diese zu realisieren wurde in BIRNER und BÖNISCH [2011] ein Verfahren zur Berechnung der sogenannten Transitzeit vorgestellt. Diese entspricht dem Anteil der RC am mitt-leren AoA und wird anhand von Rückwärtstrajektoren der residualen Massenstromfunktion berechnet. Die Differenz von mittlerem AoA und Transitzeit gibt den Anteil der Mischungs-prozesse an. Eine Übertragung des Verfahrens auf Modelldaten ist Bestandteil aktueller For-schung und wird u. a. von Hella Garny am DLR im SHARP-Projekt durchgeführt.

Kapitel 7

Modellvergleich der SHARP-Partner

Im Rahmen der Forschergruppe SHARP wurden Vergleiche mit dem GCM ECHAM6 des MPI-M und dem CCM E39C-A des DLR angefertigt. Mit dem GCM ECHAM6 [STEVENS ET AL., 2013] wurden am MPI-M Modellsimulationen unter Verwendung der horizontalen Auflösung T63 (1,9° geographische Breite × 1,9° geographische Länge) in drei verschiedenen Konfigurationen: L47 und L95, jeweils mit einer Modellobergrenze in 0,01 hPa und L31 bis in eine Druckhöhe von 10 hPa angefertigt. Das CCM E39C-A [STENKE ET AL., 2009] wurde am DLR unter Verwendung der horizontalen Auflösung T30 (3,75° geogr. Breite × 3,75° geogr. Länge) mit 39 Modellschichten und der Obergrenze in 10 hPa integriert. Der Vergleich von Simulationen der drei Modelle lässt Aussagen zum Einfluss der Modellobergrenze (10 hPa gegenüber 0,01 hPa), der horizontalen Auflösung (T30, T42 und T63) und der interaktiven Chemie (CCMs gegenüber GCM) zu. Zudem unterscheiden sich die Modelle bezüglich der enthaltenen Parametrisierungen orographischer und nicht-orographischer Schwerewellen. ECHAM5 und ECHAM6 verwenden die Parametrisierungen nach LOTT und MILLER [1997] für OGWs und nach HINES [1997a,b] für NGWs (nur bei Obergrenze in 0,01 hPa), wobei in ECHAM6 gegenüber ECHAM5 einige Nachbesserungen vorgenommen wurden. Eine genaue Erläuterung hierzu ist in SCHMIDT ET AL. [2013] zu finden. Das ECHAM4-basierte CCM E39C-A enthält die OGW-Parametrisierung von MILLER ET AL. [1989], NGWs finden aufgrund der Modellobergrenze in der mittleren Stratosphäre keine Berücksichtigung. Die Tabelle 7.1 zeigt die Vorgaben der Zeitscheibenexperimente mit ECHAM6 und E39C-A, wel-

Tabelle 7.1: Zeitscheibenexperimente mit E39C-A und ECHAM6.

Name (Beschreibung)	Simulationsjahre	GHGs	Ozon, ODS	SSTs/SICs
ECHAM6 1990 (Gegenwart)	50	Beobachtungen 1990 [IPCC, 2001]	Ozon: 1979 – 1988, ODS: 1990 [WMO, 2007]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 1979 – 1999
2050 (Zukunft)	50	2050 (RCP4.5-Szenario) [VAN VUUREN ET AL., 2011]	Ozon: 2045 – 2055, ODS: 2050 (RCP4.5) [VAN VUUREN ET AL., 2011]	ECHAM5/MPIOM Mittel: 2040 – 2059
E39C-A 2000 (Gegenwart)	20	Beobachtungen 2000 [IPCC, 2001]	ODS: Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	HadGEM1 Mittel: 1995 – 2004
SEN2045 (Zukunft)	20	2045 (A1B-Szenario) [SRES, 2000]	ODS: Beobachtungen 2000 [WMO, 2007]	HadGEM1 Mittel: 2040 – 2049

che für den Vergleich mit EMAC herangezogen werden. Zusätzlich liegen Daten einer transienten SCN-B2d-Simulation für den Zeitraum von 1960 bis 2050 mit E39C-A vor, welche abgesehen von den vorgeschriebenen SSTs/SICs, analoge Vorgaben zur SCN-B2d-Simulation mit EMAC enthält (vgl. Tabelle 3.3). In ECHAM6 werden analog zu EMAC SSTs/SICs einer CMIP3-Simulation mit dem AOGCM ECHAM5/MPIOM herangezogen (JUNGCLAUS ET AL. [2006], vgl. Abschnitt 3.3). In E39C-A gehen SSTs/SICs des AOGCMs HadGEM1 (Hadley Centre Global Environmental Model) ein [MARTIN ET AL., 2006; JOHNS ET AL., 2006].

7.1 Der Referenzzustand für die Gegenwart

Die Abbildung 7.1 zeigt zonal-gemittelte Felder von Temperatur (oben) und Zonalwind (unten) für die Simulationen 1990 mit ECHAM6 (Auflösung T63L47) und 2000 mit E39C-A (Tabelle 7.1) in DJF. Die zusätzlichen Konturlinien zeigen die Referenzsimulation 2000 mit EMAC (Tabelle 3.4), entsprechend der Abbildungen 4.2 und 4.4. In der Troposphäre stimmt die Temperaturverteilung für alle drei Modelle sehr gut überein. Im Bereich der Tropopause liefert EMAC mit unter -80°C die niedrigsten Temperaturen. Insbesondere im Bereich der Stratopause und der Sommermesopause, werden mit ECHAM6 leicht höhere Temperaturen als mit EMAC simuliert (Abbildung 7.1, oben, links). Entsprechend der Wirkung von Schwerewellen in der Mesosphäre, sind diese Unterschiede möglicherweise auf Neuerungen in der Schwerewellenparametrisierung zwischen ECHAM6 und dem ECHAM5-basierten CCM EMAC zurückzuführen. Die Simulation 2000 mit E39C-A zeigt gegenüber EMAC eine leicht kältere Winterstratosphäre und einen stärkeren Polarwirbel (Abbildung 7.1, rechts). Die kältere

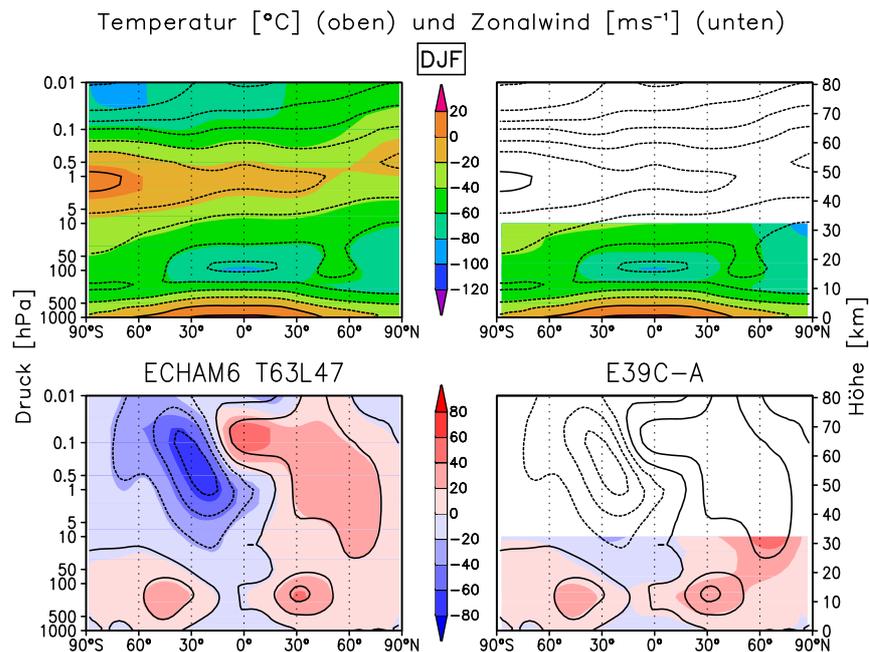


Abbildung 7.1: Höhen-Breiten-Schnitte der Temperatur [$^{\circ}\text{C}$] (oben) und des Zonalwindes [ms^{-1}] (unten) für die Simulationen 1990 (ECHAM6 T63L47, links) und 2000 (E39C-A, rechts), DJF, 1000 – 0,01 hPa, $90^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{N}$, zonal-gemittelt. Die Konturlinien dienen dem Vergleich mit der Referenzsimulation 2000 mit EMAC.

Tropopause und die höheren Temperaturen in der Winterstratosphäre in EMAC sind auf eine verstärkte Wellenaktivität und damit eine stärkere BDC in EMAC (Abbildung 4.16, links) verglichen mit E39C-A (Abbildung 7.2, rechts) zurückzuführen. In der Sommerhemisphäre treten in EMAC geringfügig niedrigere Temperaturen als in E39C-A auf. Im Zonalwindfeld zeigt sich für EMAC und ECHAM6 gegenüber E39C-A eine leichte Verstärkung der subtropischen Strahlströme, insbesondere in der NH. In der oberen Strato- und der Mesosphäre stimmen die simulierten Zonalwinde für EMAC und ECHAM6 gut überein, lediglich in der tropischen Mesosphäre sind die Westwinde in ECHAM6 verstärkt (Abbildung 7.1, unten, links).

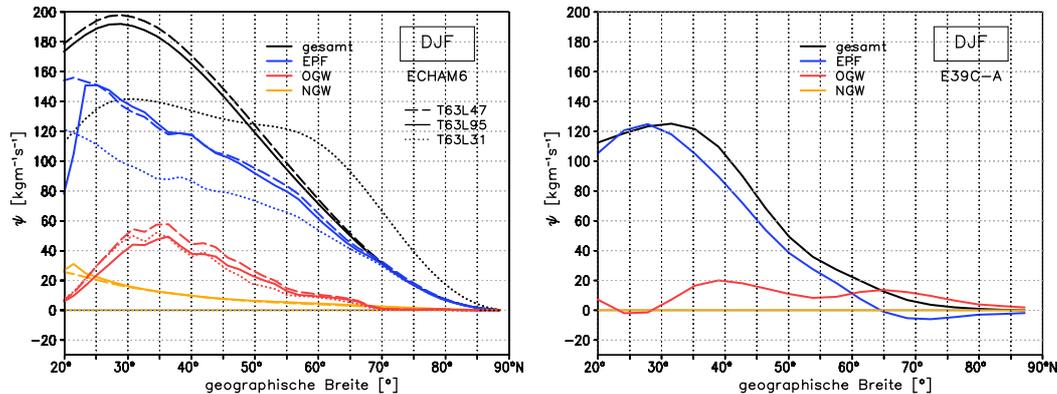


Abbildung 7.2: Ψ und Anteile [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$] für die Simulationen 1990 (ECHAM6, verschiedene Auflösungen, links) und 2000 (E39C-A, rechts), 70 hPa, 20°N – 90°N, DJF.

Die Unterschiede im Massentransport in der unteren Stratosphäre zwischen den beiden Modellen ECHAM6 (links) und E39C-A (rechts) zeigt die Abbildung 7.2. Neben Ψ (schwarz) sind die Massenstromfunktionsanteile durch aufgelöste (blau), sowie parametrisierte orographische (rot) und nicht-orographische (gelb) Schwerewellen enthalten. Der OGW-Anteil berechnet sich für E39C-A aus der Differenz von Ψ abzüglich des EPF-Anteils. In den niederen Breiten wird der EPF-Anteil aus der DC-Berechnung überschätzt, sodass negative Signale im OGW-Anteil resultieren. Die hochreichenden Modellversionen (ECHAM6 T63L47 und T63L95, sowie EMAC, vgl. Abbildung 4.16, links) zeigen deutlich höhere Werte von Ψ , insbesondere in den Tropen und den Subtropen und z. T. auch in den mittleren Breiten. Dieser zusätzliche Beitrag wird in den niederen Breiten durch NGWs hervorgerufen, welche in den Modellen mit der Obergrenze in 10 hPa nicht parametrisiert werden. In den Subtropen bedingen EPF und OGWs einen zusätzlichen Beitrag zum residualen Massentransport. Das Maximum von Ψ liegt mit $198 \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ (L47) gegenüber $172 \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ für ECHAM6 etwas höher als für EMAC. Die Unterschiede sind insbesondere auf OGWs und NGWs zurückzuführen, aufgelöste Wellen haben in beiden Modellen nahezu den gleichen Anteil an Ψ . Mögliche Ursachen für die Unterschiede sind die höhere horizontale Auflösung (T63 für ECHAM6 gegenüber T42 für EMAC) bzw. die Änderungen in der Schwerewellenparametrisierung in ECHAM6 gegenüber ECHAM5. Die Erhöhung der vertikalen Auflösung (L95 statt L47) in ECHAM6 bewirkt eine leicht schwächere BDC (Abbildung 7.2, links und BUNZEL und SCHMIDT [2013]). Verglichen mit ERA-Interim Reanalysen (Abbildung 4.56, links) zeigt EMAC die beste Übereinstimmung in der Größenordnung des residualen Massentransports und in den Ψ -Anteilen in den einzelnen Breitenbereichen. Für die ECHAM6-Modellkonfiguration T63L31 zeigt sich im Gegensatz zu E39C-A und ERA-Interim eine Doppelspitze mit einem zusätzlichen lokalen

Tabelle 7.2: Aufwärts-gerichteter tropischer ($F_{\uparrow}^{\text{trop}}$) und abwärts-gerichtete extratropische Massenflüsse ($F_{\downarrow}^{\text{NH}}$ und $F_{\downarrow}^{\text{SH}}$) in 70 hPa [10^8kg s^{-1}] in allen vier Jahreszeiten und im Jahresmittel für die Simulation 1990 mit ECHAM6 (T63L47). Zusätzlich angegeben ist die Standardabweichung aus allen Simulationsjahren.

ECHAM6	$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	$F_{\downarrow}^{\text{NH}}$	$F_{\downarrow}^{\text{SH}}$
MAM	77,50 ± 10,50	-33,66 ± 4,57	-43,84 ± 5,93
JJA	67,22 ± 9,27	-13,12 ± 1,84	-54,10 ± 7,43
SON	82,08 ± 11,71	-50,44 ± 7,46	-31,64 ± 3,66
DJF	99,46 ± 16,01	-79,45 ± 12,33	-20,01 ± 3,68
ym	76,45 ± 10,74	-41,79 ± 6,15	-34,66 ± 4,95

Tabelle 7.3: Wie in Tabelle 7.2 für die Simulation 2000 mit E39C-A.

