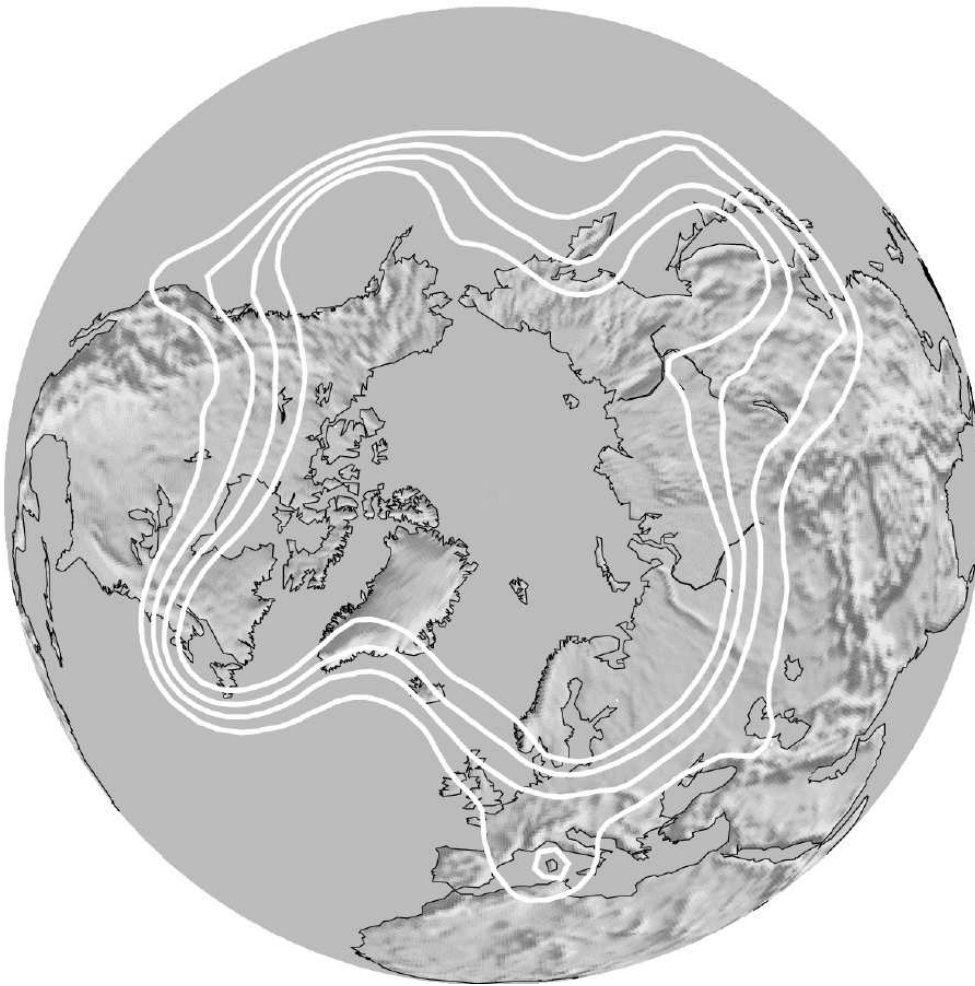


Untersuchung der Anregung und Ausbreitung planetarer Wellen in meteorologischen Analysen und einem Klima-Chemie-Modell

Dissertation im Fachbereich Physik
Bergische Universität Wuppertal



Dipl.-Met. Fabian Mager
Institut für Physik der Atmosphäre
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
D-82234 Weßling

Oberpfaffenhofen, Mai 2004

“All models are wrong but some are useful”

George E.P. Box

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals ein interaktiv gekoppeltes Klima-Chemie-Modell (ECHAM4.L39(DLR)/CHEM) mit Werkzeugen untersucht, die einen detaillierten Einblick in die Anregung, Ausbreitung, vertikale Struktur und dynamische Wirkung von planetaren Wellen in der Atmosphäre ermöglichen. Die verschiedenen Analysemethoden bedienen sich Zeitreihen räumlicher Fourierkoeffizienten aus Modellsimulationen oder Beobachtungsdaten, um daraus transiente und stationäre Wellenanteile nach zonalen Wellenzahlen zu extrahieren und ihre dynamischen Auswirkungen zu quantifizieren. Es zeigt sich, dass sich die Verfahren sehr gut zur Untersuchung und Bewertung einzelner dynamischer Prozesse eignen, die mit großskaligen Wellen in Zusammenhang stehen. Der Vergleich von Reanalysen des ECMWF mit einer Modellsimulation für das Jahr 1990 zeigt, dass das Modell sowohl die Varianzverteilung transienter Wellen auf die verschiedenen Wellenzahlen und Perioden als auch ihre vertikale Struktur zuverlässig simuliert; die Aktivität stationärer Wellen wird vom Modell ebenfalls qualitativ richtig abgebildet. Der Vergleich von drei Modellsimulationen für die Jahre 1960, 1990 und 2015 ergibt, dass das Modell den Einfluss der Nordatlantischen Oszillation auf transiente und stationäre Wellenmoden und damit auf die Stärke des nördlichen stratosphärischen Polarwirbels gut reproduziert.

Abstract

This thesis presents the first investigation of planetary waves in an interactively coupled chemistry-climate model (ECHAM4.L39(DLR)/CHEM), with methods which allow a detailed insight into their forcing, propagation, vertical structure and dynamic impact on the atmosphere. The different analysis tools use time series of space Fourier coefficients from model simulations or observation data in order to extract transient and stationary wave parts by zonal wavenumbers and to quantify their dynamic effect. The results prove that the tools used are very well suited to investigate and estimate the impact of various dynamic processes related to large-scale waves. The comparison of reanalyses from ECMWF with a model simulation for the year 1990 show that the model reliably simulates the variance distribution of transient wave modes over wavenumbers and periods as well as their vertical structure; the model qualitatively reproduces the stationary wave activity. A comparison of three model simulations for the years 1960, 1990 and 2015 suggests that the model properly represents the influence of the North Atlantic Oscillation on transient and stationary wave modes and thereby on the northern stratospheric polar vortex.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung	1
1.2	Motivation	2
1.3	Überblick	3
2	Grundlagen	5
2.1	Dynamik und allgemeine Zirkulation	5
2.1.1	Der Aufbau der Atmosphäre	5
2.1.2	Der Grundstrom	7
2.1.3	Der Polarwirbel	9
2.1.4	Die Nordatlantische Oszillation	11
2.2	Planetare Wellen	13
2.2.1	Vorticity	14
2.2.2	Die Entstehung von planetaren Wellen	16
2.2.3	Das Geopotenzial als Indikator der Wellenaktivität	19
2.2.4	Charakteristika planetarer Wellen	20
2.2.5	Die vertikale Wellenausbreitung	22
3	Methodik der Wellenanalyse	25
3.1	Technisches zur Fourierkoeffizientendarstellung	25
3.2	Transiente Wellen und Wellenzahl-Frequenz-Analyse	28
3.2.1	Spektren durch Lag-Korrelation	28
3.2.2	Analyse der transienten Wellen nach Hayashi	30
3.2.3	Überprüfung der Methode	32
3.2.3.1	Weißes Rauschen	33
3.2.3.2	Blackmon-Filter	34
3.2.4	Darstellung von Varianzspekten	35
3.3	Stationäre Wellen	37
3.4	Wärmeflussanalyse	39
4	Modell und Daten	40
4.1	Das Modellsystem ECHAM4.L39(DLR)/CHEM	40
4.1.1	Das Klimamodell ECHAM4	40
4.1.2	Vertikale Auflösung	42
4.1.3	Das Chemiemodul CHEM	43

INHALTSVERZEICHNIS

4.2	Modellsimulationen und Datenbeschreibung	44
4.2.1	Zeitscheibenexperimente	44
4.2.2	Reanalysen des ECMWF	45
5	Planetare Wellen in Beobachtungen	47
5.1	Transiente Wellen	47
5.2	Stationäre Wellen	53
5.3	Transport fühlbarer Wärme	57
6	Vergleich von Modell und Reanalysen	59
6.1	Transiente Wellen	60
6.1.1	Varianzvergleich	60
6.1.2	Amplitudenwachstum und Phasenverschiebung	65
6.2	Stationäre Wellen	70
6.3	Wärmetransport und Welleninteraktion im Wirbel	75
6.4	Fazit	79
7	Planetare Wellen in Modellsimulationen	82
7.1	Dynamik des Polarwirbels	82
7.2	Stationäre Wellen	87
7.3	Kopplung von NAO und Polarwirbel	91
7.4	Fazit	95
8	Zusammenfassung und Ausblick	97
	Abkürzungsverzeichnis	101
	Literaturverzeichnis	102
	Danksagung	111

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung

Mit der Entstehung der ersten systematischen Wetterkarten in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts ging die Erkenntnis einher, dass die unterste Schicht der Atmosphäre, die vom wahrnehmbaren Wetter gezeichnete Troposphäre, in den mittleren Breiten von mäandrierenden Strukturen geprägt ist. Indem er solche wellenartigen Störungen in den Westwindbändern der mittleren Troposphäre untersuchte, gelang es dem Schweden Carl-Gustav Rossby (1898–1957), die Eigenschaften dieses Wellentyps aus den Bewegungsgleichungen der Atmosphäre abzuleiten [Rossby, 1939]. Ihm verdanken die für die Atmosphärendynamik so wichtigen Rossby-Wellen ihren Namen; aufgrund ihrer großen Wellenlängen werden sie auch häufig als planetare Wellen bezeichnet.