E39C-A	$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	$F_{\downarrow}^{\text{NH}}$	$F_{\downarrow}^{\text{SH}}$
MAM	53,42 ± 13,11	-24,26 ± 6,91	-29,16 ± 6,21
JJA	49,52 ± 11,91	-16,46 ± 3,71	-33,06 ± 8,19
SON	46,93 ± 10,69	-29,10 ± 7,16	-17,83 ± 3,54
DJF	69,93 ± 15,54	-49,19 ± 10,52	-20,74 ± 5,02
ym	50,06 ± 11,69	-27,72 ± 6,65	-22,34 ± 5,05

Ψ -Maximum in rund 60°N. Dieses wird durch eine Umverteilung von Masse in höhere Breiten hervorgerufen. Das zweite Maximum in den hohen Breiten entsteht durch die künstlich erhöhte horizontale Diffusion in der Modellversion mit herabgesetzter Obergrenze, welche als zusätzlicher Parameter in die Gleichung (2.54) eingeht [BUNZEL und SCHMIDT, 2013]. In E39C-A erhöht dieser Beitrag den EP-Flussterm und damit den Ψ -Anteil der aufgelösten Wellen. Die Werte von Ψ an den TLs der NH und der SH, liefern die beiden abwärts-gerichteten extratropischen Massenflusskomponenten, die in der Summe den aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss ($F_{\uparrow}^{\text{trop}}$) bilden. Die Tabellen 7.2 und 7.3 zeigen diese jeweils für ECHAM6 in der Modellauflösung T63L47 und E39C-A für alle vier Jahreszeiten und das Jahresmittel. Im Vergleich zeigen die Tabellen 4.1 und 4.2 die Massenflüsse jeweils für die Referenzsimulation 2000 mit EMAC sowie ERA-Interim Reanalysen gemittelt über die Jahre 1995 bis 2004. Alle drei Modelle zeigen übereinstimmend mit ERA-Interim die stärkste BDC in DJF, wobei der größte Anteil von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ aus der NH stammt. Zudem treten außer für E39C-A in SON gegenüber dem Jahresmittel verstärkte Massenflüsse auf, welche ebenfalls insbesondere auf den Wellenantrieb in der NH zurückzuführen sind. Entsprechend der Unterschiede von Ψ , liefert ECHAM6 (Modellkonfiguration T63L47) den größten aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss, gefolgt von EMAC, ERA-Interim und E39C-A, gleichermaßen für alle Jahreszeiten und das Jahresmittel. Für die ECHAM6-Modellkonfiguration T63L31 resultiert, entsprechend der geringeren residualen Massenstromfunktion im Bereich der TLs, eine schwächere BDC verglichen mit den anderen Modellkonfigurationen, gekennzeichnet durch ein um 25%

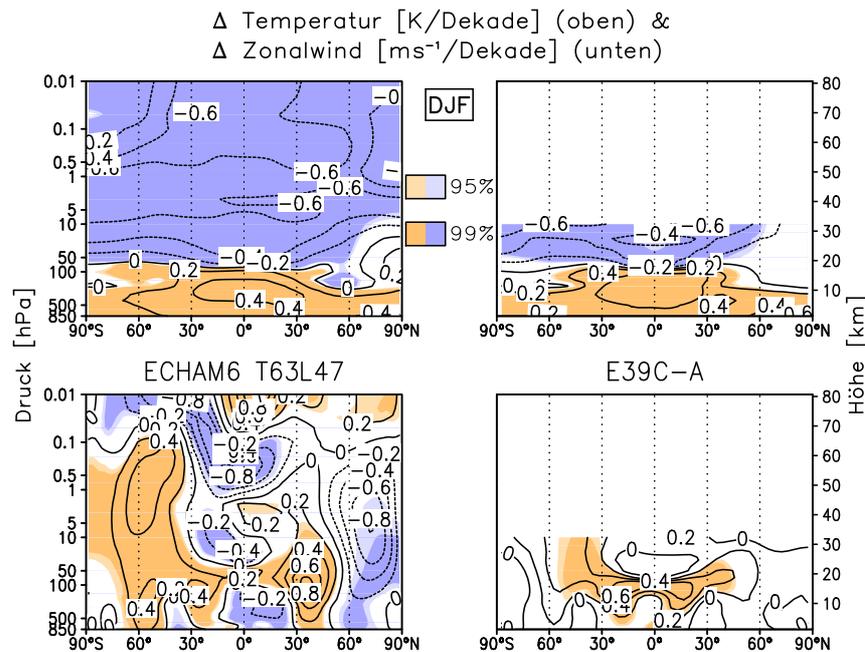


Abbildung 7.4: Höhen-Breiten-Schnitte der Änderungen in Temperatur [K/Dekade] (oben) und Zonalwind [ms^{-1} /Dekade] (unten) für 2050 – 1990 (ECHAM6 T63L47, links) und SEN2045 – 2000 (E39C-A, rechts), 850 – 0,01 hPa, 90°S – 90°N, DJF, zonal-gemittelt, statistisch signifikante Unterschiede farbschraffiert.

warten, die nicht auf Modellunterschiede zurückzuführen sind. Für EMAC (SEN2045 – 2000) und E39C-A (SEN2045 – 2000) ist in den Zukunftsänderungen nur der Treibhausgaseneffekt enthalten, wohingegen die ODS auf Konzentrationen des Jahres 2000 verbleiben. Demgegenüber wird in der ECHAM6-Simulation die Ozonzunahme aufgrund der für 2050 gegenüber 1990 abnehmenden ODS vorgeschrieben. Der Einfluss der ODS auf die Dynamik der Stratosphäre wurde im Abschnitt 5.3.4 für das Ende des 21. Jahrhunderts diskutiert und gegenüber dem ODS-Signal in der Vergangenheit als gering eingestuft. Dennoch sind die ODS-Änderungen insbesondere in der Polarregion der SH und v. a. in SON nicht zu vernachlässigen. Die Änderungen sind pro Dekade gezeigt und beziehen sich jeweils auf den Zeitraum zwischen den Jahren der Simulationen (6 Dekaden für ECHAM6 und 4,5 für EMAC und E39C-A). Die Erwärmung der Troposphäre von maximal 0,4 K/Dekade in den Tropen stimmt für alle drei Modelle überein, wobei das Gebiet maximaler Erwärmung in E39C-A über einen größeren Bereich ausgedehnt ist (Abbildung 7.4, oben, rechts). Die Abkühlung der unteren Stratosphäre beträgt für alle drei Modelle in den Tropen rund 0,4 – 0,6 K/Dekade. In den hohen Breiten nimmt die Temperatur in ECHAM6 und EMAC stärker zu als in E39C-A konsistent mit einem verstärkten Absinken und einer damit verbundenen Erwärmung durch die stärkere BDC-Änderung (vgl. Tabelle 7.4). In der mittleren und der oberen Stratosphäre simuliert EMAC mit bis zu -1 K/Dekade eine stärkere stratosphärische Abkühlung (Abbildung 5.29, Mitte) als ECHAM6 mit 0,6 K/Dekade (Abbildung 7.4, oben, links). Diese Temperaturdifferenz ist möglicherweise auf die Erwärmung durch die ansteigenden Ozonkonzentrationen in ECHAM6 zurückzuführen, welche der stratosphärischen Abkühlung durch den GHG-Effekt entgegenwirken. Die resultierenden Änderungen im Zonalwind sind in EMAC

(Abbildung 5.30, Mitte) und ECHAM6 (Abbildung 7.4, unten links) vergleichbar. Das ist ein wichtiger Hinweis auf einen geringen Einfluss der ODS und den mit denselben verbundenen Ozonänderungen auf die Dynamik. Unterschiede treten im Bereich der subtropischen Strahlströme auf, wobei ECHAM6 eine deutliche Polwärtsverschiebung in der SH simuliert. In der Winterstratosphäre simuliert EMAC verglichen mit ECHAM6 eine großräumigere Abschwächung der vorherrschenden Westwinde von der mittleren Tropo- bis in die untere Mesosphäre. E39C-A zeigt geringere Änderungen im Zonalwind in der NH als die anderen beiden Modelle, wohingegen in der SH eine deutlichere Intensivierung des subtropischen Strahlstroms simuliert wird. Entsprechend dem geringeren Temperatursignal in der unteren Stratosphäre der NH ändert sich der Polarnachtstrahlstrom in E39C-A nicht signifikant (Abbildung 7.4, unten rechts).

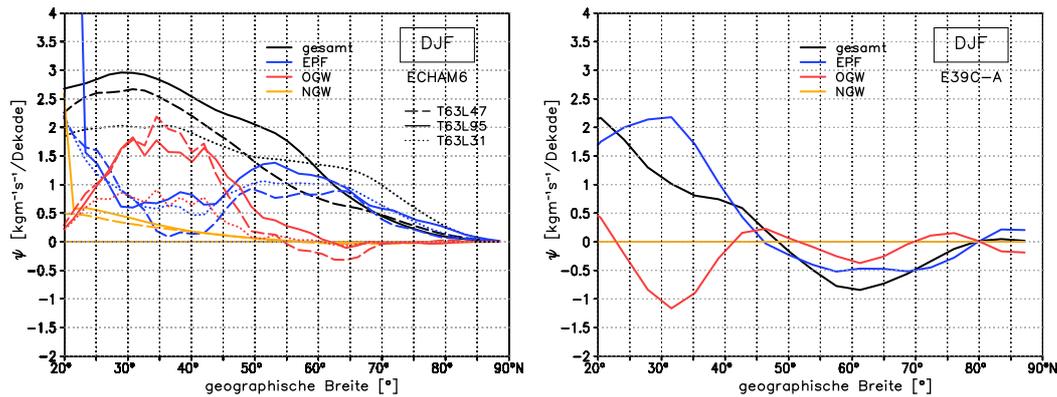


Abbildung 7.5: Änderungen von Ψ (schwarz) und dessen Anteilen [$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}/\text{Dekade}$] für die Differenz der Simulationen 2050 – 1990 (ECHAM6, links) sowie SEN2045 – 2000 (E39C-A, rechts), 70 hPa, 20°N – 90°N, DJF.

Die Abbildung 7.5 zeigt die Zukunftsänderungen von Ψ und deren Anteilen in 70 hPa für die drei ECHAM6-Konfigurationen (links) und E39C-A (rechts). ECHAM6 simuliert die größten Zukunftsänderungen bei Verwendung der Auflösung T63L95. Für die Modellkonfiguration mit der Obergrenze in der mittleren Stratosphäre tritt, entsprechend Ψ für die Simulation 2000 (Abbildung 7.2, links), auch im Änderungssignal ein zweites Maximum in rund 60°N auf. Demgegenüber simuliert E39C-A nur in den mittleren Breiten eine Zunahme von Ψ , in den hohen nördlichen Breiten findet eine Abnahme für 2045 gegenüber 2000 statt (Abbildung 7.5, rechts). Die Zukunftsänderungen von Ψ werden in allen Modellen in den niederen und den hohen Breiten durch aufgelöste Wellen (blau) hervorgerufen, in den mittleren Breiten sind OGWs (rot) beteiligt. NGWs (gelb) spielen in 70 hPa eine untergeordnete Rolle. Die aufgelösten Wellenanteile machen für die ECHAM6-Modellkonfiguration mit der herabgesetzten Modellobergrenze und E39C-A einen deutlich größeren Anteil am Zukunftssignal aus: Der Anteil der OGWs ist in ECHAM6 T63L31 klein, in E39C-A in den mittleren Breiten negativ, bedingt durch die Überschätzung der aufgelösten Wellenanteile bei der DC-Berechnung. Eine untergeordnete Bedeutung von Schwerewellen für die Modelle mit einer Obergrenze in 10 hPa zeigen GARNY ET AL. [2011a] und BUNZEL und SCHMIDT [2013]. Im Vergleich zu ECHAM6 und E39C-A simuliert EMAC insbesondere in den mittleren Breiten ein deutlich verstärktes Zukunftssignal (Abbildung 6.36, links), welches überwiegend durch ein stärkere Änderung im OGW-Anteil hervorgerufen wird. Trotz der Unterschiede in den

Tabelle 7.4: Absolute (prozentuale) Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in 70 hPa aus der Differenz der Simulationen 2050 – 1990 mit ECHAM6 (T63L47) sowie SEN2045 – 2000 mit E39C-A und EMAC, Jahreszeiten und -mittel [$10^8 \text{kgs}^{-1} / \text{Dekade}$] ($[\% / \text{Dekade}]$).

$F_{\uparrow}^{\text{trop}}$	ECHAM6 (T63L47) (2050 – 2000)	E39C-A (SEN2045 – 2000)	EMAC (SEN2045 – 2000)
MAM	1,40 (1,81%)	1,09 (2,03%)	1,25 (1,88%)
JJA	1,05 (1,57%)	0,39 (0,78%)	1,06 (1,83%)
SON	0,85 (1,04%)	0,07 (0,16%)	0,84 (1,18%)
DJF	1,40 (1,41%)	0,65 (0,93%)	1,46 (1,72%)
ym	1,16 (1,51%)	0,38 (0,76%)	1,16 (1,75%)

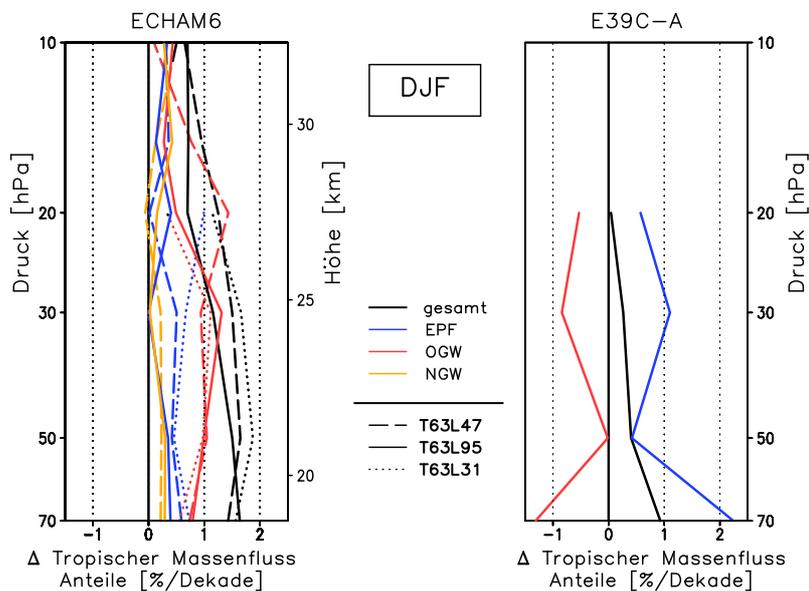


Abbildung 7.6: Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ und dessen Anteilen für 2050 – 1990 (ECHAM6, links) und SEN2045 – 2000 (E39C-A, rechts) [%/Dezade], 70 – 10 hPa, DJF.