Planetare oder Rossby-Wellen sind auf der planetaren Skala (zonale Wellenlängen von 10.000 km und mehr) und auf der eher synoptischen Skala (Wellenlängen von mehreren 1.000 km) zu finden. Auf Wetterkarten der mittleren Troposphäre sind entlang eines Breitenkreises in den mittleren Breiten in der Regel zwischen 3 und 7 dieser großskaligen Mäander zu erkennen.

Reine planetare Wellen sind eine Folge der breitenabhängigen Variation der Corioliskraft, die aufgrund der Erdrotation und der Kugelform der Erde entsteht. Die Anregungsmechanismen planetarer Wellen sind im Wesentlichen die Überströmung von orografischen Hindernissen wie z.B. am Himalaya, die Land-See-Verteilung und der damit verbundene Wärmeeintrag in die Troposphäre und die Interaktion von extratropischen Zyklonen mit dem Grundstrom. Unter der Erhaltung der Wirbelstärke (engl. vorticity) der beteiligten Luftsäulen bewirkt jede dieser Anregungsarten Wellenbewegungen im Strömungsfeld.

Planetare Wellen sind ein wichtiger Bestandteil der atmosphärischen Zirkulation, weil sie zum Transport von Impuls und fühlbarer Wärme beitragen. Dieser Transport erfolgt hauptsächlich horizontal; allerdings können sich einmal angeregte planetare Wellen vertikal ausbreiten und für einen Wärme- und Impulstransport in höheren Schichten der Atmosphäre sorgen [Charney und Drazin, 1961]. Somit ist die vertikale Ausbreitung dieses Wellentyps einer der Mechanismen, die die Troposphäre mit der darüberliegenden Stratosphäre koppeln.

1.2 Motivation

Die Eigenschaften planetarer Wellen sind mittlerweile umfassend dokumentiert, was ihre Anregungs- und Ausbreitungsmechanismen sowie ihre Auswirkungen auf die atmosphärische Dynamik betrifft [z.B. Andrews et al., 1987; Holton, 1992]. Es gibt inzwischen eine große Anzahl von einfachen [z.B. Eady, 1949; Eliassen und Palm, 1961; Miyoshi, 1999] und komplexeren Modellen [z.B. Blackmon und Lau, 1980; Ting et al., 2001], denen es gelingt, die einzelnen Eigenschaften von planetaren Wellen zu simulieren.

Globale atmosphärische Zirkulationsmodelle berücksichtigen implizit und explizit eine große Anzahl an dynamischen und Strahlungsprozessen. Die horizontale und vertikale Auflösung solcher numerischen Modelle ist zwar in der Regel relativ grob, was die Abbildung kleinskaliger Prozesse wie z.B. die Wolkenbildung oder die Ausbreitung von Wellen mit kleinen Wellenlängen angeht; diese Vorgänge müssen deshalb parametrisiert werden. Gerade planetare Wellen mit ihren großen Wellenlängen werden aber von globalen Zirkulationsmodellen explizit simuliert. Für die zuverlässige Modellierung der großskaligen Dynamik ist es daher wichtig, diesen Wellentyp mit all seinen Eigenschaften realistisch in Modellen abzubilden.

Im Lauf der Zeit nimmt die Komplexität von Klimamodellen kontinuierlich zu, und zwar aus dem Wunsch heraus, ein genaueres Bild der chemischen, dynamischen und strahlungsbedingten Interaktionen in der Atmosphäre, der Biosphäre und den Ozeanen zu erhalten. Hinzu kommt die Notwendigkeit, mögliche zukünftige Entwicklungen des Klimasystems abschätzen zu können [IPCC, 2001]. Mittlerweile gibt es eine Reihe von globalen Atmosphärenmodellen, die nicht nur die Dynamik der Atmosphäre, sondern auch ihre chemischen Prozesse detailliert simulieren. Viele dieser Modelle zeichnen sich zudem dadurch aus, dass dynamische und chemische Vorgänge über Strahlungsprozesse miteinander in Wechselwirkung treten können, wie es in der Atmosphäre der Fall ist [Austin et al., 2003].

Die Absicht der vorliegenden Arbeit besteht darin, ein solches interaktiv gekoppeltes Klima-Chemie-Modell auf das Auftreten planetarer Wellen und ihrer Eigenschaften hin zu untersuchen, und zwar das Modell ECHAM4.L39(DLR)/CHEM, im Folgenden abgekürzt E39/C genannt [Hein et al., 2001]. In den vergangenen Jahren sind einige Arbeiten entstanden, die sich planetaren Wellen in Atmosphärenmodellen widmen [z.B. Hayashi und Golder, 1977; Blackmon und Lau, 1980; Jakobs und Hass, 1987; Held et al., 2002]; allerdings beleuchten die erwähnten Arbeiten nur einzelne Aspekte dieser Wellenart. Im Folgenden wird erstmals ein gekoppeltes Klima-Chemie-Modell im Detail dahingehend überprüft, wie gut es die Anregung, Ausbreitung und dynamische Wirkung planetarer Wellen reproduziert.

Eines der Ziele dieser Arbeit besteht darin, verschiedene Techniken der Wellenanalyse vorzustellen und anzuwenden, die trotz ihrer in der Vergangenheit bewiesenen Leistungsfähigkeit in den letzten Jahren kaum verwendet wurden [z.B. Hayashi, 1977, 1982]. Ein weiteres Ziel ist es, die von E39/C simulierten planetaren Wellen mit denen zu vergleichen, die aus Beobachtungsdaten abgeleitet werden können. In diesem Zusammenhang sollen Modellschwächen identifiziert und mögliche Verbesserungen des Modells benannt werden. Schließlich werden verschiedene Simulationen mit E39/C miteinander verglichen, um den Beitrag der

planetaren Wellen zu einem möglichen zukünftigen Klimawandel abzuschätzen.

1.3 Überblick

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: in **Kapitel 2** werden die wichtigsten Grundlagen erörtert, die für das Verständnis der nachfolgenden Kapitel unerlässlich sind. Zuerst wird auf die wesentlichen dynamischen Eigenschaften der Atmosphäre eingegangen, die in Hinsicht auf planetare Wellen relevant sind; darauf folgt ein Überblick über die Entstehungs-, Anregungs- und Ausbreitungsmechanismen planetarer Wellen.

Kapitel 3 widmet sich den verschiedenen Analyseverfahren, die aus Zeitreihen von Modell- und Beobachtungsdaten die verschiedenen Eigenschaften planetarer Wellen ableiten. In einem ersten Schritt wird die Wellenzahl-Frequenz-Analyse vorgestellt, die es ermöglicht, die Varianzen transienter (wandernder) Wellen in die Beiträge einzelner Wellenzahlen und Frequenzen aufzuspalten; außerdem berechnet diese Methode Phasen- und Kohärenzendifferenzen zwischen Zeitreihen. Danach folgt eine Beschreibung der Vorgehensweise, um aus verwendeten Daten stationäre (ortsfeste) Wellen zu extrahieren. Schließlich wird erläutert, wie sich der Wärme- und Impulstransport dieser beiden Wellentypen für einzelne Wellenzahlen herleiten lässt.

In dieser Arbeit wird untersucht, wie gut es mit dem gekoppelten Klima-Chemie-Modell E39/C gelingt, die Eigenschaften planetarer Wellen zu simulieren. Dementsprechend enthält **Kapitel 4** zum einen eine Modellbeschreibung von E39/C und zum anderen eine Übersicht über E39/C-Simulationen, die verschiedene Zeitebenen (1960, 1990 und 2015) repräsentieren. Zudem wird in diesem Kapitel auf die Reanalysedaten des ECMWF eingegangen, die den Vergleich von Modell und Beobachtung erlauben.

Die folgenden drei Kapitel befassen sich mit den Ergebnissen, die anhand der vorgestellten Methodik aus den Reanalyse- und Modelldaten hergeleitet wurden. Wegen der spezifischen Fragen, die in diesen Kapiteln beantwortet werden sollen, beschränkt sich diese Arbeit fast ausschließlich auf Untersuchungen im Nordwinter (DJF) und überwiegend auf die nördliche Hemisphäre. **Kapitel 5** gibt einen Überblick über die Aktivität transienter und stationärer Wellen sowie über die Flüsse fühlbarer Wärme durch diese beiden Wellenarten, wie sie aus Reanalysedaten abgeleitet werden können.

Ein wichtiger Teil der vorliegenden Arbeit besteht darin, anhand des Vergleichs mit Beobachtungsdaten zu bewerten, wie realistisch E39/C planetare Wellen simuliert. Im Rahmen von **Kapitel 6** wird ein detaillierter Vergleich durchgeführt, der sich zuerst mit den Varianzen und vertikalen Strukturen transienter Wellen auseinandersetzt. Dann folgt der Vergleich der im Modell und in Beobachtungen auftretenden stationären Wellen. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels vergleicht die Wärmetransporte planetarer Wellen und versucht anhand dieser zu ergründen, weshalb der vom Modell simulierte nördliche Polarwirbel im Nordwinter kälter und stabiler als in Beobachtungen ist.

Das letzte Ergebniskapitel (**Kapitel 7**) vergleicht die drei E39/C-Klimasimulationen „1960“, „1990“ und „2015“. Eine wesentliche Motivation dieses Kapitels ist es, dynamische Gründe für den im Experiment „2015“ wärmeren und labileren Polarwirbel im Nordwinter zu finden; der schwächere Polarwirbel induziert auf dieser Zeitebene eine Erholung der stratosphärischen Ozonkonzentrationen, die von anderen gekoppelten Klima-Chemie-Modellen nicht simuliert wird [Austin et al., 2003]. Es wird in diesem Zusammenhang auch auf die Nordatlantische Oszillation eingegangen, die in E39/C auf den nordhemisphärischen Polarwirbel Einfluss nimmt [Schnadt und Dameris, 2003].