Simulationen (Vernachlässigung bzw. Berücksichtigung der ODS) und den Modellen (GCM bzw. CCM, unterschiedliche horizontale Auflösung) simulieren ECHAM6 und EMAC nahezu übereinstimmende Zukunftsänderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$. Demgegenüber zeigt E39C-A, abgesehen von starken Änderungen in MAM, deutlich geringere Zukunftssignale als die anderen beiden Modelle (Tabelle 7.4). Das ist konsistent mit BUNZEL und SCHMIDT [2013], die um rund 30% geringere absolute BDC-Änderungen in der ECHAM6-Modellkonfiguration mit einer auf 10 hPa herabgesenkten Modellobergrenze zeigen. Für 2045 – 2000 bzw. 2060 – 1990 nimmt $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in allen drei Modellen und für den gesamten Stratosphärenbereich um 1 – 2 %/Dezade zu, nur E39C-A zeigt in der mittleren Stratosphäre geringere Änderungen (Abbildungen 6.37, links und 7.6). Stärkere Zukunftsänderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ treten mit 3 %/Dezade in E39C-A in

100 hPa auf (nicht gezeigt). In allen ECHAM6-Modellkonfigurationen und in E39C-A sind in der unteren Stratosphäre neben den absoluten auch die relativen Änderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss am größten und nehmen mit der Höhe ab (Abbildung 7.6). Demgegenüber zeigt EMAC ein zweites Maximum der relativen Änderungen von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der oberen Stratosphäre (Abbildung 6.37, links). In der unteren Stratosphäre bestimmen aufgelöste Wellen die Zukunftsänderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss. In der mittleren und der oberen Stratosphäre nimmt der Anteil der Schwerewellen zu. In EMAC ist der Einfluss von OGWs in rund 50 – 20 hPa besonders groß, in 30 hPa bestimmen EPF und OGWs die $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderungen jeweils zur Hälfte (Abbildung 6.37, links). Für die verschiedenen ECHAM6-Modellkonfigurationen variiert der Anteil von EPF und OGWs mit der Höhe: In der Modellkonfiguration mit herabgesetzter Obergrenze spielen OGWs v. a. zwischen 50 und 30 hPa eine Rolle, EPF nehmen darüber zu. Die hochreichenden Modellkonfigurationen zeigen dagegen einen entscheidenden Einfluss der OGWs in den höheren Schichten mit einem maximalen Beitrag in 30 hPa für die Modellkonfiguration T63L95 und in 20 hPa für T63L47. Zudem liefern NGWs unterhalb von 30 hPa und v. a. oberhalb von 10 hPa in beiden hochreichenden Modellkonfigurationen einen zusätzlichen Beitrag (Abbildung 7.6, links). Im Gegensatz zu EMAC bewirken parametrisierte Schwerewellen mehr als die Hälfte der Zukunftsänderung im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss. Konsistent zu den hier gezeigten Ergebnissen machen BUNZEL und SCHMIDT [2013] OGWs und NGWs hauptsächlich für die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in den hochreichenden ECHAM6-Modellversionen verantwortlich. E39C-A überschätzt auch bezüglich der Zukunftsänderungen im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss den EPF-Anteil gegenüber der direkten Berechnung [GARNY ET AL., 2011a], sodass negative OGW-Signale resultieren. Der Hauptbeitrag aufgelöster Wellen an $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ und dessen Änderungen bleibt dennoch ein robustes Signal (Abbildung 7.6, rechts).

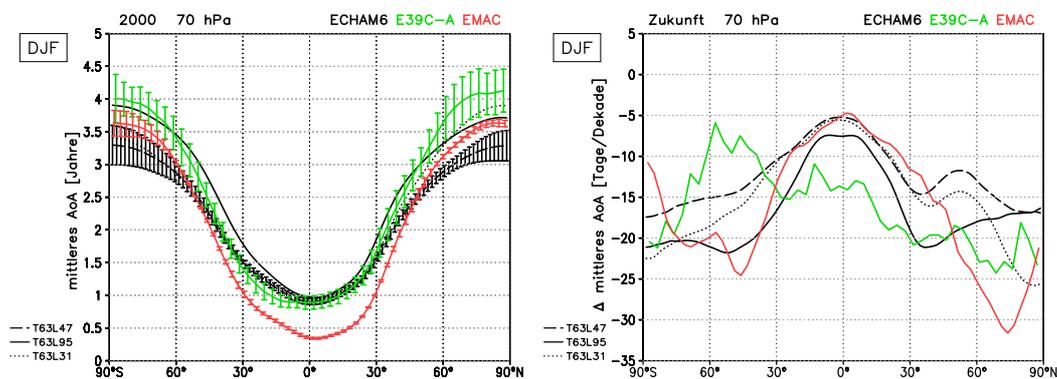


Abbildung 7.7: Mittleres AoA [Jahre] für die Referenzsimulationen mit ECHAM6, E39C-A und EMAC (links) und Zukunftsänderungen (rechts) [Tage/Dekade], 70 hPa, 90°S – 90°N, DJF, ECHAM6-Standardabweichungen (rechts) für T63L47.

Die Abbildung 7.7 zeigt das mittlere AoA in der unteren Stratosphäre (70 hPa) für den Referenzzustand aller drei Modelle (links), sowie die zukünftigen Änderungen (rechts). Für E39C-A liegen keine Angaben zum mittleren AoA aus den Zeitscheibensimulationen vor, sodass die transiente SCN-B2d-Simulation, gemittelt über die Zeiträume von 1995 bis 2004 und von 2040 bis 2049, herangezogen wird. Die Berechnung des mittleren AoA in EMAC ist im Abschnitt 3.4.2 nachzulesen. In ECHAM6 wird ein inerte Tracer verwendet, welcher linear ansteigend in den Tropen vorgeschrieben wird. Die Auswertung erfolgt jeweils für die

letzten 30 Simulationsjahre. Die genaue Definition des Tracers und die Vorgehensweise zur Bestimmung des mittleren AoA ist BUNZEL und SCHMIDT [2013] zu entnehmen. In E39C-A wird das mittlere AoA mithilfe von Trajektorien des Lagrange'schen Advektionsschemas ATTILA bestimmt. In 70 hPa beträgt das mittlere AoA aller Modelle zwischen einem halben und einem Jahr in den Tropen und rund vier Jahren in den hohen Breiten. In den Tropen simuliert EMAC das jüngste, in den hohen Breiten liefert ECHAM6 (T63L47) das niedrigste und E39C-A das höchste mittlere AoA. Ein geringeres mittleres AoA in EMAC und den hochreichenden ECHAM6-Modellversionen (Abbildung 7.7, links) ist konsistent mit einer schnelleren BDC verglichen mit E39C-A (vgl. Abschnitt 7.1). Die ECHAM6-Modellkonfiguration T63L47 liefert in den mittleren und den hohen Breiten ein jüngeres AoA als die anderen beiden Versionen des GCMs, entsprechend der stärksten Ausprägung der BDC für T63L47 (Abbildung 7.2, links). In den beiden Modellversionen mit der Modellobergrenze in 10 hPa (E39C-A und ECHAM6 T63L31) ist das mittlere AoA sehr verschieden, möglicherweise bedingt durch ein unterschiedliches Verhalten beider Modelle am Oberrand. In ECHAM6 führt die künstlich erhöhte horizontale Diffusion zu einer künstlichen Beschleunigung der BDC in den mittleren und den hohen Breiten, sodass in diesen Regionen das mittlere AoA verringert ist [BUNZEL und SCHMIDT, 2013]. Ein vergleichbarer Effekt existiert in E39C-A nicht, wodurch in diesen Breitenbereichen ein höheres AoA resultiert (Abbildung 7.7, links).

In der Zukunft nimmt das mittlere AoA in 70 hPa für alle drei Modelle in allen Breiten ab. Die größten Änderungen treten in den mittleren und den hohen Breiten beider Hemisphären auf und betragen zwischen 10 und 30 Tagen/Dekade. Maximale Änderungen zeigt EMAC in den hohen nördlichen Breiten. In E39C-A treten dagegen stärkere Änderungen in den mittleren nördlichen Breiten auf, was entsprechend dem Konzept von BIRNER und BÖNISCH [2011] eine stärkere Änderung im unteren Zirkulationsast anzeigt. In den Tropen sind die Änderungen für alle Modelle am geringsten und liegen bei 5 (ECHAM6 und EMAC) bis 15 Tagen/Dekade (E39C-A). Der Vergleich der drei ECHAM6-Modellkonfigurationen zeigt die größte AoA-Abnahme für T63L95, konsistent mit den stärksten BDC-Änderungen in der unteren Stratosphäre (Abbildungen 7.5 und 7.6, jeweils links). Mögliche Ursachen für die starke breitenabhängige Variation der AoA-Änderungen in E39C-A sind zum Einen die von den anderen beiden Modellen abweichende Berechnung basierend auf ATTILA-Trajektorien und zum Anderen die Verwendung der transienten SCN-B2d-Simulation. Im Gegensatz zu den Zeitscheibensimulationen enthält diese Simulation Variationen im solaren Fluss, der QBO und ENSO (vgl. Abschnitt 3.3.1), woraus möglicherweise eine größere Variabilität resultiert. Insgesamt bestätigen die Zukunftsänderungen im mittleren AoA die zuvor anhand von Ψ und $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ ermittelte zukünftige Verstärkung der BDC. Das Verstärkungssignal ist robust und bleibt auch unter Berücksichtigung von Mischungsprozessen bestehen.

Alle drei Modelle (und ECHAM6-Konfigurationen, vgl. BUNZEL und SCHMIDT [2013]) simulieren eine Intensivierung der BDC in einem zukünftigen Klima unter Einbezug von RC und Mischungsprozessen. Das Signal ist maßgeblich durch den Treibhauseffekt bestimmt, ODS-Änderungen spielen eine untergeordnete Rolle. Die interaktive Chemie beeinflusst das Änderungssignal nur geringfügig. Das Gesamtsignal einer BDC-Beschleunigung ist robust und stimmt mit früheren Modellvergleichsstudien überein (u. a. BUTCHART ET AL. [2010]). Unterschiede in der Größenordnung der Änderungen zwischen den Modellen sind auf Unterschiede in aufgelösten und parametrisierten Wellen zurückzuführen, welche je nach Modellauflösung variieren. Die beiden Modelle mit der Obergrenze in 10 hPa zeigen einen größeren Anteil aufgelöster Wellen an der BDC und ihren Zukunftsänderungen. Demgegenüber tragen in den hochreichenden Modellversionen parametrisierte Schwerewellen maßgeblich zur zukünftigen Verstärkung der BDC bei.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden auf der Grundlage von Modellsimulationen mit dem CCM EMAC die Änderungen der Brewer-Dobson Zirkulation mit dem Klimawandel, bestehend aus den Änderungen in den Konzentrationen von Treibhausgasen und ozonzerstörenden Substanzen, untersucht. Die BDC und ihre Änderungen wurden dabei in ihrer Gesamtheit, bestehend aus Residualzirkulation und Mischungsprozessen, erfasst.

Zunächst wurden anhand einer Zeitscheibensimulation unter gleichbleibenden Bedingungen des Jahres 2000 die Eigenschaften der BDC in EMAC gezeigt. Eine derartige Untersuchung wurde mit EMAC bislang nicht durchgeführt. Der Vergleich der RC in EMAC mit ERA-Interim Reanalysen zeigte eine gute Übereinstimmung. Mischungsprozesse wurden durch die Analyse von Spurengasverteilungen, mittlerem AoA und Altersspektren berücksichtigt. Der Vergleich von Spurengasen mit MIPAS-Beobachtungen zeigte eine gute Übereinstimmung der Verteilungen. Für das mittlere AoA wurden in EMAC niedrigere Werte gezeigt. Diese sind auf einen schnelleren Transport und schwächere Mischungsprozesse in EMAC zurückzuführen, ein bekanntes Problem vieler CCMs. Insgesamt wurde herausgestellt, dass EMAC die BDC gut repräsentiert und somit ein geeignetes Modellsystem für Zukunftsprognosen ist.

Für die Untersuchung der Änderungen der BDC im 20. und 21. Jahrhundert wurden Zeitscheibensimulationen unter Abänderung verschiedener externer Einflussfaktoren angefertigt. Diese ermöglichten die Separierung der Änderungssignale in die Anteile von Änderungen in den Konzentrationen von GHGs und ODS sowie dem in den SSTs/SICs enthaltenen Treibhausgaseffekt. Ein besonderer Fokus lag zudem auf dem Einfluss der tropischen SSTs. In dieser Arbeit erfolgte erstmals eine konsistente Untersuchung der Änderungssignale für die Vergangenheit und die Zukunft von der Tropo- bis in die Mesosphäre. Die Änderungen wurden in solche im flachen unteren und im hochreichenden oberen Zirkulationsast (engl. shallow vs. deep branch) unterschieden. Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit stellte das Aufzeigen von Ursachen für die BDC-Änderungen dar. Das Augenmerk lag auf den Änderungen in der Anregung, Ausbreitung und Dissipation von atmosphärischen Wellen, welche vom Modell aufgelöst werden, sowie von parametrisierten Schwerewellen. Zudem wurden mithilfe von Änderungen im mittleren AoA und in den Altersspektren Mischungsprozesse berücksichtigt. Die Erfassung der Änderungssignale durch die unterschiedlichen Einflussfaktoren anhand von Altersspektren ist eine wichtige Bereicherung dieser Arbeit und aus früheren Studien nicht bekannt.

Die Abbildungen 8.1 und 8.2 zeigen die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit. Die BDC-Änderungen in DJF sind anhand des aufwärts-gerichteten tropischen Massenflusses für 2000 – 1960 und 2095 – 2000 in der Abbildung 8.1 dargestellt. Dabei erfolgt eine Unterteilung in die Änderungssignale aufgrund der unterschiedlichen Einflussfaktoren.

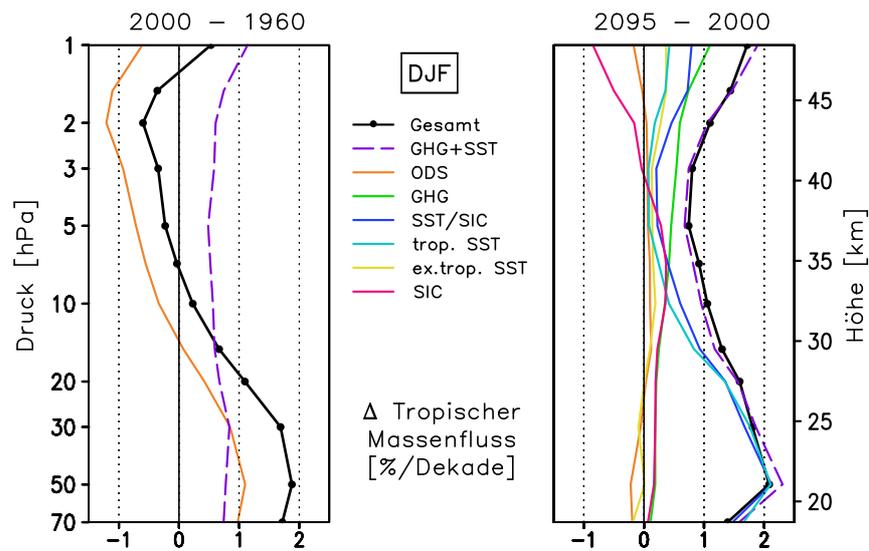


Abbildung 8.1: Höhenprofil der $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderungen für 2000 – 1960 (links) und 2095 – 2000 (rechts) [%/Dezade], 70 – 1 hPa, DJF.