Kapitel 8 fasst schließlich die Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einerseits einen Ausblick auf mögliche Modellverbesserungen, die zu einer noch realistischeren Simulation planetarer Wellen führen könnten. Andererseits wird auf lohnende, noch ausstehende Arbeiten eingegangen, die mit der vorgestellten Diagnostik und bereits bestehenden Modellkonfigurationen durchgeführt werden könnten.

Kapitel 2

Grundlagen

Dieses Kapitel befasst sich mit den wesentlichen Grundlagen, die zum Verständnis der Entstehung und Ausbreitung von planetaren Wellen nötig sind. Im ersten Teil wird auf die wichtigsten dynamischen Eigenschaften von Troposphäre und Stratosphäre eingegangen, die über planetare Wellen miteinander gekoppelt sind. Im zweiten Teil wird erläutert, wodurch planetare Wellen hervorgerufen werden, wie sie sich ausbreiten und inwiefern sie auf die atmosphärische Dynamik Einfluss nehmen.

Alle mathematischen Formulierungen beziehen sich auf ein in der Meteorologie häufig verwendetes sphärisches Koordinatensystem, in dem die Ost-West-Richtung die X-Achse (**zonale Achse**) ist, wobei x bei Bewegung in östlicher Richtung zunimmt. Die Y-Achse (**meridionale Achse**) bezieht sich auf die Nord-Süd-Richtung mit einem y , das von -90° (Südpol) bis $+90^\circ$ (Nordpol) variiert. Die Z-Achse verläuft senkrecht zur Tangentialebene am jeweiligen Punkt am Erdboden.

2.1 Dynamik und allgemeine Zirkulation

Wellenphänomene verschiedener räumlicher und zeitlicher Skalen in der Atmosphäre sind durch dynamische Prozesse bedingt. Deshalb soll im Folgenden ein kurzer Überblick über den Aufbau der Atmosphäre und ihre wesentlichen Eigenschaften gegeben werden, die in Hinsicht auf planetare Wellen und ihre dynamischen Interaktionen relevant sind.

2.1.1 Der Aufbau der Atmosphäre

Abbildung 2.1 stellt den Bereich der Atmosphäre dar, in dem die Aktivität planetarer Wellen mit der vorliegenden Arbeit qualitativ und quantitativ untersucht werden soll. Dieser erstreckt sich vom Erdboden bis in 10 hPa oder etwa 30 km Höhe. Auch darüber spielen planetare Wellen eine wichtige Rolle im atmosphärischen System; dieser Bereich wird allerdings weder von den Beobachtungs- noch von den Modelldaten abgedeckt, die im Rahmen dieser Arbeit analysiert werden sollen (Kapitel 4). Die Troposphäre erstreckt sich vom Erdboden bis in durchschnittlich 12 km Höhe in den mittleren Breiten. Hier nimmt die Temperatur mit der Höhe bis zur so genannten Tropopause ab, da der Erdboden im Mittel wesentlich mehr Sonnenstrahlung als die darüber liegenden troposphärischen Luftschichten absorbiert. Zusätzlich

2. Grundlagen

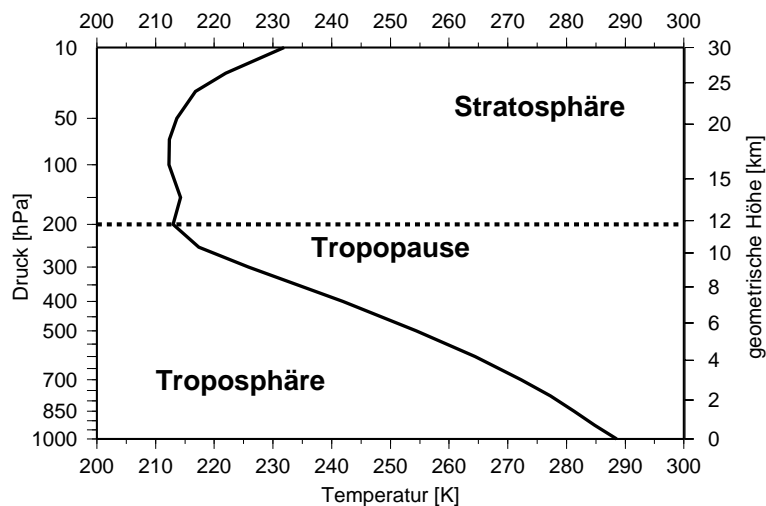


Abbildung 2.1: Vertikalprofil der Temperatur in 45°N am 30.5.2001 als Mittel über den gesamten Breitenkreis anhand von ERA40-Daten [Simmons und Gibson, 2000].

ergibt sich eine differenzielle Heizung in der meridionalen Richtung durch den Sonnenstand, so dass die tropischen Regionen wesentlich mehr solare Strahlung als die gemäßigten und hohen Breiten aufnehmen. Durch die in der Troposphäre auftretenden meridionalen Temperaturgradienten wird planetaren Wellen Energie zugeführt (Abschnitt 2.2.4).

Besonders in der Troposphäre ist es wichtig zu unterscheiden, ob die Atmosphäre barotrop oder baroklin ist. Barotropie bedeutet, dass Druck- und Temperaturflächen parallel zueinander sind. Baroklinität impliziert, dass sich Druck- und Temperaturflächen beliebig schneiden können; in diesem Fall ist in der Regel eine vertikale Windscherung vorhanden sowie die Möglichkeit von meridionalen Wärmetransport z.B. durch planetare Wellen. Barotropie ist somit ein Spezialfall der Baroklinität. Dieser Zusammenhang macht deutlich, dass es Bereiche der Atmosphäre geben kann, die sowohl barokline als auch barotrope Eigenschaften aufweisen.

Die Tropopause markiert die Luftschicht, ab der die Temperatur bis in etwa 50 km Höhe wieder zunimmt. Dieser positive vertikale Temperaturgradient ist auf das Maximum des Ozonmischungsverhältnisses bei etwa 35 km zurückzuführen: Ozon absorbiert stark im sichtbaren und ultravioletten Bereich (Sonnenlicht), emittiert im Infrarotbereich und erwärmt so die Umgebungsluft. Die Temperaturzunahme beeinflusst die Atmosphäre oberhalb der Tropopause, was ihre Stabilität betrifft. Durch den Temperaturgradienten entsteht eine äußerst stabile Schichtung, der die Stratosphäre ihren Namen verdankt. Die Tropopause stellt für den Massenfluss ein gewichtiges Hindernis dar: Luftpakete, die oberhalb der Tropopause eine vertikale Auslenkung erfahren, werden durch die stabile Schichtung wieder zurück in ihre Ausgangsposition verschoben. So werden sie an einer vertikalen Umverteilung gehindert, wie es in der Troposphäre der Fall ist. Die unterschiedlichen Stabilitäten von Troposphäre und Stratosphäre spielen hinsichtlich der vertikale Ausbreitung von planetaren Wellen indirekt eine wichtige Rolle (Abschnitte 2.1.2, 2.2.5).

2.1.2 Der Grundstrom

Einerseits können planetare Wellen dem zonalen Grundstrom über Instabilitäten Energie für ihr Wachstum entziehen (Abschnitt 2.2.4); andererseits ist der zonale Wind die bestimmende Größe, was die vertikale Ausbreitung der betrachteten Wellen angeht (Abschnitt 2.2.5). Aus diesem Grund folgt nun ein Überblick über wichtige Eigenschaften des Grundstroms.

Aus den horizontalen Komponenten der Eulerschen Bewegungsgleichung lässt sich durch eine Skalenanalyse in mittleren und hohen Breiten der geostrophische Wind herleiten. Dieser ist ein diagnostisches Werkzeug, das einen Zusammenhang zwischen dem Druckfeld und den horizontalen Komponenten der Geschwindigkeit herstellt. Über die Kenntnis des Druckfelds oder des Geopotenzialfelds erhält man dadurch in den Extratropen ein Windfeld, das das tatsächliche Windfeld bei nur mäßig gekrümmten Isobaren bis auf etwa 10% genau wiedergibt. In Vektornotation gilt für den geostrophischen Wind

$$\vec{v}_g = \frac{1}{f} \vec{k} \times \vec{\nabla}_p \Phi, \quad (2.1)$$

mit f , $\Phi = \int_0^z g dz$ und $\vec{\nabla}_p$ als Coriolisparameter, Geopotenzial und horizontalem Gradient bei konstantem Druck p . Wird der geostrophische Wind nach dem Druck abgeleitet und die hydrostatische Gleichung $d\Phi/dp = -RT/p$ mit R als Gaskonstante eingesetzt [Holton, 1992], dann erhält man die thermische Windgleichung

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial \ln p} = -\frac{R}{f} \vec{k} \times \vec{\nabla}_p T, \quad (2.2)$$

die es außerhalb der Tropen erlaubt, die vertikale Scherung des geostrophischen Windes zwischen zwei Höhengniveaus zu berechnen. Die zonale Komponente des thermischen Winds lässt sich vereinfacht durch

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{2\Omega T^*} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.3)$$

darstellen, mit g , Ω und T^* als Erdbeschleunigung, Winkelgeschwindigkeit der Erde und mittlerer Temperatur der betrachteten Luftschicht. Diese Gleichung besagt, dass die vertikale Änderung des zonalen Winds proportional zum meridionalen Temperaturgradienten ist.