- Für **2000 – 1960** wird mit EMAC eine signifikante Verstärkung der BDC unterhalb von 10 hPa bei gleichzeitiger Abschwächung des oberen Astes simuliert. In der unteren Stratosphäre beträgt die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ bis zu 2 %/Dezade und wird zu annähernd gleichen Teilen durch den Treibhausgaseneffekt und die dynamische Reaktion der ansteigenden ODS-Konzentrationen hervorgerufen. Das Änderungssignal durch GHGs & SSTs/SICs macht in der gesamten Stratosphäre einen konstanten positiven Beitrag zur $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderung von 0,5 – 1 %/Dezade aus. Demgegenüber führen die ansteigenden ODS-Konzentrationen in der mittleren und oberen Stratosphäre zu einer Abnahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$, welche in 2 hPa bis zu –0,5 %/Dezade erreicht. In der Vergangenheit ist der untere Ast der BDC in allen Jahreszeiten verstärkt. Die Änderungen im oberen Ast sind nicht in allen Jahreszeiten statistisch belastbar. In den Übergangsjahreszeiten zeigt sich oberhalb von 10 hPa ebenfalls eine Intensivierung der BDC, im Sommer und Winter dagegen eine Abschwächung. Die Ergebnisse werden in allen Jahreszeiten durch die AoA-Änderungen bestätigt.
- Für **2095 – 2000** verstärkt sich die BDC in der gesamten Stratosphäre in allen Jahreszeiten. Die Zunahme von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ beträgt rund 2 %/Dezade in der unteren und oberen Stratosphäre und 0,7 – 1 %/Dezade in der mittleren Stratosphäre. Die BDC-Änderungen sind statistisch signifikant und nahezu vollständig auf den Einfluss des Treibhausgaseneffekts zurückzuführen. Während die in den SSTs enthaltenen Treibhausgasänderungen (SST-Effekt) die Änderungen unterhalb von rund 10 hPa bestimmen, liefert der Einfluss der geänderten Treibhausgase auf Strahlung und Stratosphärenzusammensetzung (GHG-Effekt) einen entscheidenden Beitrag oberhalb davon. In der mittleren Stratosphäre dominiert der GHG-Effekt, in der oberen liefern beide Anteile des Treibhausgaseneffekts mit rund 0,7 – 1 %/Dezade etwa gleichgroße Beiträge zur $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderung. Eine weitere Aufspaltung des SST-Effekts in seine Anteile zeigt einen dominierenden Beitrag der tropischen SSTs an den BDC-Änderungen durch SSTs in beiden Ästen.

Die herausragende Bedeutung der Änderungen in den tropischen SSTs von der Tropo- bis in die untere Mesosphäre ist ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit und wird anhand von RC und AoA bestätigt. Eine vergleichbare Analyse ist aus früheren Studien nicht bekannt. Die Änderungen in den extratropischen SSTs führen in der oberen Stratosphäre zu einer zusätzlichen Verstärkung von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$. Die abnehmenden SICs bewirken einen geringen Anstieg im aufwärts-gerichteten tropischen Massenfluss in der unteren und mittleren und eine Abnahme um bis zu 1 %/Dekade in der oberen Stratosphäre. Die breitenaufgelösten Änderungen in der residualen Massenstromfunktion durch SICs zeigen allerdings, dass diese Signale nur in der mittleren und oberen Stratosphäre statistisch belastbar sind. Die BDC-Änderungen durch die zukünftig abnehmenden ODS-Konzentrationen sind mit $\pm 0,2$ %/Dekade gering und entgegengesetzt zu den Änderungen für 2000 – 1960. Im Gegensatz zur Vergangenheit dominiert der Einfluss der ansteigenden GHGs die zukünftige BDC, während die ODS-Konzentrationen eine untergeordnete Rolle spielen. Das Einbeziehen von Mischungsprozessen bestätigt den dominierenden Einfluss der tropischen SSTs, anhand einer Abnahme im mittleren AoA in allen Höhen- und Breitenbereichen. Die Änderungen im mittleren AoA durch ODS sind insbesondere in den mittleren und den hohen Breiten deutlicher als die RC-Änderungen. In der unteren Stratosphäre nimmt das mittlere AoA durch ODS leicht zu, bedingt durch die Verschiebung der subtropischen Strahlströme und damit der Mischungsbarrieren. In der oberen Stratosphäre nimmt der Anteil sehr ‘alter’ Luft ab, sodass das mittlere AoA sinkt. Der GHG-Effekt suggeriert in den hohen Breiten der oberen Stratosphäre eine Zunahme im mittleren AoA, entgegengesetzt zur Verstärkung der RC. Dieser scheinbare Widerspruch lässt sich anhand des Altersspektrums durch einen leichten Anstieg sehr ‘alter’ Luft verstehen.

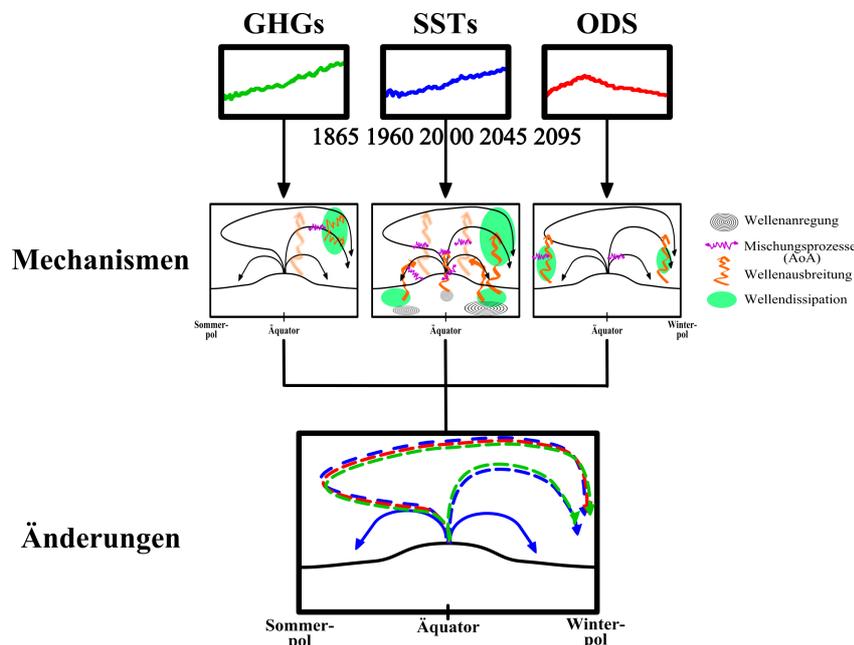


Abbildung 8.2: Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit: BDC-Änderungen und zugrunde liegende Mechanismen durch die wesentlichen Einflussfaktoren.

Die Abbildung 8.2 zeigt eine Zusammenfassung der Mechanismen für die BDC-Änderungen durch die externen Einflussgrößen.

- Der **SST-Effekt** hat den größten Anteil an den Änderungen im unteren Ast der BDC. Insbesondere durch den Anstieg der SSTs in den Tropen werden in der Troposphäre in den niederen und mittleren Breiten ganzjährig verstärkt Wellen angeregt. Die Verschiebung der subtropischen Strahlströme auf- und äquatorwärts begünstigt deren Ausbreitung in die niederen Breiten und in größere Höhen, sodass diese vermehrt die untere Stratosphäre erreichen, dissipieren und so den unteren Ast der BDC verstärken. Zusätzlich tragen Änderungen in den Mischungsprozessen in der unteren Stratosphäre zur BDC-Beschleunigung bei. Stationäre und transiente planetare Wellen erreichen im Winter vermehrt die obere Stratosphäre, wo sie dissipieren und durch einen verstärkten Impulsübertrag die BDC antreiben. Zudem verbessern sich die Ausbreitungsbedingungen für OGWs, sodass diese in der mittleren Stratosphäre zu einem Anstieg von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ führen. Des Weiteren wird der obere Ast der BDC durch Änderungen in den NGWs verstärkt. In der oberen Strato- und der Mesosphäre sind zudem extratropische SSTs an der BDC-Verstärkung beteiligt. Auch in der oberen Stratosphäre wird der überwiegende Anteil der SSTs an den BDC-Änderungen anhand der AoA-Änderungen bestätigt.
- Der **GHG-Effekt** führt in der oberen Strato- und der Mesosphäre zu einer Verstärkung der BDC. In DJF bewirkt die Verstärkung der zonalen Winde in den mittleren Breiten eine Ablenkung stationärer planetarer Wellen in die hohen Breiten der Winterhemisphäre. Diese propagieren z. T. weiter aufwärts und dissipieren in der unteren Mesosphäre in den hohen Breiten. Zudem finden OGWs durch die Verlagerung der subtropischen Strahlströme in Richtung der niederen Breiten verbesserte Ausbreitungsbedingungen vor, sodass sie vermehrt in höhere Schichten gelangen, dort dissipieren und die BDC antreiben. Im mittleren AoA zeigt sich eine Zunahme in den hohen nördlichen Breiten. Das ist bedingt durch das Absinken von mesosphärischer Luft, welche den langen Weg über die Sommerhemisphäre zurückgelegt hat und so für eine Zunahme ‘alter’ Luft sorgt. Ein direkter Einfluss von Mischungsprozessen ist nicht auszumachen.
- Ansteigende **ODS-Konzentrationen** führen für 2000 – 1960 zu einer interhemisphärischen Kopplung initiiert durch den starken südhemisphärischen Ozonverlust und die damit verbundene Abnahme der Stabilität [RIND ET AL., 2009]. Ohne erkennbare Änderungen in den Anregungsgebieten kommt es zu einer deutlich reduzierten Ausbreitung transienter, planetarer Wellen in der NH, sodass der obere Ast der BDC abgeschwächt ist. Im Zukunftszeitraum sind die Signale gering und durch den Treibhausgaseneffekt überlagert, sodass sich nur eine abgeschwächte interhemisphärische Kopplung ausbildet. Demgegenüber sind die Ausbreitungsbedingungen von Schwerewellen in die Strato- und Mesosphäre für 2095 – 2000 begünstigt, bedingt durch die Verschiebung der subtropischen Strahlströme in Richtung der niederen Breiten. In der unteren Stratosphäre führt deren Verlagerung zudem zu Änderungen in den Mischungsprozessen, sodass im Zukunftszeitraum z. T. gegensätzliche Signale von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ und dem mittleren AoA resultieren.

Die Betrachtung der höhenabhängigen Änderungssignale von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ (Abbildung 8.1) wirft zwei Fragen auf, für welche die Analyse der Änderungen im Wellenantrieb Antworten liefert. Diese lassen sich wie folgt formulieren:

- (1) Warum kehrt sich in der Vergangenheit das Änderungssignal von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der oberen Stratosphäre um, wohingegen in der unteren Stratosphäre für die Vergangenheit und die Zukunft eine Verstärkung auftritt?
- Anhand der Abbildung 8.1 (links) können die ODS als wesentliche Einflussgröße für die $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Abschwächung in der oberen Stratosphäre in der Vergangenheit ausgemacht werden. Durch die Ausbildung des südhemisphärischen Ozonlochs kommt es zu einer starken Abkühlung und einer Intensivierung der meridionalen Temperaturgradienten, wodurch eine Destabilisierung der unteren Stratosphäre resultiert. Dadurch können mehr Wellen in höhere Schichten propagieren und die BDC in der SH antreiben. In der oberen Stratosphäre der NH wird dadurch eine zusätzliche Aufstiegsbewegung induziert, welche dem Absinken in den hohen nördlichen Breiten entgegenwirkt und so eine Abschwächung der BDC nach sich zieht. Dieser Mechanismus wurde in RIND ET AL. [2009] diskutiert.
 - In der Zukunft ist der Einfluss des deutlich verstärkten Treibhausgas effekts dominant und überdeckt die interhemisphärische Kopplung, sodass die Signale der Ozonerholung deutlich schwächer ausfallen. Durch die Abnahme der ODS-Konzentrationen zeigt sich eine leicht verstärkte BDC in der NH, gleichgerichtet zum Signal durch den verstärkten GHG-Effekt.
- (2) Warum treten insbesondere in der Zukunft die stärksten $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ -Änderungen in der unteren und oberen Stratosphäre und die geringsten zwischen rund 30 und 40 km Höhe auf?
- Der untere Ast der BDC wird ganzjährig durch transiente planetare und synoptische Wellen angetrieben. In den Übergangsjahreszeiten und in JJA werden starke BDC-Änderungen in der unteren Stratosphäre durch synoptische Wellen hervorgerufen.
 - Lange planetare Wellen können nur im Winter in höhere Schichten propagieren und die BDC sowie deren Änderungen in der oberen Stratosphäre bestimmen. Die Änderungen in der mittleren Stratosphäre sind klein, da synoptische Wellen nicht so hoch propagieren und planetare Wellen größtenteils in höheren Schichten dissipieren.
 - In der oberen Stratosphäre tragen Schwerewellen zusätzlich zum Antrieb der BDC bei. Diese haben in der unteren und mittleren Stratosphäre sehr kleine Amplituden und brechen größtenteils erst in der oberen Strato- und der Mesosphäre. Starke Änderungen durch Schwerewellen treten insbesondere in DJF und JJA auf.

Die gezeigten Ergebnisse bestätigen frühere Studien, die einen Anstieg von $F_{\uparrow}^{\text{trop}}$ in der unteren und oberen Stratosphäre um 2 %/Dekade bis zum Ende des 21. Jahrhunderts zeigen (vgl. Abbildung 2.22). In dieser Arbeit ist die Separierung der verschiedenen Einflussfaktoren für die Vergangenheit und die Zukunft besonders hervorzuheben. Damit ist eine detaillierte Analyse der Ursachen für die Änderungen der BDC möglich. Die Untersuchung der Linearität der Effekte ist anhand der durchgeführten Simulationen nicht möglich, kann aber bzgl. der Änderungen in Temperatur und Dynamik in guter Näherung vorausgesetzt werden (u.a. SIGMOND ET AL. [2004]; FOMICHEV ET AL. [2007]; KODAMA und IWASAKI [2009]). Die in dieser Arbeit gezeigten Analysen stellen durch das Aufzeigen konsistenter Signale von der Tropo- bis in die Mesosphäre eine wichtige Ergänzung bisheriger Arbeiten dar (vgl. Abschnitt 2.4.10). Ein Teil dieser Arbeit, welcher die Zukunftsänderungen der BDC betrifft, wurde zur Veröffentlichung bei Journal of Geophysical Research (Atmospheres) eingereicht [OBERLÄNDER ET AL., 2013].