Abbildung 2.2 illustriert diesen Zusammenhang auf sehr anschauliche Weise. Die troposphärische Temperatur nimmt auf jedem Druckniveau zum Pol hin stetig ab, dementsprechend ist der meridionale Temperaturgradient der nördlichen (südlichen) Troposphäre durchweg negativ (positiv). Im Norden (Süden) ist Ω positiv (negativ) und führt dazu, dass die rechte Seite von Gleichung 2.3 in der gesamten Troposphäre positiv ist; deshalb nimmt die Stärke des zonalen Winds bis zur Tropopause zu. In der Troposphäre sind einige hemisphärische Unterschiede erkennbar: aufgrund der tiefen Temperaturen des Nordwinters ist der Temperaturgradient der nördlichen Hemisphäre größer und bewirkt dadurch, dass das Windmaximum bedeutend größer als auf der Südhalbkugel ist. Wegen des in der vorliegenden Arbeit untersuchten Nordwinters (DJF) liegt das tropische Temperaturmaximum südlich des Äquators, wo die größte Sonneneinstrahlung stattfindet. Dies bewirkt, dass sich das Windmaximum im

2. Grundlagen

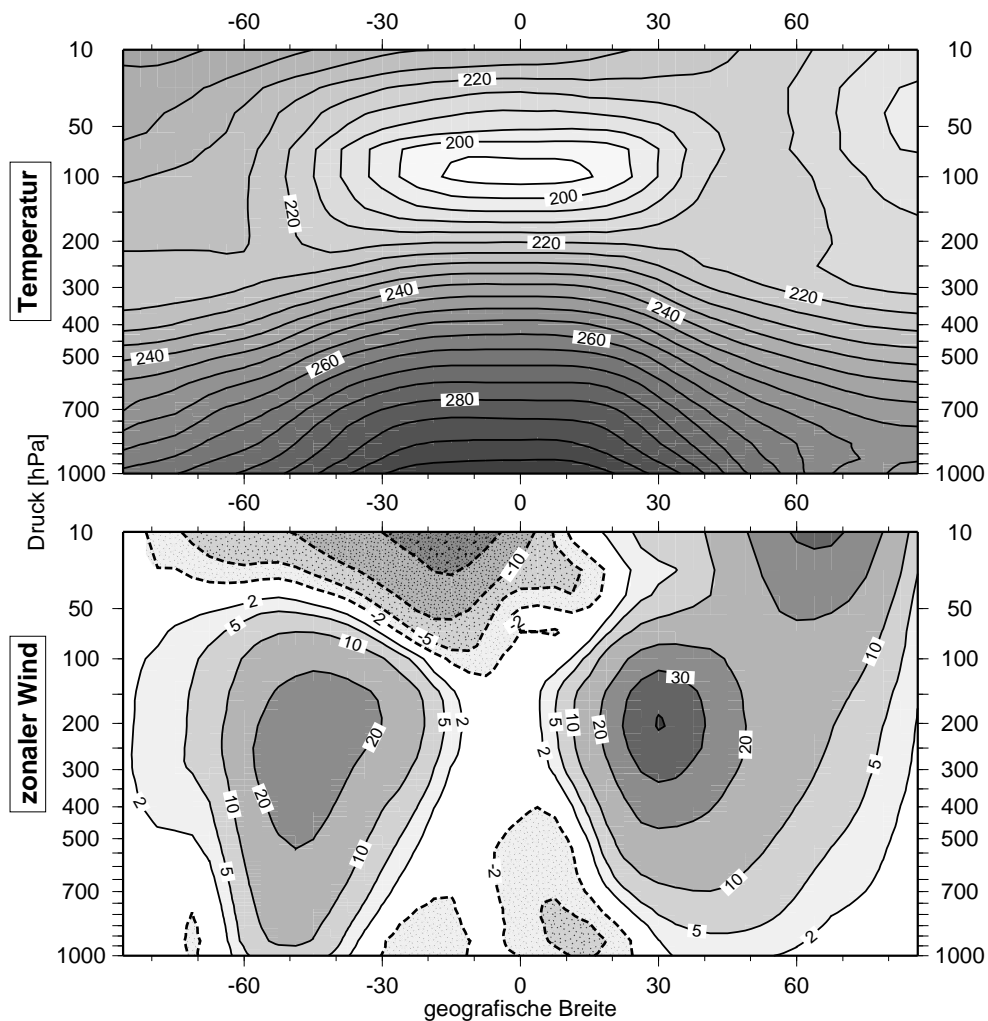


Abbildung 2.2: Zonales Mittel der Temperatur und des zonalen Winds für DJF anhand von ERA-Daten in K bzw. ms^{-1} .

Norden bei 30°N befindet, im Süden hingegen bei etwa 45°S . Schließlich ist zu beobachten, dass die bodennahen Windgeschwindigkeiten im Süden deutlich größer sind. Dies ist auf die Land-See-Verteilung zurückzuführen: im Norden stellen die Landmassen durch ihre Orographie und Rauigkeit Hindernisse für den Wind dar. In den südlichen Breiten mit dem größten Temperaturgradienten ($30\text{--}60^\circ\text{S}$) sind hingegen hauptsächlich große Meeresflächen mit einer sehr geringen Rauigkeit zu finden.

In der unteren tropischen Troposphäre sind Ostwinde auszumachen, die Passatwinde genannt werden. Hier führt die starke Konvektion der äquatorialen Region zu einem bodennahen Massenfluss in die innertropische Konvergenzzone. Aufgrund der relativ schwachen, aber doch vorhandenen Corioliskraft (s. Abschnitt 2.2.1) finden diese Flüsse nicht ausschließlich in Nord-Süd-Richtung statt, sondern werden nach Westen abgelenkt.

Oberhalb der Tropopause weisen die beiden Hemisphären unterschiedliche Charakteristiken auf: vom Südpol bis zum Äquator nehmen die stratosphärischen Temperaturen ab und bewirken dadurch zonale Winde, die mit der Höhe das Vorzeichen wechseln und sich in Ostwinde umkehren. Nördlich von 60°N ist der stratosphärische meridionale Temperaturgradient auf-

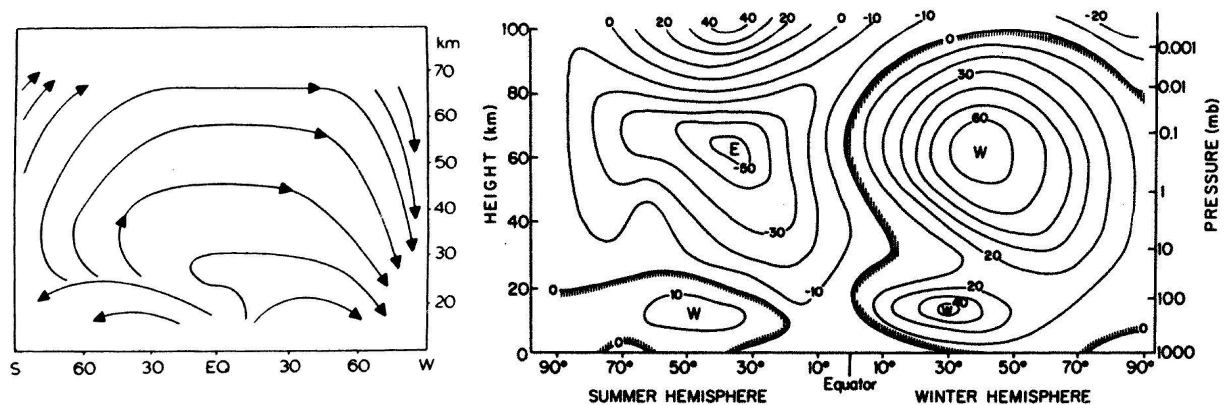


Abbildung 2.3: Stromlinien der diabatischen Zirkulation (links) und zonales Mittel des zonalen Winds in ms^{-1} (rechts) zur Sonnenwende (aus Andrews et al. [1987], S. 304/8). W und E bezeichnen West- und Ostwinde.

grund des sehr kalten Polarwirbels (s. folgenden Abschnitt) negativ und damit die Ursache für das sekundäre Windmaximum oberhalb von 50 hPa.

Die hemisphärisch unterschiedlichen Richtungen des zonalen stratosphärischen Winds sind die Folge der diabatischen Zirkulation, die sich um die Wintersonnenwende etabliert (Abbildung 2.3). Die Südhemisphäre absorbiert aufgrund des Sonnenstands wesentlich mehr Energie als die Nordhemisphäre, so dass sich in der südlichen Stratosphäre eine Aufwärtsbewegung bildet und im Norden ein Absinken der im Süden erwärmten Luftmassen. Die dadurch induzierte meridionale und nordwärts gerichtete Strömung wird durch die Corioliskraft abgelenkt: dieser Vorgang führt zu Ostwinden auf der Süd- und zu Westwinden auf der Nordhalbkugel.

2.1.3 Der Polarwirbel

Während des Winters befinden sich die polare Troposphäre und Stratosphäre im Erdschatten und strahlen deshalb stark im Infrarotbereich. Aus der Sommerhemisphäre stammende Luft gelangt in die Polarregion der jeweiligen Winterhemisphäre (s. vorhergehender Abschnitt) und kühlt sich hier stark ab. Durch die Abkühlung sinkt die Luft diabatisch ab und lässt damit ein Tiefdruckgebiet entstehen. Der große meridionale Wärmegradient am Übergang von den beleuchteten zu den im Dunklen liegenden Regionen bewirkt einen starken Massenfluss, der durch die Corioliskraft nach Osten gelenkt wird. So entsteht der so genannte stratosphärische Polarwirbel, ein Tiefdruckgebiet, das von einem zirkumpolaren Band aus starken Westwinden (Polarjet) begrenzt wird. Die maximalen mittleren Geschwindigkeiten des zonalen Winds in der nördlichen (südlichen) Hemisphäre liegen in 70 (60) km Höhe bei etwa 60 (90) ms^{-1} im jeweiligen Winter. Die hemisphärischen Unterschiede sind noch deutlicher in der unteren Stratosphäre bei 50 hPa auszumachen: so erreicht der zonale Wind im Süden etwa 50 ms^{-1} , im Norden hingegen nur 25 ms^{-1} .

Die minimale Temperatur im Wirbelinneren gibt weitere deutliche Hinweise, wie sehr sich Nord- und Südpolarwirbel qualitativ unterscheiden: während die Januartemperatur des nördlichen Wirbels im klimatologischen Mittel der letzten 25 Jahre bei etwa 196 K (-77°C) liegt,

2. Grundlagen

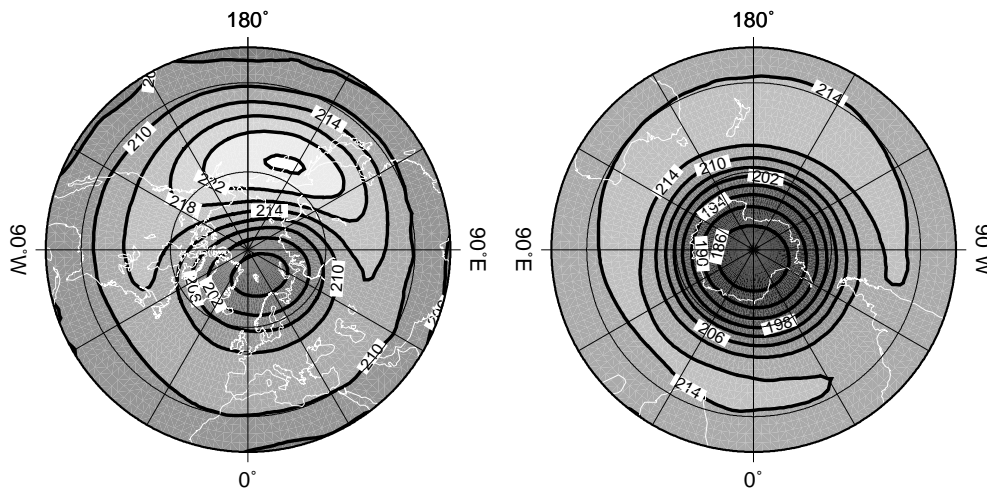


Abbildung 2.4: Temperatur in 50 hPa im Nordwinter (links) und Südwinter (rechts) in K als klimatologisches Januar- bzw. Julimittel über die Jahre 1980–2002 anhand von ERA40-Daten.

kann sie im Südpolarwirbel im Juli durchaus 183 K (-90°C) und weniger erreichen (Abbildung 2.4). Die Gründe für diese Differenzen sind in der Verteilung der Landmassen und der Orografie in den beiden Hemisphären zu finden. Die Antarktis stellt einen annähernd rotationssymmetrischen, von Meer umgeben Berg dar. Zwar können hier vertikal propagierende kleinskalige Schwerewellen angeregt werden und lokal auf die Chemie im Wirbelinneren Einfluss nehmen [Wu und Jiang, 2002]. Am antarktischen Berg werden aber kaum planetare Wellen mit großen Wellenlängen angeregt, die sich vertikal ausbreiten und damit den Wirbel stören. Aus diesem Grund ist die Gestalt des südlichen Polarwirbels fast punktsymmetrisch zum Pol, wie man es aufgrund von Strahlungseffekten erwartet.

In einem solchen ungestörten Fall wird das Wirbelinnere von der extrapolaren Luft isoliert [Juckes und McIntyre, 1987; Günther und Dameris, 1995] und es findet kaum Austausch zwischen Luft innerhalb des Wirbels mit extrapolarer Luft statt. Das Innere des ungestörten Wirbels kann nun besonders effektiv auskühlen, was wiederum zu stärkeren zirkumpolaren Winden führt.

Im Gegensatz dazu weist der Polarwirbel der Nordhalbkugel deutliche Abweichungen von der Symmetrie auf [Zhou et al., 2000]. Die Ursachen liegen, wie schon angesprochen, in der vertikalen Ausbreitung von planetaren Wellen begründet (Abschnitt 2.2.5). Jede Störung des Wirbels ermöglicht es, das wärmere Luft aus mittleren Breiten in das Wirbelinnere eingemischt wird.

Die Temperatur im Wirbelinneren ist ein wichtiger Faktor für die polare Stratosphärenchemie. So ist die Stärke des so genannten „Ozonlochs“, das sich im Südpolarfrühling ausbildet, eng mit der stratosphärischen Temperatur im Winter verknüpft. Die tiefen Temperaturen über der Antarktis (Abbildung 2.4) führen in den meisten Wintern zu einem sehr ausgeprägten Ozonschwund. In der im Durchschnitt wärmeren arktischen Stratosphäre hingegen ist das Ozonloch weniger bedeutend.

Die vertikale Ausbreitung von troposphärischen Wellen kann während des gesamten Winters so genannte plötzliche Stratosphärenenerwärmungen hervorrufen, in deren Verlauf der Wirbel vorübergehend stark gestört wird [Labitzke, 1981] und seine Temperatur beträcht-

lich ansteigt. Gegen Ende des Winters führen solche Erwärmungen dann in Form von „final warmings“ dazu, dass das Westwindregime zusammenbricht und sich die für den Sommer charakteristischen Ostwinde etablieren. Stratosphärenerwärmungen sind aus den schon erwähnten Gründen in der Südhemisphäre wesentlich seltener. Die noch nie beobachtete, vorübergehende Aufteilung des Wirbels in zwei Teilwirbel im September 2002 [Krüger et al., 2004] ist deshalb ein interessantes Beispiel. Es macht deutlich, welche Auswirkungen planetare Wellen auf die Stabilität des Polarwirbels und damit auf den Ozonhaushalt im polaren Winter und Frühling haben.

2.1.4 Die Nordatlantische Oszillation

Die Troposphäre weist großräumige Zirkulationsmuster wie z.B. den El Niño auf. Treten solche Muster in den mittleren und hohen Breiten auf, dann können sie auf die Aktivität großskaliger Wellen Einfluss nehmen. Nach dem El Niño ist die so genannte Nordatlantische Oszillation (NAO) eine der dominantesten Moden der globalen Klimavariabilität. In der Region um den Nordatlantik ist die NAO das bestimmende Muster der winterlichen Klimavariabilität, und zwar von Nordamerika über Europa bis nach Nordasien [Hurrell, 2003]. Im Grunde stellt die NAO ein großräumiges Oszillieren von Luftmassen zwischen dem atlantischen Subtropenhoch und dem polaren Tief bei Island während des Winters (Dezember bis März) dar. Diese Oszillation manifestiert sich als deutliches Muster im Bodendruck. Anhand des Bodendrucks von Subtropenhoch und Nordatlantiktief ist der so genannte NAO-Index definiert, der sich aus den Abweichungen der Druckdifferenz zwischen Azorenhoch und Islandtief ergibt. Zu seiner Berechnung wird fast immer der Bodendruck von Stykkisholmur (Island) für das polare Tief verwendet, während für das Hoch über dem subtropischen Atlantik verschiedene Orte herangezogen werden können (Ponta Delgada, Azoren; Lissabon, Portugal; Gibraltar).

Zeichen und Größe des Index bestimmen die Stärke und Zugbahnen von Stürmen [Rogers, 1997] sowie die Verteilung von Temperaturen und Niederschlägen [Hurrell, 1995]. Einem positiven NAO-Index entsprechen ein jeweils überdurchschnittlich starkes subtropisches Hoch und polares Tief. In dieser Phase des Index bewirkt der große Druckgradient häufige und starke Stürme über dem Atlantik, die zu feuchten und warmen Wintern in Europa und an der Ostküste der USA führen. Gleichzeitig ist der Winter in Grönland und Kanada kalt und trocken. In der positiven NAO-Phase hat die Strömung über dem Atlantik eine starke zonale Ausrichtung und weist hohe Windgeschwindigkeiten auf.

Ein negativer NAO-Index kennzeichnet eine geringere Differenz des Bodendrucks zwischen Islandtief und Azorenhoch als in der positiven Phase. In diesem Fall sind die beiden Druckgebilde im Vergleich schwächer ausgeprägt. Der geringere Druckgradient führt zu weniger ostwärts ziehenden und schwächeren Stürmen. In dieser NAO-Phase finden häufiger Kaltluftausbrüche nach Europa und in die östlichen USA statt, während Grönland mildere Temperaturen erfährt.

Im Unterschied zu dem mit dem El Niño-Phänomen verknüpften ENSO-Index weist der NAO-Index keine sichtbaren quasiperiodischen Eigenschaften auf. So kann der Index für mehrere Jahre in einer Phase verbleiben oder auch von Jahr zu Jahr von positiver zu negativer Phase wechseln (s. Abbildung 2.5).