8.2 Ausblick

In der zweiten Phase von SHARP wird die Forschung auf diesem Gebiet fortgesetzt. Der Schwerpunkt liegt dann auf dem Einfluss von Schwerewellen auf die Änderungen der BDC. Im Kapitel 7 dieser Arbeit wurde durch den Vergleich der drei Modelle bereits deutlich, dass unterschiedliche Schwerewellenparametrisierungen einen wichtigen Einfluss auf die Änderungssignale haben. Eine gezielte Analyse der Auswirkungen von NGWs und OGWs soll Aufschluss über deren Einfluss auf die BDC-Änderungen geben. Hieraus erhofft man sich Hinweise bzgl. der starken Unterschiede in den BDC-Änderungen durch aufgelöste und parametrisierte Wellenanteile in verschiedenen Modellen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt, der in dieser Arbeit unberücksichtigt blieb und in SHARP-Phase II in den nächsten drei Jahren untersucht werden soll, ist der Einfluss eines angekoppelten Ozeans auf die BDC. In der ersten SHARP-Phase wurden an der Freien Universität Berlin wichtige Entwicklungsschritte zur Kopplung von EMAC an das Ozeanmodul MPIOM vollzogen. Das gekoppelte Atmosphären-Ozean CCM EMAC-MPIOM befindet sich momentan in der Testphase und soll in SHARP-Phase II zum Einsatz kommen. Im Gegensatz zu den bisherigen Untersuchungen, welche die Separierung von GHG- und SST-Effekt in den Vordergrund rückten, liegt der Fokus auf Basis von Simulationen mit dem gekoppelten Modellsystem EMAC-MPIOM auf dem Verständnis der Kopplung zwischen Ozean und Atmosphäre.

Mit dieser Arbeit wurde ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der RC-Änderungen geleistet. Die Änderungen in den Mischungsprozessen sind in vielen Bereichen noch unverstanden. Beim Aufzeigen von Änderungen im AoA wurde die Schwierigkeit der Separierung von RC und Mischungsprozessen herausgestellt, welche anhand der Altersspektren nur qualitativ möglich war. Eine quantitative Angabe der Anteile beider Prozesse ist durch die Bestimmung von Transitzeiten theoretisch möglich. Eine Berechnung von Rückwärtstrajektorien der residualen Massenstromfunktion für EMAC-Modelldaten und insbesondere für die hier verwendeten Zeitscheibensimulationen wäre somit eine interessante Ergänzung der in dieser Arbeit gezeigten Analysen.

Literaturverzeichnis

- VAN AARDENNE, J. A., F. J. DENTENER, J. G. J. OLIVIER, C. G. M. KLEIN GOLDEWIJK und J. LELIEVELD: *A High Resolution Dataset of Historical Anthropogenic Trace Gas Emissions for the Period 1890-1990*, *Global Biogeochemical Cycles* **15** (4) S. 909 (2001).
- ALEXANDER, M. A., U. S. BHATT J. E. WALSH, M. S. TIMLIN und J. D. SCOTT: *The Atmospheric Response to Realistic Arctic Sea Ice Anomalies in an AGCM during Winter*, *J. Clim.* **17** S. 890 (2004).
- ALEXANDER, M. J., M. GELLER, C. MCLANDRESS, S. POLAVARAPU, P. PREUSSE, F. SASSI, K. SATO, S. ECKERMANN, M. ERN, A. HERTZOG, Y. KAWATANI, M. PULIDO, T. A. SHAW, M. SIGMOND, R. VINCENTK und S. WATANABE: *Review Article - Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models*, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **136** S. 1103 (2010).
- ANDREWS, D. G., J. R. HOLTON und C. B. LEOVY: *Middle Atmosphere Dynamics*, 1 Aufl., Academic Press (1987), R. Dmowska und J. R. Holton (Editoren).
- ANDREWS, D. G. und M. E. MCINTYRE: *Planetary Waves in Horizontal and Vertical Shear: The Generalized Eliassen-Palm Relation and the Mean Zonal Acceleration*, *J. Atmos. Sci.* **33** S. 2031 (1976).
- AUSTIN, J. und F. LI: *On the relationship between the strength of the Brewer-Dobson circulation and the age of stratospheric air*, *Geophys. Res. Lett.* **33** S. L17807 (2006). doi: 10.1029/2006GL026867.
- AUSTIN, J., H. STRUTHERS, J. SCINOCCA, D. A. PLUMMER, H. AKIYOSHI, A. J. G. BAUMGAERTNER, S. BEKKI, G. E. BODEKER, P. BRAESICKE, C. BRÜHL, N. BUTCHART, M. P. CHIPPERFIELD, D. CUGNET, M. DAMERIS, S. DHOMSE, S. FRITH, H. GARNY, A. GETTELMAN, S. C. HARDIMAN, P. JÖCKEL, D. KINNISON, A. KUBIN, J.-F. LAMARQUE, U. LANGEMATZ, E. MANCINI, M. MARCHAND, M. MICHOU, O. MORGENSTERN, T. NAKAMURA, J. E. NIELSEN, G. PITARI, J. PYLE, E. ROZANOV, T. G. SHEPHERD, K. SHIBATA, D. SMALE, H. TEYSSÈDRE und Y. YAMASHITA: *Chemistry-climate model simulations of spring Antarctic ozone*, *J. Geophys. Res.* **115** S. D00M11 (2010). doi:10.1029/2009JD013577.
- AYARZAGÜENA, B., U. LANGEMATZ, S. MEUL, S. OBERLÄNDER und J. ABALICHIN A. KUBIN: *The role of different forcings in future changes in the timing of Major Stratospheric Warmings* (2013), submitted to *Geophys. Res. Lett.*
- BALDWIN, M. P., M. DAMERIS und T. G. SHEPHERD: *How Will the Stratosphere Affect Climate Change?*, *Science* **316** S. 576 (2007). doi:10.1126/science.1144303.

- BALDWIN, M. P. und T. J. DUNKERTON: *Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere*, *J. Geophys. Res.* **104** (D24) S. 30937 (1999).
- BALDWIN, M. P. und T. J. DUNKERTON: *Stratospheric Harbingers of Anomalous Weather Regimes*, *Science* **294** S. 581 (2001). doi:10.1126/science.1063315.
- BARI, D. D., A. GABRIEL, H. KÖRNICH und D. W. H. PETERS: *Impact of Zonal Asymmetries in the Brewer-Dobson Circulation on Ozone and Water Vapor Distribution in the Northern Middle Atmosphere* (2013), *J. Geophys. Res.*, in press.
- BIRNER, T. und H. BÖNISCH: *Residual circulation trajectories and transit times into the extratropical lowermost stratosphere*, *Atmos. Chem. Phys.* **11** S. 817 (2011). doi:10.5194/acp-11-817-2011.
- BODEKER, G. E., I. S. BOYD und W. A. MATTHEWS: *Trends and variability in vertical ozone and temperature profiles measured by ozonesondes at Lauder, New Zealand: 1986-1996*, *J. Geophys. Res.* **103** (D22) S. 28661 (1998). doi:10.1029/98JD02581.
- BOURKE, W.: *An Efficient, One-Level, Primitive-Equation Spectral Model*, *Mon. Wea. Rev.* **100** (9) S. 683 (1972).
- BRASSEUR, G. P. und S. SOLOMON: *Aeronomy of the Middle Atmosphere - Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*, 3 Aufl., Springer-Verlag (2005), Atmospheric and Oceanographic Sciences Library.
- BREWER, A. W.: *Evidence for a world circulation provided by measurements of helium and water vapor distribution in the stratosphere*, *Q.J.R. Meteorol. Soc.* **75** S. 351 (1949).
- BRONSTEIN, I. N., K. A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL und H. MÜHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*, 5. überarb. und erw. Aufl., Harri Deutsch, Thun [u.a.] (2001), ISBN 3-8171-2005-2.
- BUNZEL, F. und H. SCHMIDT: *The Brewer-Dobson Circulation in a changing climate: Impact of the model configuration* (2013), *J. Atmos. Sci.*, in press.
- BUTCHART, N., I. CIONNI, V. EYRING, T. G. SHEPHERD, D. W. WAUGH, H. AKIYOSHI, J. AUSTIN, C. BRÜHL, M. P. CHIPPERFIELD, E. CORDERO, M. DAMERIS, R. DECKERT, S. DHOMSE, S. M. FRITH, R. R. GARCIA, A. GETTELMAN, M. A. GIORGETTA, D. E. KINISON, F. LI, E. MANCINI, C. McLANDRESS, S. PAWSON, G. PITARI, D. A. PLUMMER, E. ROZANOV, F. SASSI, J. F. SCINOCCA, K. SHIBATA, B. STEIL und W. TIAN: *Chemistry-Climate Model Simulations of Twenty-First Century Stratospheric Climate and Circulation Changes*, *J. Clim.* **23** S. 5349 (2010). doi:10.1175/2010JCLI3404.1.
- BUTCHART, N. und A. A. SCAIFE: *Removal of chlorofluorocarbons by increased mass exchange between the stratosphere and troposphere in a changing climate*, *Nature* **410** S. 799 (2001).

- BUTCHART, N., A. A. SCAIFE, M. BOURQUI, J. DE GRANDPRÉ, S. H. E. HARE, J. KETTLEBOROUGH, U. LANGEMATZ, E. MANZINI, F. SASSI, K. SHIBATA, D. SHINDELL und M. SIGMOND: *Simulations of anthropogenic change in the strength of the Brewer-Dobson circulation*, *Clim. Dynam.* **27** (7-8) S. 727 (2006). doi:10.1007/s00382-006-0162-4.
- BÖNISCH, H., A. ENGEL, TH. BIRNER, P. HOOR, D. W. TARASICK und E. A. RAY: *On the structural changes in the Brewer-Dobson circulation after 2000*, *Atmos. Chem. Phys.* **11** S. 3937 (2011). doi:10.5194/acp-11-3937-2011.
- CAI, D., M. DAMERIS, H. GARNY und T. RUNDE: *Implications of all season Arctic sea-ice anomalies on the stratosphere*, *Atmos. Chem. Phys.* **12** S. 11819 (2012). doi:10.5194/acp-12-11819-2012.
- CALVO, N. und R. R. GARCIA: *Wave Forcing of the Tropical Upwelling in the Lower Stratosphere under Increasing Concentrations of Greenhouse Gases*, *J. Atmos. Sci.* **66** S. 3184 (2009). doi:10.1175/2009JAS3085.1.
- CCMVAL: *Chemistry-Climate Model Validation*, Stratospheric Processes and their Role in Climate (SPARC)/World Climate Research Programme (WCRP) 5, World Meteorological Organization (WMO) (2010).
- CHARLTON, A. J. und L. M. POLVANI: *A New Look at Stratospheric Sudden Warmings. Part I: Climatology and Modeling Benchmarks*, *J. Clim.* **20** S. 449 (2007).
- CHARNEY, J. G. und P. G. DRAZIN: *Propagation of Planetary-Scale Disturbances from the Lower into the Upper Atmosphere*, *J. Geophys. Res.* **66** (1) S. 83 (1961). doi:10.1029/JZ066i001p00083.
- COURANT, R., K. FRIEDRICHS und H. LEWY: *On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics*, *Mathematische Annalen* **100** S. 32 (1928).
- DECKERT, R. und M. DAMERIS: *Higher tropical SSTs strengthen the tropical upwelling via deep convection*, *Geophys. Res. Lett.* **35** S. L10813 (2008). doi:10.1029/2008GL033719.
- DEE, D. P., S. M. UPPALA, A. J. SIMMONS, P. BERRISFORD, P. POLI, S. KOBAYASHI, U. ANDRAE, M. A. BALMASEDA, G. BALSAMO, P. BAUER, P. BECHTOLD, A. C. M. BELJAARS, L. VAN DE BERG, J. BIDLOT, N. BORMANN C. DELSOL, R. DRAGANI, M. FUENTES, A. J. GEER, L. HAIMBERGER, S. B. HEALY, H. HERSBACH, E. V. HÓLM, L. ISAKSEN, P. KÅLLBERG, M. KÖHLER, M. MATRICARDI, A. P. McNALLY, B. M. MONGE-SANZ, J.-J. MORCRETTE, B.-K. PARK, C. PEUBEY, P. DE ROSNAY, C. TAVOLATO, J.-N. THÉPAUT und F. VITART: *The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system*, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **137** S. 553 (2011). doi:10.1002/qj.828.
- DOBSON, G. M. B.: *Atmospheric Ozone and the Movement of the Air in the Stratosphere*, *Pure and Applied Geophysics (PAGEOPH)* **106 – 108** S. 1520 (1973).

- DOBSON, G. M. B., D. N. HARRISON und J. LAWRENCE: *Measurements of the Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere and Its Relation to Other Geophysical Conditions. Part III, Proc. R. Soc. Lond. A* **122** S. 456 (1929). doi:10.1098/rspa.1929.0034.
- DUNKERTON, T. J.: *Theory of the Mesopause Semiannual Oscillation, J. Atmos. Sci.* **39** S. 2681 (1982).
- EDMON, H. J., B. J. HOSKINS und M. E. MCINTYRE: *Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere, J. Atmos. Sci.* **37** S. 2600 (1981).
- EICHELBERGER, S. J. und D. L. HARTMANN: *Changes in the strength of the Brewer-Dobson circulation in a simple AGCM, Geophys. Res. Lett.* **32** S. L15807 (2005). doi:10.1029/2005GL022924.
- ELIASSEN, A. und E. PALM: *On the transfer of energy in stationary mountain waves, Geofisica Internacional* **22** (3) S. 1 (1960).
- ENGEL, A., T. MÖBIUS, H. BÖNISCH, U. SCHMIDT, R. HEINZ, I. LEVIN, E. ATLAS, S. AOKI, T. NAKAZAWA, S. SUGAWARA, F. MOORE, D. HURST, J. ELKINS, S. SCHAUFFLER, A. ANDREWS und K. BOERING: *Age of stratospheric air unchanged within uncertainties over the past 30 years, Nat. Geosci.* **2** S. 28 (2009). doi:10.1038/ngeo388.
- ETLING, D.: *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*, 2 Aufl., Springer-Verlag (2002).
- EYRING, V., N. BUTCHART, D. W. WAUGH, H. AKIYOSHI, J. AUSTIN, S. BEKKI, G. E. BODEKER, B. A. BOVILLE, C. BRÜHL, M. P. CHIPPERFIELD, E. CORDERO, M. DAMERIS, M. DEUSHI, V. E. FIOLETOV, S. M. FRITH, R. R. GARCIA, A. GETTELMAN, M. A. GIORGETTA, V. GREWE, L. JOURDAIN, D. E. KINNISON, E. MANCINI, E. MANZINI, M. MARCHAND, D. R. MARSH, T. NAGASHIMA, P. A. NEWMAN, J. E. NIELSEN, S. PAWSON, G. PITARI, D. A. PLUMMER, E. ROZANOV, M. SCHRANER, T. G. SHEPHERD, K. SHIBATA, R. S. STOLARSKI, H. STRUTHERS, W. TIAN und M. YOSHIKI: *Assessment of temperature, trace species, and ozone in chemistry-climate model simulations of the recent past, J. Geophys. Res.* **111** S. D22308 (2006). doi:10.1029/2006JD007327.
- EYRING, V., M. P. CHIPPERFIELD, M. A. GIORGETTA, D. E. KINNISON, E. MANZINI, K. MATTHES, P. A. NEWMAN, S. PAWSON, T. G. SHEPHERD und D. W. WAUGH: *Overview of the New CCMVal Reference and Sensitivity Simulations in Support of Upcoming Ozone and Climate Assessments and the Planned SPARC CCMVal Report, Newsletter 30, SPARC* (2008).