2. Grundlagen

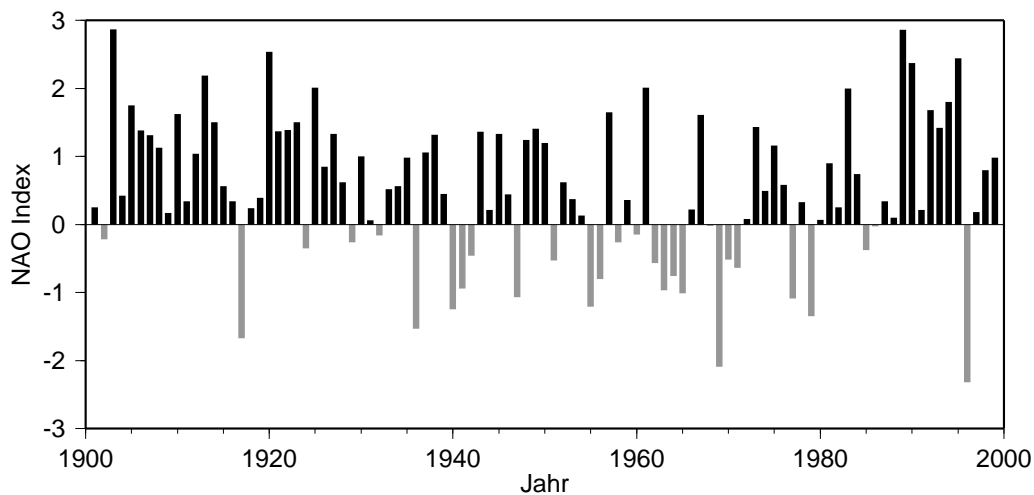


Abbildung 2.5: Jährliches Saisonmittel des NAO-Index (Dezember–März) nach Hurrell [1995]. Die Daten sind unter <http://www.cru.uea.ac.uk/ftpdata/nao.dat> zu finden.

Für die Aktivität troposphärischer planetarer Wellen ist die NAO relevant, weil je nach Index unterschiedliche Wellentypen angeregt werden. In der positiven Phase entstehen durch die stark zonale Strömung weniger blockierende Lagen und damit schwächere stationäre Muster; die höheren Windgeschwindigkeiten hingegen führen zu einer stärkeren Zyklogenese und damit zu mehr transienten Wellenmoden. In der negativen Phase können sich häufiger blockierende Lagen bilden, die sich in einer größeren Aktivität stationärer Wellen niederschlägt. Gleichzeitig entstehen durch die geringeren Windgeschwindigkeiten weniger und schwächere Stürme, so daß weniger wandernde Wellen angeregt werden.

Neben den eben beschriebenen Auswirkungen des NAO-Index auf die troposphärische Wellenaktivität zeichnet sich in den letzten Jahren immer deutlicher ab, dass der NAO-Index mit der Stärke des stratosphärischen Polarwirbels gekoppelt ist [Perlwitz und Graf, 1995; Thompson und Wallace, 1998]. Offenbar sind planetare Wellen das Bindeglied zwischen der NAO und dem Polarwirbel [Ambaum und Hoskins, 2002]: ein negativer Index induziert weiter polwärts auftretende Wellen, die durch ihre vertikale Ausbreitung (Abschnitt 2.2.5) den Wirbel stören und erwärmen. Bei einem positiven Index tritt das Maximum der planetaren Wellenaktivität weiter südlich auf und beeinflusst damit den Polarwirbel nur unwesentlich. Dies erklärt, warum der deutliche Anstieg des NAO-Index während der letzten Dekaden (s. Abbildung 2.5) mit einem zunehmend stabilen und kalten arktischen Polarwirbel einhergeht [Schnadt und Dameris, 2003].

2.2 Planetare Wellen

Eine der wichtigsten dynamischen Eigenschaften der Atmosphäre ist, dass sie Wellenbewegungen ermöglicht. Wellenphänomene können im weiteren Sinn als physikalische Ereignisse aufgefasst werden, die erstens quasiperiodisch sind und zweitens Informationen übertragen, ohne dabei die beteiligten Luftpakete auf die gleiche Weise transportieren zu müssen. Die auftretenden Wellentypen unterscheiden sich stark in der Art ihrer Anregung, Ausbreitung, Zeit- und Längenskalen, haben aber eine Gemeinsamkeit: sie bilden sich in einem stabil geschichteten Medium, das der ursprünglichen Auslenkung eine wiederherstellende Kraft entgegensetzt und so Oszillationen um einen Basiszustand bewirkt.

Beispiele für unterschiedliche Arten atmosphärischer Wellen sind Schallwellen, Schwerewellen oder planetare Wellen. Aus Tabelle 2.1 ist ersichtlich, dass die Zeit- und Längenskalen dieser atmosphärischer Wellen viele Größenordnungen umfassen. In idealisierter Form gehen die drei genannten Wellentypen auf jeweils eine spezifische erhaltende Kraft zurück. Daneben gibt es Wellentypen, die aus der Kombination zweier erhaltender Kräfte entstehen: nicht-hydrostatische Schwerewellen (Druck/Schwerkraft), Trägheits-Schwerewellen (Schwerkraft/Corioliskraft) und Lambwellen (Coriolis-Kraft/Druck, s. Abschnitt 2.2.5). Weitere atmosphärische Wellen entstehen z.B. durch die thermischen Gezeiten (Absorption von solarer Strahlung durch Wasserdampf und Ozon) oder durch elektromagnetische Phänomene in der Thermosphäre.

Planetare oder Rossby-Wellen sind zwar nur eine Wellenart unter anderen und decken lediglich die größten unter den möglichen Zeit- und Längenskalen ab. Sie beeinflussen aber gerade deshalb großskalige meteorologische Prozesse in der Troposphäre und Stratosphäre in entscheidender Weise. Planetare Wellen transportieren Wärme und Impuls in horizontaler und vertikaler Richtung und sind somit für das Verständnis der atmosphärischen Dynamik wichtig.

Großskalige Strukturen der Atmosphäre wie z.B. das Geopotenzialfeld können über eine Fourieranalyse in ein diskretes Spektrum aus Wellen verschiedener Wellenzahlen und Frequenzen zerlegt werden (Abschnitt 3.1); dies ermöglicht Einblicke in die Eigenschaften von planetaren Wellen. Ein solcher Ansatz setzt voraus, dass die einzelnen Wellenkomponenten linear unabhängig voneinander sind. Eine weitere, häufige verwendete Annahme zur Analyse von planetaren Wellen ist die Einschränkung, dass sich Rossbywellen im Wesentlichen zonal ausbreiten. Trotz dieser Vereinfachungen zeigt sich aber, dass viele wesentliche Charakteristika von planetaren Wellen auf diese Weise abgeleitet werden können (Abschnitt 2.2.2).

In den folgenden Abschnitten wird erläutert, wie planetare Wellen durch die Erhaltung von Vorticity entstehen, was ihre wesentlichen Eigenschaften sind und wie sie diagnostiziert und kategorisiert werden können.

Tabelle 2.1: Wichtige atmosphärische Wellentypen und ihre jeweiligen Wellenlängen, Perioden und wellenerhaltenden Kräfte.

Wellentyp	erhaltende Kraft	horizontale Wellenlängen	Perioden
Schallwellen	Druck (Kompression)	1 cm – 10 m	ms
Schwerewellen	Schwerkraft/Auftrieb	10 m – 100 km	min – h
Rossby-Wellen	Corioliskraft	1000 – 10000 km	1 – 30 d

2.2.1 Vorticity

Bewegungen von Luftpaketen werden durch eine Reihe von Kräften hervorgerufen. Diese Kräfte entstehen aufgrund von Druckgradienten, der Erdgravitation, Reibung oder Strahlungseffekten. Darüber hinaus ist aber die Berücksichtigung der Erdrotation wesentlich, um die Vorgänge der Atmosphärendynamik richtig zu erfassen. Im Folgenden soll erläutert werden, wie die Erdrotation über die so genannte Corioliskraft Einfluss nimmt.

Sei \vec{u}_r die Geschwindigkeit eines Luftpakets relativ zur Erdoberfläche. Wie verhält sich das Luftpaket, wenn man es aus einem Inertialsystem (Beispiel Fixsternhimmel) heraus betrachtet? Dieser Sachverhalt soll anhand von Abbildung 2.6 illustriert werden: sei $\vec{\Omega}$ die Winkelgeschwindigkeit aufgrund der Erdrotation und \vec{r} der Ortsvektor eines Punktes auf der Erdoberfläche vom Erdmittelpunkt aus gesehen. Dann bewegt sich dieser Punkt im Inertialsystem mit der Geschwindigkeit $\vec{u}_e = \vec{\Omega} \times \vec{r}$. Deshalb ist die absolute Geschwindigkeit eines Luftpakets im Inertialsystem die Summe aus relativer Geschwindigkeit und der Bewegung durch die Erdrotation:

$$\vec{u}_a = \vec{u}_r + \vec{u}_e. \quad (2.4)$$

Diese Formulierung führt direkt zur Definition von relativer, planetarer und absoluter Vorticity $\vec{\omega}$, die sich aus der Rotation (engl. curl) der entsprechenden Geschwindigkeit ergibt:

$$\vec{\nabla} \times \vec{u}_a = \vec{\nabla} \times \vec{u}_r + \vec{\nabla} \times \vec{u}_e \quad (2.5)$$

oder

$$\vec{\omega}_a = \vec{\omega}_r + \vec{\omega}_e, \quad (2.6)$$

wobei sich der planetare Term über die Vektoranalysis vereinfachen lässt:

$$\vec{\omega}_e = \vec{\nabla} \times \vec{u}_e = \vec{\nabla} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = 2\vec{\Omega}. \quad (2.7)$$

In der großskaligen dynamischen Meteorologie sind in der Regel nur die vertikalen Komponenten der Vorticity von Bedeutung. Dementsprechend werden im Folgenden die Begriffe absolute, relative und planetare Vorticity ohne Hinweis darauf verwendet, dass sich die Begriffe von nun an lediglich auf die Vertikalkomponenten beziehen. Für die relative Vorticity gilt also

$$\zeta \equiv \vec{k} \cdot \vec{\omega}_r = \vec{k} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{u}_r) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (2.8)$$

Die relative Vorticity ist ein Maß für die Verwirbelung des Geschwindigkeitsfelds und hat besonders große positive (negative) Werte dort, wo sich starke Tiefdruckstörungen in der nördlichen (südlichen) Hemisphäre befinden. Deshalb eignet sich diese Größe beispielsweise sehr gut für die Analyse des Wettergeschehens.