- EYRING, V., I. CIONNI, G. E. BODEKER, A. J. CHARLTON-PEREZ, D. E. KINNISON, J. F. SCINocca, D. W. WAUGH, H. AKIYOSHI, S. BEKKI, M. P. CHIPPERFIELD, M. DAME-RIS, S. DHOMSE, S. M. FRITH, H. GARNY, A. GETTELMAN, A. KUBIN, U. LANGEMATZ, E. MANCINI, M. MARCHAND, T. NAKAMURA, L. D. OMAN, S. PAWSON, G. PITARI, D. A. PLUMMER, E. ROZANOV, T. G. SHEPHERD, K. SHIBATA, W. TIAN, P. BRAESICKE, S. C. HARDIMAN, J.-F. LAMARQUE, O. MORGENSTERN, J. A. PYLE, D. SMALE und Y. YAMA-SHITA: *Multi-model assessment of stratospheric ozone return dates and ozone recovery in CCMVal-2 models*, *Atmos. Chem. Phys.* **10** S. 9451 (2010). doi:10.5194/acp-10-9451-2010.
- FAHEY, D. W. und M. I. HEGGLIN: *Twenty Questions and Answers About the Ozone Layer: 2010 Update*, Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2010, World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland (2011).
- FLURY, T., D. L. WU und W. G. READ: *Variability of the Brewer-Dobson circulation's meridional and vertical branch using Aura/MLS water vapor*, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* **12** S. 21291 (2012). doi:10.5194/acpd-12-21291-2012.
- FOMICHEV, V. I., A. I. JONSSON, J. DE GRANDPRÉ, S. R. BEAGLEY, C. MCLANDRESS, K. SEMENIUK und T. G. SHEPHERD: *Response of the Middle Atmosphere to CO₂ Doubling: Results from the Canadian Middle Atmosphere Model*, *J. Clim.* **20** S. 1121 (2007).
- FORSTER, P. M., V. I. FOMICHEV, E. ROZANOV, C. CAGNAZZO, A. I. JONSSON, U. LANGEMATZ, B. FOMIN, M. J. IACONO, B. MAYER, E. MLAWER, G. MYHRE, R. W. PORTMANN, H. AKIYOSHI, V. FALALEEVA, N. GILLETT, A. KARPECHKO, J. LI, P. LEMENNAIS, O. MORGENSTERN, S. OBERLÄNDER, M. SIGMOND und K. SHIBATA: *Evaluation of radiation scheme performance within chemistry climate models*, *J. Geophys. Res.* **116** S. D10302 (2011). doi:10.1029/2010JD015361.
- FOUQUART, Y. und B. BONNEL: *Computations of Solar Heating of the Earth's Atmosphere: A New Parameterization*, *Contributions to Atmospheric Physics* **53** (1) S. 35 (1980).
- FRANCIS, J. A., W. CHAN, D. J. LEATHERS, J. R. MILLER und D. E. VERON: *Winter Northern Hemisphere weather patterns remember summer Arctic sea-ice extent*, *Geophys. Res. Lett.* **36** S. L07503 (2009). doi:10.1029/2009GL037274.
- FUEGLISTALER, S., P. H. HAYNES und P. M. FORSTER: *The annual cycle in lower stratospheric temperatures revisited*, *Atmos. Chem. Phys.* **11** S. 3701 (2011). doi:10.5194/acp-11-3701-2011.
- GARCIA, R. R. und W. J. RANDEL: *Acceleration of the Brewer-Dobson Circulation due to Increases in Greenhouse Gases*, *J. Atmos. Sci.* **65** S. 2731 (2008). doi:10.1175/2008JAS2712.1.
- GARCIA, R. R., W. J. RANDEL und D. E. KINNISON: *On the determination of age of air trends from atmospheric trace species*, *J. Atmos. Sci.* **68** S. 139 (2011). doi:10.1175/2010JAS3527.1.

- GARNY, H., M. DAMERIS, W. RANDEL, G. E. BODEKER und R. DECKERT: *Dynamically Forced Increase of Tropical Upwelling in the Lower Stratosphere*, *J. Atmos. Sci.* **68** S. 1214 (2011a). doi:10.1175/2011JAS3701.1.
- GARNY, H., M. DAMERIS und A. STENKE: *Impact of prescribed SSTs on climatologies and long-term trends in CCM simulations*, *Atmos. Chem. Phys.* **9** S. 6017 (2009).
- GARNY, H., V. GREWE, M. DAMERIS, G. E. BODEKER und A. STENKE: *Attribution of ozone changes to dynamical and chemical processes in CCMs and CTMs*, *Geoscientific Model Development Discussions* **4** (1) S. 1 (2011b). doi:10.5194/gmdd-4-1-2011, <http://www.geosci-model-dev-discuss.net/4/1/2011>.
- GRAFF, L. S. und J. H. LACASCE: *Changes in the Extratropical Storm Tracks in Response to Changes in SST in an AGCM*, *J. Clim.* **25** S. 1854 (2012). doi:10.1175/JCLI-D-11-00174.1.
- GREWE, V.: *The origin of ozone*, *Atmos. Chem. Phys.* **6** S. 1495 (2006).
- HÄCKEL, H.: *Meteorologie*, 2 Aufl., Ulmer-Verlag, Stuttgart (1999).
- HAKLANDER, A. J., P. C. SIEGMUND, M. SIGMOND und H. M. KELDER: *How does the northern-winter wave driving of the Brewer-Dobson circulation increase in an enhanced-CO₂ climate simulation?*, *Geophys. Res. Lett.* **325** S. L07702 (2008). doi:10.1029/2007GL033054.
- HALL, T. M. und R. A. PLUMB: *Age as a diagnostic of stratospheric transport*, *J. Geophys. Res.* **99** (D1) S. 1059 (1994).
- HALL, T. M., D. W. WAUGH, K. A. BOERING und R. A. PLUMB: *Evaluation of transport in stratospheric models*, *J. Geophys. Res.* **104** (D15) S. 18815 (1999).
- HAYNES, P. H., C. J. MARKS, M. E. MCINTYRE, T. G. SHEPHERD und K. P. SHINE: *On the 'Downward Control' of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces*, *J. Atmos. Sci.* **48** (4) S. 651 (1991).
- HINES, C. O.: *Doppler-spread parameterization of gravity-wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1: Basic formulation*, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* **59** (4) S. 371 (1997a).
- HINES, C. O.: *Doppler-spread parameterization of gravity-wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 2: Broad and quasi monochromatic spectra, and implementation*, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* **59** (4) S. 387 (1997b).
- HIROTA, I.: *Observational Evidence of the Semiannual Oscillation in the Tropical Middle Atmosphere – A Review*, *Pure Appl. Geophys.* **118** S. 217 (1980).
- HOLTON, J. R.: *On the Global Exchange of Mass between the Stratosphere and the Troposphere*, *J. Atmos. Sci.* **47** (3) S. 392 (1990).

- HOLTON, J. R. und M. J. ALEXANDER: *The role of waves in the transport circulation of the middle atmosphere*, *Geophys. Monogr. Ser.* **123** S. 21 (2000). doi:10.1029/GM123p0021.
- HOLTON, J. R., P. H. HAYNES, M. E. MCINTYRE, A. R. DOUGLASS, R. B. ROOD und L. PFISTER: *Stratosphere-Troposphere Exchange*, *Rev. Geophys.* **33** (4) S. 403 (1995).
- HOLTON, J.R.: *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Bd. 88, 4 Aufl., Academic Press (2004).
- HU, Y. und K. K. TUNG: *Possible Ozone-Induced Long-Term Changes in Planetary Wave Activity in Late Winter*, *J. Clim.* **16** S. 3027 (2003).
- IPCC: *Climate change 2001: The scientific basis.*, Contribution of Working Group 1 to the Third Assessment Report, Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, United Kingdom und New York, NY, USA (2001), J.T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell und C. A. Johnson (Editoren).
- IPCC: *Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report*, Contribution of Working Group 1 to the Fourth Assessment Report, Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom und New York, NY, USA (2007), S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor und H. L. Miller (Editoren).
- JAISER, R., K. DETHLOFF, D. HANDORF, A. RINKE und J. COHEN: *Impact of sea ice cover changes on the Northern Hemisphere atmospheric winter circulation*, *Tellus* **64** S. 11595 (2012). doi:10.3402/tellusa.v64i0.11595.
- JAMES, I. A.: *Introduction to Circulating Atmospheres*, 1 Aufl., Cambridge University Press (1994), A. J. Dessler, J. T. Houghton und M. J. Rycroft (Editoren).
- JOHNS, T. C., C. F. DURMAN, H. T. BANKS, M. J. ROBERTS, A. J. MCLAREN, J. K. RIDLEY, C. A. SENIOR, K. D. WILLIAMS, A. JONES, G. J. RICKARD, S. CUSACK, W. J. INGRAM, M. CRUCIFIX, D. M. H. SEXTON, M. M. JOSHI, B.-W. DONG, H. SPENCER, R. S. R. HILL, J. M. GREGORY, A. B. KEEN, A. K. PARDAENS, J. A. LOWE, A. BODAS-SALCEDO, S. STARK und Y. SEARL: *The New Hadley Centre Climate Model (HadGEM1): Evaluation of Coupled Simulations*, *J. Clim.* **19** S. 1327 (2006).
- JONSSON, A. I., J. DE GRANDPRÉ, V. I. FOMICHEV, J. C. MCCONNELL und S. R. BEAGLEY: *Doubled CO₂-induced cooling in the middle atmosphere: Photochemical analysis of the ozone radiative feedback*, *J. Geophys. Res.* **109** S. D24103 (2004). doi:10.1029/2004JD005093.
- JUNGCLAUS, J. H., N. KEENLYSIDE, M. BOTZET, H. HAAK, J.-J. LUO, M. LATIF, J. MAROTZKE, U. MIKOLAJEWICZ und E. ROECKNER: *Ocean circulation and tropical variability in the coupled model ECHAM5/MPI-OM*, *J. Clim.* **19** S. 3952 (2006). doi:10.1175/JCLI3827.1.

- JÖCKEL, P., A. KERKWEIG, J. BUCHHOLZ-DIETSCH, H. TOST, R. SANDER und A. POZZER: *Technical Note: Coupling of chemical processes with the Modular Earth Submodel System (MESSy) submodel TRACER*, *Atmos. Chem. Phys.* **8** S. 1677 (2008).
- JÖCKEL, P., R. SANDER, A. KERKWEIG, H. TOST und J. LELIEVELD: *Technical Note: The Modular Earth Submodel System (MESSy) - a new approach towards Earth System Modelling*, *Atmos. Chem. Phys.* **5** S. 433 (2005).
- JÖCKEL, P., H. TOST, A. POZZER, C. BRÜHL, J. BUCHHOLZ, L. GANZEVELD, P. HOOR, A. KERKWEIG, M. G. LAWRENCE, R. SANDER, B. STEIL, G. STILLER, M. TANARTHE, D. TARABORELLI, J. VAN AARDENNE und J. LELIEVELD: *The atmospheric chemistry general circulation model ECHAM5/MESSy1: consistent simulation of ozone from the surface to the mesosphere*, *Atmos. Chem. Phys.* **6** S. 5067 (2006).
- KAWATANI, Y., K. HAMILTON und A. NODA: *The Effects of Changes in Sea Surface Temperature and CO₂ Concentration on the Quasi-Biennial Oscillation*, *J. Atmos. Sci.* **69** S. 1734 (2012). doi:10.1175/JAS-D-11-0265.1.
- KINOSHITA, T., Y. TOMIKAWA und K. SATO: *On the Three-Dimensional Residual Mean Circulation and Wave Activity Flux of the Primitive Equations*, *J. Meteor. Soc. Japan* **88** (3) S. 373 (2010).
- KODAMA, C. und T. IWASAKI: *Influence of the SST Rise Baroclinic Instability Wave Activity under an Aquaplanet Condition*, *J. Atmos. Sci.* **66** S. 2272 (2009). doi:10.1175/2009JAS2964.
- KODAMA, C., T. IWASAKI, K. SHIBATA und S. YUKIMOTO: *Changes in the stratospheric mean meridional circulation due to increased CO₂: Radiation- and sea surface temperature-induced effects*, *J. Geophys. Res.* **112** S. D16103 (2007). doi:10.1029/2006JD008219.
- KRAUS, H.: *Die Atmosphäre der Erde - Eine Einführung in die Meteorologie*, 3 Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2004).
- LABITZKE, K. G.: *Die Stratosphäre : Phänomene, Geschichte, Relevanz*, Springer-Verlag, Berlin (1998).
- LAMARQUE, J.-F., T. C. BOND, V. EYRING, C. GRANIER, A. HEIL, Z. KLIMONT, D. LEE, C. LIOUSSE, A. MIEVILLE, B. OWEN, M. G. SCHULTZ, D. SHINDELL, S. J. SMITH, E. STEHFESTAND J. VAN AARDENNE, O. R. COOPER, M. KAINUMA, N. MAHOWALD, J. R. MCCONNELL, V. NAIK, K. RIAHI und D. P. VAN VUUREN: *Historical (1850-2000) gridded anthropogenic and biomass burning emissions of reactive gases and aerosols: methodology and application*, *Atmos. Chem. Phys.* **10** S. 7017 (2010). doi:10.5194/acp-10-7017-2010.
- LEAN, J. L., G. J. ROTTMANN, J. HARDER und G. KOPP: *SORCE contributions to new understanding of global change and solar variability*, *Solar Physics* **230** S. 27 (2005).

- LI, F., J. AUSTIN und J. WILSON: *The Strength of the Brewer-Dobson Circulation in a Changing Climate: Coupled Chemistry-Climate Model Simulations*, *J. Clim.* **21** S. 40 (2008). doi: 10.1175/2007JCLI1663.1.
- LI, F., R. S. STOLARSKI, S. PAWSON, P. A. NEWMAN und D. WAUGH: *Narrowing of the upwelling branch of the Brewer-Dobson Circulation and Hadley cell in chemistry-climate model simulations of the 21st century*, *Geophys. Res. Lett.* **37** S. L13702 (2010). doi: 10.1029/2010GL043718.
- LI, F., D. WAUGH, A. R. DOUGLASS, P. A. NEWMANN, S. PAWSON, R. S. STOLARSKI, S. E. STRAHAN und J. E. NIELSEN: *Seasonal variations of stratospheric age spectra in in the Goddard Earth Observing System Chemistry Climate Model (GEOSCCM)*, *J. Geophys. Res.* **117** S. D05134 (2012). doi:10.1029/2011JD016877.
- LI, Q., H. F. GRAF und M. A. GIORGETTA: *Stationary planetary wave propagation in Northern Hemisphere winter - climatological analysis of the refractive index*, *Atmos. Chem. Phys.* **7** S. 183 (2007).
- LIN, S. J. und R. B. ROOD: *Multidimensional Flux-Form Semi-Lagrangian Transport Schemes*, *Mon. Wea. Rev.* **124** S. 2046 (1996).
- LOTT, F. und M. J. MILLER: *A new subgrid-scale orographic drag parameterization: Its formulation and testing*, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **123** S. 101 (1997).
- MARSLAND, S. J., H. HAAK, J. H. JUNGCLAUS, M. LATIF und F. RÖSKE: *The Max-Planck-Institute global ocean/sea ice model with orthogonal curvilinear coordinates*, *Ocean Modelling* **5** S. 91 (2003).
- MARTIN, G. M., M. A. RINGER, V. D. POPE, A. JONES, C. DEARDEN und T. J. HINTON: *The Physical Properties of the Atmosphere in the New Hadley Centre Global Environmental Model (HadGEM1). Part I: Model Description and Global Climatology*, *J. Clim.* **19** S. 1274 (2006).
- MATSUNO, T.: *Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere*, *J. Atmos. Sci.* **27** S. 871 (1970).
- MCCONNELL, J. C. und J. J. JIN: *Stratospheric Ozone Chemistry*, *Atmosphere-Ocean* **46** (1) S. 69 (2008). doi:10.3137/ao.460104.
- McFARLANE, N. A.: *The Effect of Orographically Excited Gravity Wave Drag on the General Circulation of the Lower Stratosphere and Troposphere*, *J. Atmos. Sci.* **44** S. 14 (1987).
- MCLANDRESS, C., A. I. JONSSON, D. A. PLUMMER, M. C. READER, J. F. SCINOCCA und T. G. SHEPHERD: *Separating the Dynamical Effects of Climate Change and Ozone Depletion. Part I: Southern Hemisphere Stratosphere*, *J. Clim.* **23** S. 5002 (2010). doi: 10.1175/2010JCLI3586.1.