Anhand von Abbildung 2.6 lässt sich ableiten, wie groß der Betrag der planetare Vorticity bei der Breite φ ist:

$$f \equiv \vec{k} \cdot \vec{\omega}_e = 2\vec{k} \cdot \vec{\Omega} = 2\Omega_k = 2\Omega \sin \varphi. \quad (2.9)$$

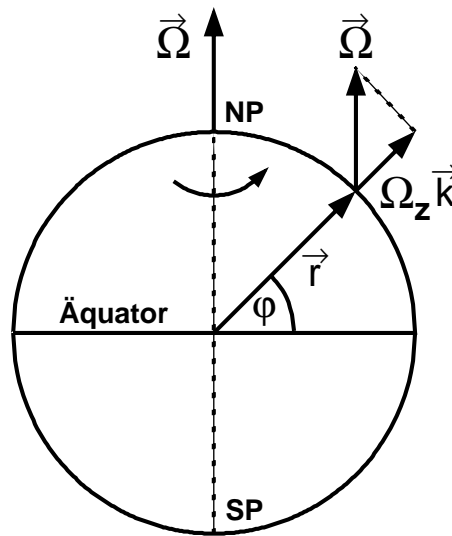


Abbildung 2.6: Herleitung der Vertikalkomponente der Winkelgeschwindigkeit aufgrund der Erdrotation $\vec{\Omega}$ bei der Breite φ .

Betrachtet ein Beobachter ein Luftpaket, das sich im Inertialsystem gradlinig in meridionaler Richtung mit konstanter Geschwindigkeit fortbewegt, so schließt er daraus, dass auf dieses Luftpaket keine Kräfte wirken. Ein Beobachter auf der Erdoberfläche stellt hingegen fest, dass durch die Erdrotation eine Scheinkraft wirkt, nämlich die Corioliskraft. Sie bestimmt, wie stark die Erdrotation ein Luftpaket im relativen Koordinatensystem (Erdoberfläche) ablenkt. Die planetare Vorticity (oder Coriolisparameter) f ist eine zu φ proportionale Größe, die folglich positiv (negativ) in der Nord(Süd-)hemisphäre ist. Sie besitzt Extremwerte an den Polen und verschwindet am Äquator. Da die Erde vom Nordpol aus gesehen gegen den Uhrzeigersinn rotiert, werden Luftpakete auf der nördlichen (südlichen) Halbkugel senkrecht zur Bewegungsrichtung nach rechts (links) abgelenkt.

Aus den vorhergehenden Gleichungen folgt für die absolute Vorticity

$$\eta \equiv \vec{k} \cdot \vec{\omega}_a = \vec{k} \cdot (\vec{V} \times \vec{u}_a) = \zeta + f = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + 2\Omega \sin \varphi. \quad (2.10)$$

Diese wird (der ausschließlich horizontalen Strömung folgend) in einer barotropen, reibungsfreien Atmosphäre mit konstanter Höhe erhalten, was zur barotropen Vorticitygleichung führt:

$$\frac{D_h(\zeta + f)}{Dt} = 0 \quad (2.11)$$

Oftmals weist die Atmosphäre aber eine variable Höhe auf¹. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, eine Formulierung der Vorticity zu verwenden, die unter diesen Bedingungen erhalten wird. Eine solche Größe ist die so genannte potenzielle Vorticity nach Ertel (hier in isentropen Koordinaten)

¹Beispielsweise aufgrund von Orografie oder in Hoch- und Tiefdruckgebieten

$$PV \equiv -g \frac{\partial \Theta}{\partial p} (\zeta + f), \quad (2.12)$$

die in adiabatischen und reibungsfreien Strömungen eine Erhaltungsgröße ist. Die PV berücksichtigt im Wesentlichen das Verhältnis von absoluter Vorticity $\zeta + f$ zur Höhe der rotierenden Säule. In der vorliegenden Formulierung besteht die Höhe im Abstand zweier Flächen konstanter potenzieller Temperatur (Isentropen) in Druckeinheiten.

2.2.2 Die Entstehung von planetaren Wellen

Planetare Wellen sind ein wesentlicher Bestandteil der atmosphärischen Zirkulation; z.B. sind sie auf Wetterkarten anhand der Fronten von Druckgebilden als Wellenphänomen gut wahrzunehmen. In der Meteorologie wurde aus diesem Grund schon früh nach Modellen gesucht, die zum Verständnis dieser Wellenereignisse beitragen. Rossby [1939] bediente sich dabei erfolgreich der barotropen Vorticitygleichung (Gleichung 2.11) und bewies, dass die später nach ihm benannten Rossby- oder planetaren Wellen aufgrund der Erhaltung von Vorticity ins Leben gerufen werden. In einer barotropen Atmosphäre mit konstanter Höhe entstehen diese die absolute Vorticity erhaltende Wellen aufgrund des breitenabhängigen Coriolisparameters (β -Effekt, s.u.). Rossbys Vorgehensweise soll nun anhand von Abbildung 2.7 qualitativ skizziert werden.

Man gehe von einer Kette von Luftpaketen auf einem Breitenkreis in der Nordhemisphäre aus, die sich im Ruhezustand befinden. Daraus folgt, dass alle Luftpakete eine verschwindende relative Vorticity ($\zeta = 0$) haben. Nun wird das Luftpaket mit Position A auf diesem Breitenkreis nach Norden bis A' ausgelenkt, was zu einer Zunahme an planetare Vorticity führt. Da aber Gleichung 2.11 gilt, muss die relative Vorticity von A nach A' negativ werden, was eine antizyklonale Bewegung um A zur Folge hat. Luftpakete wie am Ort B, die sich westlich von A' befinden, werden durch das induzierte meridionale Strömungsfeld nach Norden (B') verschoben, während östlich von A' Luftpakete nach Süden wandern (C nach C'). In B' bzw. C' entsteht nun durch die Auslenkung eine antizyklonale bzw. zyklonale Strömung, so dass diese Zirkulation das Luftpaket bei A' in Richtung A'' bewegt. Offensichtlich ergibt jede nord- oder südwärts gerichtete meridionale Auslenkung auf beiden Hemisphären eine Welle, deren Phasengeschwindigkeit immer negativ, also nach Westen gerichtet ist.

Diese Eigenschaft planetarer Wellen wurde durch Rossby auch quantitativ hergeleitet: es soll angenommen werden, dass der Coriolisparameter um eine bestimmte Breite y_0 durch $f = f_0 + \beta y$ beschrieben werden kann. Im rein horizontalen Fall der Wellenausbreitung können der Horizontalwind und damit auch die relative Vorticity durch eine Stromfunktion vereinfacht werden, die dann in Gleichung 2.11 eingesetzt wird. Nun kann die Gleichung wegen kleiner Auslenkungen linearisiert und eine Wellenlösung für die Stromfunktion angesetzt werden. Dann erhält man für die zonale Phasengeschwindigkeit bei einem zonalen Grundstrom \bar{u} die Dispersionsrelation

$$c_{px} - \bar{u} = -\frac{\beta}{k^2 + l^2}. \quad (2.13)$$

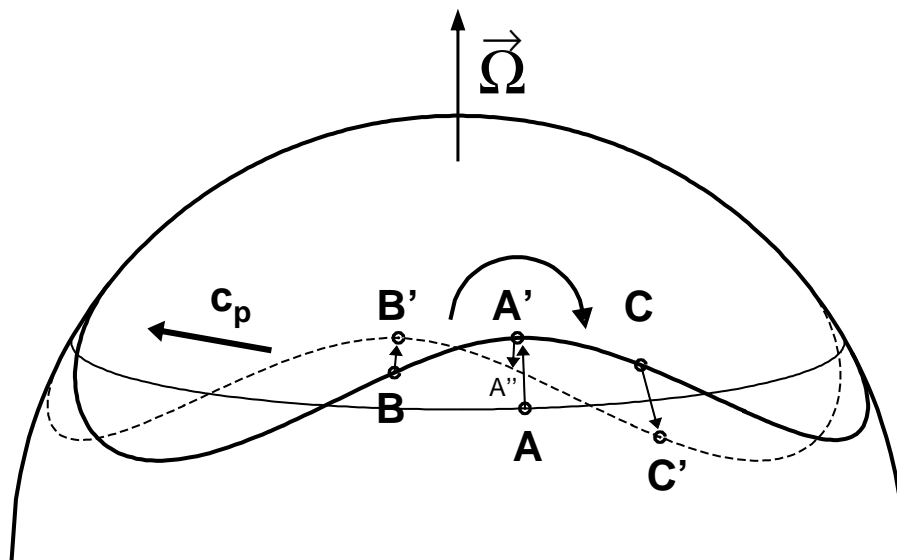


Abbildung 2.7: Bildung von Rossby-Wellen durch den β -Effekt in der Nordhemisphäre. c_p bezeichnet die nach Westen gerichtete Phasengeschwindigkeit der sich fortpflanzenden Welle.