- MCLANDRESS, C. und T. G. SHEPHERD: *Simulated Anthropogenic Changes in the Brewer-Dobson Circulation, Including Its Extension to High Latitudes*, *J. Clim.* **22** S. 1516 (2009). doi:10.1175/2008JCLI2679.1.
- MESSY, MODULAR EARTH SUBMODEL SYSTEM: Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz (2013), <http://www.messy-interface.org>.
- MILLER, M. J., T. N. PALMER und R. SWINBANK: *Parameterization and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models*, *Meteor. Atmos. Phys.* **40** S. 84 (1989).
- MLAWER, E. J., S. J. TAUBMAN, P. D. BROWN, M. J. IACONO und S. A. CLOUGH: *Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave*, *J. Geophys. Res.* **102** (D14) S. 16663 (1997).
- MONIER, E. und B. C. WEARE: *Climatology and trends in the forcing of the stratospheric zonal-mean flow*, *Atmos. Chem. Phys.* **11** S. 12751 (2011). doi:10.5194/acp-11-12751-2011.
- MONTREAL-PROTOKOLL: *Handbook for the Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer*, Eighth edition, United Nations Environment Programme (UNEP), Nairobi, Kenya (2009).
- MOTE, P. W., K. H. ROSENLOF, J. R. HOLTON, R. S. HARWOOD und J. W. WATERS: *Seasonal Variations of Water Vapor in the Tropical Lower Stratosphere*, *Geophys. Res. Lett.* **22** (9) S. 1093 (1995).
- MOTE, P. W., K. H. ROSENLOF, M. E. MCINTYRE, E. S. CARR, J. C. GILLE, J. R. HOLTON, J. S. KINNERSLEY, H. C. PUMPHREY, J. M. RUSSELL und J. W. WATERS: *An atmospheric tape recorder: The imprint of tropical tropopause temperatures on the stratospheric water vapor*, *J. Geophys. Res.* **101** (D2) S. 3989 (1996).
- NEU, J. L. und R. A. PLUMB: *Age of air in a 'leaky pipe' model of stratospheric transport*, *J. Geophys. Res.* **104** (D16) S. 19243 (1999). doi:10.1029/1999JD900251.
- NISSEN, K. M., K. MATTHES, U. LANGEMATZ und B. MAYER: *Towards a better representation of the solar cycle in general circulation models*, *Atmos. Chem. Phys.* **7** S. 5391 (2007).
- OBERLÄNDER, S., U. LANGEMATZ, K. MATTHES, M. KUNZE, A. KUBIN, J. HARDER, N. A. KRIVOVA, S. K. SOLANKI, J. PAGARAN und M. WEBER: *The influence of spectral solar irradiance data on stratospheric heating rates during the 11 year solar cycle*, *Geophys. Res. Lett.* **39** S. L01801 (2012). doi:10.1029/2011GL049539.
- OBERLÄNDER, S., U. LANGEMATZ und S. MEUL: *Unravelling impact factors for future changes of the Brewer-Dobson Circulation* (2013), submitted to *J. Geophys. Res.*
- OKAMOTO, K., K. SATO und H. AKIYOSHI: *A study on the formation and trend of the Brewer-Dobson circulation*, *J. Geophys. Res.* **116** S. D10117 (2011). doi:10.1029/2010JD014953.

- OLSEN, M. A., M. R. SCHOEBERL und J. E. NIELSEN: *Response of stratospheric circulation and stratosphere-troposphere exchange to changing sea surface temperatures*, *J. Geophys. Res.* **112** S. D16104 (2007). doi:10.1029/2006JD008012.
- OMAN, L., D. W. WAUGH, S. PAWSON, R. S. STOLARSKI und P. A. NEWMAN: *On the influence of anthropogenic forcings on changes in the stratospheric mean age*, *J. Geophys. Res.* **114** S. D03105 (2009). doi:10.1029/2008JD010378.
- OMAN, L. D., D. A. PLUMMER, D. W. WAUGH, J. AUSTIN, J. SCINOCCA, A. R. DOUGLASS, R. J. SALAWITCH, T. CANTY, H. AKIYOSHI, S. BEKKI, P. BRAESICKE, N. BUTCHART, M. CHIPPERFIELD, D. CUGNET, S. DHOMSE, V. EYRING, S. FRITH, S. C. HARDIMAN, D. E. KINNISON, J. F. NIELSEN, D. OLIVIÉ, G. PITARI, J. PYLE, E. ROZANOV, T. G. SHEPHERD, K. SHIBATA, R. S. STOLARSKI, H. TEYSSÈDRE, W. TIAN und Y. YAMASHITA: *Multimodel assessment of the factors driving stratospheric ozone evolution over the 21st century*, *J. Geophys. Res.* **115** S. D24306 (2010). doi:10.1029/2010JD014362.
- ORSOLINI, Y. J., R. SENAN, R. E. BENESTAD und A. MELSOM: *Autumn atmospheric response to the 2007 low Arctic sea ice extent in coupled ocean-atmosphere hindcasts*, *Clim. Dynam.* **38** S. 2437 (2012). doi:10.1007/s00382-011-1169-z.
- PLUMB, R. A.: *On the Three-Dimensional Propagation of Stationary Waves*, *J. Atmos. Sci.* **42** (3) S. 217 (1985).
- PLUMB, R. A.: *Stratospheric Transport*, *J. Meteor. Soc. Japan* **80** S. 793 (2002).
- RANDEL, W. J., K. P. SHINE, J. AUSTIN, J. BARNETT, C. CLAUD, N. P. GILLETT, P. KECKHUT, U. LANGEMATZ, R. LIN, C. LONG, F. WU und S. YODEN: *An update of observed stratospheric temperature trends*, *J. Geophys. Res.* **114** S. D02107 (2009). doi:10.1029/2008JD010421.
- RANDEL, W. J., F. WU, H. VÖMEL, G. E. NEDOLUHA und P. FORSTER: *Decreases in stratospheric water vapor after 2001: Links to changes in the tropical tropopause and the Brewer-Dobson circulation*, *J. Geophys. Res.* **111** S. D12312 (2006). doi:10.1029/2005JD006744.
- RAY, E. A., F. L. MOORE, K. H. ROSENLOF, S. M. DAVIS, H. BÖNISCH, O. MORGENTERN, D. SMALE, E. ROZANOV, M. HEGGLIN, G. PITARI, E. MANCINI, P. BRAESICKE, N. BUTCHART, S. HARDIMAN, F. LI, K. SHIBATA und D. A. PLUMMER: *Evidence for changes in stratospheric transport and mixing over the past three decades based on multiple data sets and tropical leaky pipe analysis*, *J. Geophys. Res.* **115** S. D21304 (2010). doi:10.1029/2010JD014206.
- RAYNER, N. A., D. E. PARKER, E. B. HORTON, C. K. FOLLAND, L. V. ALEXANDER, D. P. ROWELL, E. C. KENT und A. KAPLAN: *Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century*, *J. Geophys. Res.* **108** S. D14 (2003). doi:10.1029/2002JD002670.

- REDDMANN, T., R. RUHNKE und W. KOUKER: *Three-dimensional model simulations of SF6 with mesospheric chemistry*, *J. Geophys. Res.* **106** (D13) S. 14525 (2001).
- RIND, D., J. JONAS, S. STAMMERJOHN und P. LONERGAN: *The Antarctic ozone hole and the Northern Annular Mode: A stratospheric interhemispheric connection*, *Geophys. Res. Lett.* **36** S. L09818 (2009). doi:10.1029/2009GL037866.
- RIND, D., D. SHINDELL, P. LONERGAN und N. K. BALACHANDRAN: *Climate Change and the Middle Atmosphere. Part III: The Doubled CO₂ Climate Revisited*, *J. Clim.* **11** S. 876 (1998).
- RIND, D., R. SUOZZO, N. K. BALACHANDRAN, A. LACIS und G. RUSSELL: *The GISS Global Climate-Middle Atmosphere Model. Part I: Model Structure and Climatology*, *J. Atmos. Sci.* **45** (3) S. 329 (1988).
- RIND, D., R. SUOZZO, N. K. BALACHANDRAN und M. J. PRATHER: *Climate Change and the Middle Atmosphere. Part I: The Doubled CO₂ Climate*, *J. Atmos. Sci.* **47** (4) S. 475 (1990).
- ROBERT, A.: *A Semi-Lagrangian and Semi-Implicit Numerical Integration Scheme for the Primitive Meteorological Equations*, *J. Meteor. Soc. Japan* **60** S. 319 (1982).
- ROECKNER, E.: *Allgemeine Zirkulationsmodelle, Atmosphäre, Promet* **29** S. 6 (2003).
- ROECKNER, E., R. BROKOPF, M. ESCH, M. GIORGETTA, S. HAGEMANN, L. KORNBLUEH, E. MANZINI, U. SCHLESE und U. SCHULZWEIDA: *The atmospheric general circulation model ECHAM5. PART II: Sensitivity of Simulated Climate to Horizontal and Vertical Resolution.*, Report Nr. 354, Max-Planck-Institut für Meteorologie (2004).
- ROECKNER, E., G. BAÜML, L. BONAVENTURA, R. BROKOPF, M. ESCH, M. GIORGETTA, S. HAGEMANN, I. KIRCHNER, L. KORNBLUEH, E. MANZINI, A. RHODIN, U. SCHLESE, U. SCHULZWEIDA und A. TOMPKINS: *The atmospheric general circulation model ECHAM5. PART I: Model description.*, Report Nr. 349, Max-Planck-Institut für Meteorologie (2003).
- ROSCOE, H. K.: *The Brewer-Dobson circulation in the stratosphere and mesosphere - Is there a trend?*, *Advances in space research* **38** S. 2446 (2006). doi:10.1016/j.asr.2006.02.078.
- ROSENLOF, K. H., A. F. TUCK, K. K. KELLY, J. M. RUSSELL III und M. P. MCCORMICK: *Hemispheric asymmetries in water vapor and inferences about transport in the lower stratosphere*, *J. Geophys. Res.* **102** (D11) S. 13213 (1997). doi:10.1029/97JD00873.
- SANDER, R., A. KERKWEIG, P. JÖCKEL und J. LELIEVELD: *Technical Note: The new comprehensive atmospheric chemistry module MECCA*, *Atmos. Chem. Phys.* **5** S. 445 (2005).
- SANDU, A. und R. SANDER: *Technical Note: Simulating chemical systems in Fortran90 and Matlab with the Kinetic PreProcessor KPP-2.1*, *Atmos. Chem. Phys.* **6** S. 187 (2006).

- SANDU, A., J. G. VERWER, J. G. BLOM, E. J. SPEE, G. R. CARMICHAEL und F. A. POTRA: *Benchmarking stiff ODE solvers for atmospheric chemistry problems II: Rosenbrock solvers, Atmospheric Environment* **31** (20) S. 3459 (1997).
- SAUSEN, R., R. VOSS und M. PONATER: *Orographic Forcing in ECHAM, Beitr. Phys. Atmosph.* **66** (3) S. 239 (1993).
- SCHERHAG, R.: *Die explosionsartigen Stratosphärenwärmungen des Spätwinters 1951/52, Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone* **6** (38) S. 51 (1952).
- SCHMIDT, H., S. RAST, F. BUNZEL, M. ESCH, M. GIORGETTA, S. KINNE, T. KRISMER, G. STENCHIKOV, C. TIMMRECK, L. TOMASSINI und M. WALZ: *The response of the middle atmosphere to anthropogenic and natural forcing in the CMIP5 simulations with the MPI-ESM, J. Adv. Model. Earth Syst.* (2013). doi:10.1002/jame.20014.
- SCHULTZ, M., S. RAST, M. VAN HET BOLSCHER, T. PULLES, R. BRAND, J. PEREIRA, B. MOTA, A. SPESSA, S. DALSORN, T. VAN NOJIE und S. SZOPA: *Emission data sets and methodologies for estimating emissions, EU-Contract EVK2-CT-2002-00170, REanalysis of the Tropospheric chemical composition over the past 40 years, A long-term global modeling study of tropospheric chemistry funded under the 5th EU framework programme* (2007).
- SCHÖNWIESE, C.D.: *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*, 4. verbes. und erw. Aufl., Gebrüder Borntraeger, Stuttgart [u.a.] (2006), ISBN 3-443-01057-1.
- SCINOCCA, J. F., M. C. READER, D. A. PLUMMER, M. SIGMOND, P. J. KUSHNER, T. G. SHEPHERD und A. R. RAVISHANKARA: *Impact of sudden Arctic sea-ice loss on stratospheric polar ozone recovery, Geophys. Res. Lett.* **36** S. L24701 (2009). doi:10.1029/2009GL041239.
- SEDLÁČEK, J., R. KNUTTI, O. MARTIUS und U. BEYERLE: *Impact of Reduced Arctic Sea Ice Cover on Ocean and Atmospheric Properties, J. Clim.* **25** S. 307 (2012). doi:10.1175/2011JCLI3904.1.
- SEIERSTAD, I. A. und J. BADER: *Impact of a projected future Arctic Sea Ice reduction on extratropical storminess and the NAO, Clim. Dynam.* **33** S. 937 (2009). doi:10.1007/s00382-008-0463-x.
- SEINFELD, J.H. und S.N. PANDIS: *Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change*, 2 Aufl., John Wiley and Sons (2006).
- SHARP: *Stratospheric Change and its Role for Climate Prediction*, Application for the DFG-Research Unit FOR 1095, DFG (2008).
- SHEPHERD, T. G. und C. MCLANDRESS: *A Robust Mechanism for Strengthening of the Brewer-Dobson Circulation in Response to Climate Change: Critical-Layer Control of Subtropical Wave Breaking, J. Atmos. Sci.* **68** S. 784 (2011). doi:10.1175/2010JAS3608.1.

- SHINDELL, D. T., R. L. MILLER, G. A. SCHMIDT und L. PANDOLFO: *Simulation of recent northern winter climate trends by greenhouse-gas forcing*, *Nature* **399** S. 452 (1999).
- SIGMOND, M. und J. F. SCINOCCA: *The Influence of the Basic State on the Northern Hemisphere Circulation Response to Climate Change*, *J. Clim.* **23** S. 1434 (2009). doi: 10.1175/2009JCLI3167.1.
- SIGMOND, M., P. C. SIEGMUND, E. MANZINI und H. KELDER: *A Simulation of the Separate Climate Effects of Middle-Atmospheric and Tropospheric CO₂ Doubling*, *J. Clim.* **17** S. 2352 (2004).
- SINGARAYER, J. S., J. L. BAMBER und P. J. VALDES: *Twenty-First-Century Climate Impacts from a Declining Arctic Sea Ice Cover*, *J. Clim.* **19** S. 1109 (2006).
- SRES, IPCC: *Special report on emissions scenarios*, A special report of Working Group III of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, Cambridge, U.K. (2000), N. Nakicenovic und R. Swart (Editoren).
- STENKE, A., M. DAMERIS, V. GREWE und H. GARNY: *Implications of Lagrangian transport for simulations with a coupled chemistry-climate model*, *Atmos. Chem. Phys.* **9** S. 5489 (2009).
- STEVENS, B., M. GIORGETTA, M. ESCH, TH. MAURITSEN, T. CRUEGER, S. RAST, M. SALZMANN, H. SCHMIDT, J. BADER, K. BLOCK, R. BROKOPF, I. FAST, S. KINNE, L. KORNBLUEH, U. LOHMANN, R. PINCUS, TH. REICHLER und E. ROECKNER: *The Atmospheric Component of the MPI-M Earth System Model: ECHAM6*, *J. Adv. Model. Earth Syst.* (2013). doi:10.1002/jame.20015.
- STILLER, G., T. VON CLARMANN, F. HAENEL, B. FUNKE und N. GLATTHOR, U. GRABOWSKI, S. KELLMANN, M. KIEFER, A. LINDEN, S. LOSSOW und M. LOPEZ-PUERTAS: *Observed temporal evolution of global mean age of stratospheric air for the 2002 to 2010 period*, *Atmos. Chem. Phys.* **12** S. 3311 (2012). doi:10.5194/acp-12-3311-2012.
- STILLER, G. P., T. VON CLARMANN, M. HÖPFER, N. GLATTHOR, U. GRABOWSKI, S. KELLMANN, A. KLEINERT, A. LINDEN, M. MILZ, T. REDDMANN, T. STECK, H. FISCHER, B. FUNKE, M. LOPEZ-PUERTAS und A. ENGEL: *Global distribution of mean age of stratospheric air from MIPAS SF₆ measurements*, *Atmos. Chem. Phys.* **8** S. 677 (2008). doi: 10.5194/acp-8-677-2008.
- THOMPSON, D. W. J. und S. SOLOMON: *Recent Stratospheric Climate Trends as Evidenced in Radiosonde Data: Global Structure and Tropospheric Linkages*, *J. Clim.* **18** S. 4785 (2005).
- TIEDTKE, M.: *A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models*, *Mon. Wea. Rev.* **117** S. 1779 (1989).

- UPPALA, S. M., P. W. KÅLLBERG, A. J. SIMMONS, U. ANDRAE, V. DA COSTA BECHTOLD, M. FIORINO, J. K. GIBSON, J. HASELER, A. HERNANDEZ, G. A. KELLY, X. LI, K. ONOGI, S. SAARINEN, N. SOKKA, R. P. ALLAN, E. ANDERSSON, K. ARPE, M. A. BALMASEDA, A. C. M. BELJAARS, L. VAN DE BERG, J. BIDLOT, N. BORMANN, S. CAIRES, F. CHEVALIER, A. DETHOF, M. DRAGOSAVAC, M. FISHER, M. FUENTES, S. HAGEMANN, E. HÓLM, B. J. HOSKINS, L. ISAKSEN, P. A. E. M. JANSSEN, R. JENNE, A. P. MCNALLY, J.-F. MAHFOUF, J.-J. MORCLETTE, N. A. RAYNER, R. W. SAUNDERS, P. SIMON, A. STERL, K. E. TRENBERTH, A. UNTCH, D. VASILJEVIC, P. VITERBO und J. WOOLLEN: *The ERA-40 reanalysis*, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **131** S. 2961 (2005). doi:10.1256/qj.04.176.
- VAN VUUREN, D. P., J. EDMONDS, M. KAINUMA, K. RIAHI, A. THOMSON, K. HIBBARD, G. C. HURTT, T. KRAM, V. KREY, J.-F. LAMARQUE, T. MASUI, M. MEINSHAUSEN, N. NAKICENOVIC, S. J. SMITH und S. K. ROSE: *The representative concentration pathways: an overview.*, *Climatic Change* **109** S. 5 (2011). doi:10.1007/s10584-011-0148-z.
- WAUGH, D. W. und T. M. HALL: *Age of stratospheric air: Theory, observations, and models*, *Rev. Geophys.* **40** S. 4 (2002). doi:10.1029/2000RG000101.
- WEBER, M., S. DIKTY, J. P. BURROWS, H. GARNY, M. DAMERIS, A. KUBIN, J. ABALICHIN und U. LANGEMATZ: *The Brewer-Dobson circulation and total ozone from seasonal to decadal time scales*, *Atmos. Chem. Phys.* **11** S. 11221 (2011). doi:10.5194/acp-11-11221-2011.
- WINTER, B. und M. BOURQUI: *Wave forcing in the stratosphere under doubled-CO₂ conditions in a 100-year coupled chemistry-climate model study*, *J. Geophys. Res.* **115** S. D12126 (2010). doi:10.1029/2009JD012777.
- WMO: *Atmospheric Ozone 1985. Assessment of Our Understanding of the Processes Controlling its Present Distribution and Change.*, Global Ozone Research and Monitoring Project-Report 16, World Meteorological Organization (1985).
- WMO: *Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2006*, Global Ozone Research and Monitoring Project-Report 50, World Meteorological Organization (WMO)/United Nations Environment Programme (UNEP), Geneva, Switzerland (2007).
- WMO: *Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2010*, Global Ozone Research and Monitoring Project-Report 52, World Meteorological Organization (WMO)/United Nations Environment Programme (UNEP), Geneva, Switzerland (2011).
- YOUNG, P. J., K. H. ROSENLOF, S. SOLOMON, S. C. SHERWOOD, Q. FU und J.-F. LAMARQUE: *Changes in Stratospheric Temperatures and Their Implications for Changes in the Brewer-Dobson Circulation, 1979-2005*, *J. Clim.* **25** S. 1759 (2012). doi:10.1175/2011JCLI4048.1.
- YOUNG, P. J., D. W. J. THOMPSON, K. H. ROSENLOF, S. SOLOMON und J.-F. LAMARQUE: *The Seasonal Cycle and Interannual Variability in Stratospheric Temperatures and Links to the Brewer-Dobson Circulation: An Analysis of MSU and SSU Data*, *J. Clim.* **24** S. 6243 (2011). doi:10.1175/JCLI-D-10-05028.1.

YULAEVA, E., J. R. HOLTON und J. M. WALLACE: *On the Cause of the Annual Cycle in Tropical Lower-Stratospheric Temperatures*, *J. Atmos. Sci.* **51** (2) S. 169 (1994).

Danksagung

Zuallererst möchte ich mich ganz herzlich bei allen Mitgliedern der Stratosphärengruppe und weiteren Mitarbeitern des Instituts für Meteorologie der Freien Universität Berlin bedanken.

- Ein herzlicher Dank gilt meiner Betreuerin Prof. Dr. Ulrike Langematz. Sie hat mich in meiner wissenschaftlichen Arbeit unterstützt, mir Anregungen und Ideen mit auf den Weg gegeben und mir geholfen, meine Ergebnisse richtig zu interpretieren. Zudem hat sie meine Untersuchungen in die richtige Richtung gelenkt und mir gezeigt, wie wichtig es ist, das Augenmerk auf die wesentlichen Dinge zu richten.
- Ein ganz besonderer Dank geht an meine Kollegin und gute Freundin Stefanie Meul, für die quasi perfekte Zusammenarbeit in den letzten dreieinhalb Jahren. Zusammen haben wir die anfänglichen Modellprobleme überwunden, die Simulationen durchgeführt und uns gegenseitig bei der technischen Umsetzung unserer Analysen und der Interpretation der Ergebnisse unterstützt. Vielen Dank, Steffi, bei dir habe ich immer ein offenes Ohr gefunden. Zusammen waren Probleme nur noch halb so problematisch und nach einer kurzen Kaffeepause mit anregenden Diskussionen kam so manche Lösung von ganz allein. Zudem war es gerade in der Endphase meiner Arbeit eine enorme moralische Unterstützung spät am Abend nicht ganz allein im Institut zu sein.
- Dr. Anne Kubin und Markus Kunze haben mich insbesondere in der Anfangsphase meiner Arbeit sehr unterstützt. Die Modellierung mit EMAC wäre ohne die vielen Hilfestellungen zu Beginn nicht möglich gewesen. Für die Datennachbereitung standen zahlreiche Auswerteprogramme zur Verfügung, deren Implementierung an der FU zum großen Teil auf Markus Kunze zurückgeht. Dr. Anne Kubin danke ich für die Durchführung und Bereitstellung der transienten Simulationen SCN-B2d, SCN-B2c und REF-B1.
- In inhaltlichen Diskussionen hat mich Dr. Blanca Ayarzagüena im letzten Jahr auf viele gute Ideen gebracht und mir bei der Interpretation meiner Ergebnisse geholfen. Vielen Dank für die vielen Verweise auf hilfreiche Literatur, die Anregungen und das Korrekturlesen einiger Kapitel meiner Arbeit.
- Bezüglich der Modellsimulationen geht ein herzlicher Dank an Dr. Andreas Kerschbaumer und Janna Abalichin für die Hilfe bei der Durchführung der Simulationen SEN1865, 1960 und SEN1960. Dr. Andreas Kerschbaumer hat mit seinen Programmierkenntnissen oftmals Hilfestellungen geleistet, u. a. beim Einbau des Moduls O3ORIG in EMAC. Janna Abalichin hat zudem einen großen Anteil an der Durchführung der Simulation SCN-B2c.
- Bei Janna Abalichin bedanke ich mich zudem für die Unterstützung in Programmierfragen, Auswerte-Algorithmen und bei Darstellungsproblemen, mit denen ich mich immer an sie wenden konnte. Auch Janice Scheffler war in dieser Hinsicht eine wichtige Ansprechpartnerin.

- Ein herzlicher Dank geht zudem an Thomas Bergmann, der immer schnell zur Stelle war, wenn mein Computer nicht so wollte wie ich.
- Vielen Dank auch an Ines Höschel, für das Korrekturlesen meiner Arbeit und viele hilfreiche Anmerkungen.

Des Weiteren gilt ein besonderer Dank den Mitgliedern der SHARP-Forschergruppe, von denen ich einige an dieser Stelle besonders hervorheben möchte:

- Als wissenschaftlichem Leiter meines Teilprojektes SHARP-BDC danke ich Prof. Dr. Martin Dameris für die wissenschaftliche Unterstützung in den vergangenen gut drei Jahren. Sehr dankbar bin ich vor allem für die Annahme des Zweitgutachtens meiner Arbeit und die besondere Unterstützung in der letzten Phase vor der Abgabe.
- Vielen Dank an Dr. Hella Garny vom DLR in Oberpfaffenhofen und Felix Bunzel vom MPI-M in Hamburg. Mit beiden habe ich viele hilfreiche Diskussionen geführt, die mich in meiner Arbeit sehr vorangebracht haben. Neben dem Austausch von Erfahrungen und Problemen war durch die gegenseitige Bereitstellung von Modelldaten der Vergleich von EMAC mit den beiden Modellen E39C-A und ECHAM6 möglich.
- Ein herzlicher Dank geht zudem an Nicola Hoffleit von der Freien Universität Berlin für die Hilfe bei allem, was an Organisatorischem drumherum zu bewältigen war.
- Dr. Gabriele Stiller und Dr. Stefan Lossow vom Karlsruher Institut für Technologie (KIT) danke ich für die Bereitstellung von Daten des Satelliteninstrumentes MIPAS.
- Dr. Christoph Brühl vom MPI-C in Mainz danke ich für schnelle Mailantworten zu chemischen Fragen und insbesondere auch zu deren Umsetzung im EMAC-Modell.
- Für die Durchführung der Simulationen waren zum Teil Eingangsdaten notwendig, die nicht durch einfache Recherche aus bekannten Quellen verfügbar waren. Für die Simulation 1865 hat Dr. Guang Zeng vom NIWA (engl. National Institute of Water and Atmospheric Research) in Neuseeland nach kurzer Mailanfrage nicht nur die Daten bereitgestellt, sondern diese zudem für die Verwendung in EMAC aufbereitet – vielen Dank für die enorme Hilfsbereitschaft.
- Ein besonderer Dank geht an die Deutsche Forschungsgemeinschaft, die mit der Förderung der Forschergruppe SHARP (DFG Research Unit FOR 1095) meine Forschung finanziell ermöglicht hat.
- Ein herzlicher Dank gilt auch dem norddeutschen Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN), der die Rechenzeit für die Durchführung der Zeitscheibensimulationen zur Verfügung gestellt hat. Ein besonderes Dankeschön geht hier an Herrn Dr. Matthias Läuter, der als Betreuer bei Fragen immer hilfbereit und um schnelle Lösungen bemüht zur Verfügung stand.

Zu guter Letzt bedanke ich mich ganz herzlich bei meiner Familie und insbesondere meinem Freund Mathias, die mir stets beiseite standen. Sie mussten nicht nur mit meinen zeitweiligen Launen nach einem arbeitsreichen Tag fertig werden, sondern schafften es zudem, mich aufzumuntern und mir neue Kraft und neuen Mut zu geben. Durch mehrmaliges Korrekturlesen und interessierte Nachfragen halfen sie mir, neben Rechtschreibfehlern auch kleine Ungereimtheiten auszumerzen. Vielen Dank für eure Geduld!

Erklärung zu meiner Dissertation mit dem Titel

**"Die Änderungen der Brewer-Dobson Zirkulation
mit dem Klimawandel –
Eine Modellstudie mit dem Klima-Chemie-Modell EMAC"**

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel genutzt habe. Alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen habe ich als solche gekennzeichnet.

Ich versichere außerdem, dass ich diese Arbeit nur in diesem und keinem anderen Promotionsverfahren eingereicht habe. Diesem sind keine gescheiterten Promotionsverfahren vorausgegangen.

Berlin, den 02. April 2013

Sophie Oberländer