Mit $\beta > 0$ in beiden Hemisphären und k und l als positiver zonaler und meridionaler Wellenzahl ist die Ausbreitung der zonalen Phase relativ zum Grundstrom immer westwärts gerichtet. Zudem hängt die Phasengeschwindigkeit von der Inversen des Wellenzahlquadrats ab, so dass die Phasengeschwindigkeit mit zunehmender Wellenzahl stark abnimmt (Dispersion). Relativ zum Erdboden hängt die zonale Ausbreitungsrichtung der Wellen davon ab, wie groß ihre zonale Wellenzahl ist: planetare Wellen der Wellenzahlen 1 und 2 haben in der Regel so hohe Phasengeschwindigkeiten, dass sie die ostwärts gerichtete Advektion durch den troposphärischen Grundstrom überkompensieren und sich überwiegend nach Westen ausbreiten. Wellen mit $k > 3$ hingegen haben meist kleinere Phasengeschwindigkeiten als der Grundstrom und wandern deshalb nach Osten. Dies lässt sich gut bei extratropischen Zyklonen beobachten: die damit verbundenen Störungen der mittleren Troposphäre haben in der Regel Wellenlängen der Größenordnung 10^3 km ($k > 4$) und wandern nach Osten, und zwar langsamer als der Grundstrom. In einem Zwischenbereich können Wellen bestehen, deren zonale Phasengeschwindigkeit c_{px} gerade den Grundstrom kompensiert und die damit stationär, also ortsfest sind; dies ist meistens bei topografisch angeregten Wellen der Fall.

Planetare Wellen sind leicht in einer Wetterkarte zu identifizieren; z.B. lassen sich in einer Geopotenzialkarte für 500 hPa Rücken und Tröge finden, die mit der Zeit ihre Position verändern. Diese Wellenmerkmale geben Auskunft über die Phasengeschwindigkeit, deren Richtung über die Dispersionsrelation bekannt ist. Bei den dispersiven planetaren Wellen gibt die Phasengeschwindigkeit allerdings keine Auskunft darüber, in welche (horizontale) Richtung planetare Wellen ihre Energie transportieren, da sie nicht gleich der Gruppengeschwindigkeit ist. Vernachlässigt man die meridionale Wellenzahl ($l = 0$), dann ergibt sich für die zonale Gruppengeschwindigkeit, mit der von Wellen Energie transportiert wird,

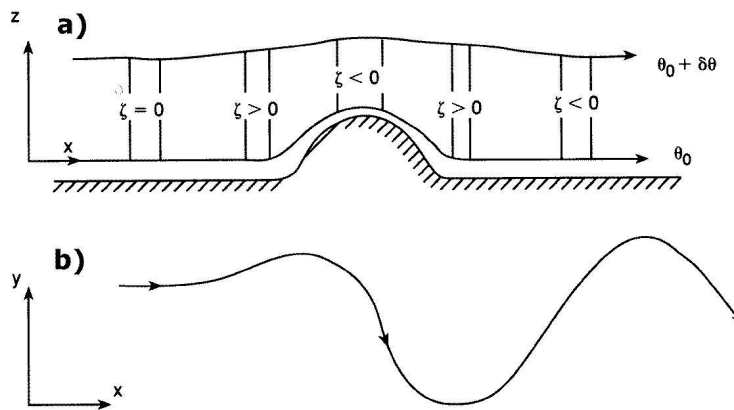


Abbildung 2.8: a) Variation der relativen Vorticity zwischen zwei Isentropen bei der Überströmung eines Berges in zonaler Richtung und b) daraus resultierende meridionale Auslenkung der Strömung. Aus Holton [1992].

$$c_{gx} - \bar{u} = \frac{\beta}{k^2}, \quad (2.14)$$

was bedeutet, dass sich die Energie grundsätzlich ostwärts relativ zum Grundstrom fortbewegt. Berücksichtigt man hingegen die meridionale Wellenzahl, dann wird Energie für $k > 1$ ostwärts, für $k < 1$ westwärts und für $k = 1$ mit dem Grundstrom transportiert. Insbesondere für stationäre Wellen ($c_{px} = 0$) ist die zonale Gruppengeschwindigkeit **relativ zum Erdboden** positiv; dadurch erfolgt der Energietransport stromabwärts von topografischen Hindernissen. Welchen Einfluss hat die zonale Wellenzahl auf die Wellenenergie? Über die oben erwähnte Stromfunktion kann man mit der meridionalen Komponente der Geschwindigkeit die Störung des zonalen Zustandes ermitteln. Integriert man die kinetische Energie dieser Störung der Amplitude A über eine Wellenlänge, dann erhält man

$$E = \frac{1}{4} k^2 A^2. \quad (2.15)$$

Dies bedeutet, dass kürzere Wellen wesentlich mehr Energie als lange Wellen transportieren.

Alle vorhergehenden Überlegungen basieren auf der Annahme einer barotropen Atmosphäre mit konstanter Höhe. Diese Vereinfachung ist zwar sehr nützlich, weil viele wichtige Eigenschaften von Rossby-Wellen auf einfache Art abgeleitet werden können. Sie vernachlässigt dafür aber einen der wichtigsten Anregungsmechanismen, und zwar die schon angedeutete Entstehung von planetaren Wellen an orografischen Hindernissen [z.B. Charney und Eliassen, 1949; Held et al., 2002]. Auf diese Weise angeregte Wellen lassen sich nicht über die Erhaltung von absoluter Vorticity erklären, sondern entstehen vielmehr durch PV-Erhaltung (Gleichung 2.12).

Abbildung 2.8 verdeutlicht diesen Sachverhalt für die nördliche Hemisphäre: man gehe von einer Westströmung aus, die auf eine Bergbarriere trifft. Bevor sich die Wirkung der Topografie bemerkbar macht, besitzt eine zu betrachtende Säule in dieser rein zonalen Strömung eine verschwindende relative Vorticity ($\zeta = 0$). Unter der Annahme eines adiabatischen Vorgangs bleibt diese Säule bei der Überströmung zwischen den beiden abgebildeten Flächen

der potenziellen Temperatur gefangen. Nähert sich die Säule dem Hindernis, dann wird zuerst die obere Temperaturfläche angehoben, da sich die Störung durch die Topografie mit zunehmender Höhe seitlich ausdehnt. Durch die Streckung der Säule muss ζ zunehmen, um die PV zu erhalten, und die Säule wird nach links (zyklonal) abgelenkt. Diese meridionale Ablenkung äußert sich allerdings nur schwach, da der Transport nach Norden zu einem stärkeren f führt und damit die Zunahme der relativen Vorticity reduziert. Wird die Säule nun am Boden durch die Barriere angehoben, dann wird sie gestaucht. Dies geschieht, weil die Hebung am oberen Rand wegen der eben angesprochenen seitlichen Ausdehnung der Störung geringer ausfällt. Nimmt die Säulenhöhe ab, dann muss auch die relative Vorticity abnehmen. Die induzierte antizyklonale Strömung lenkt die Säule nach Süden. Wenn die Säule die Barriere überwunden hat, dann befindet sie sich weiter südlich als in der Ausgangsposition. Die relative Vorticity muss nun sowohl die Zunahme der Säulenhöhe als auch die geringere planetare Vorticity kompensieren und wird deshalb wieder positiv. Eine zyklonale Strömung entsteht und lenkt die Säule polwärts. Durch ihre Trägheit schiesst die Säule über die ursprüngliche Position hinaus. Die zunehmende planetare Vorticity erzwingt bei nunmehr konstanter Säulenhöhe einen erneuten Wechsel von zyklonaler zu antizyklonaler Bewegung. Die Bewegung der Säule setzt sich fortan in einer Reihe von Rücken und Trögen nach Osten fort.

Bei der Anströmung aus Westen entsteht im Lee von Bergketten, also stromabwärts, eine Region mit zyklonalem Geschwindigkeitsfeld. Der sich hier bildende Trog begünstigt deshalb die Zyklogenese. Ein gutes Beispiel für eine solche Leezyklone ist das Tiefdruckgebiet im Golf von Genua, das dann entsteht, wenn eine nordwestliche Strömung auf die Westalpen trifft. Die Dimensionen des topografischen Hindernisses entscheiden, ob es lokale oder globale Auswirkungen auf das Wellenmuster der jeweiligen Hemisphäre hat. Noch wichtiger als die meridionale Länge und die Höhe einer Bergkette ist dabei ihre zonale Ausdehnung. So tragen die Anden oder die neuseeländischen Alpen in der Regel nur lokal zur Anregung von planetaren Wellen bei. Die Rocky Mountains und der Himalaya hingegen regen stationäre Wellen kleiner Wellenzahlen an, die in den mittleren Breiten der gesamten nördlichen Hemisphäre wahrzunehmen sind.

2.2.3 Das Geopotenzial als Indikator der Wellenaktivität

Die Signatur von planetaren Wellen ist in verschiedenen atmosphärischen Größen auszumachen. Beispielsweise weisen Rodgers und Prata [1981] eine transiente stratosphärische Welle der Wellenzahl 3 mit einer Periode von zwei Tagen in der Temperatur der Südhemisphäre anhand von Satellitendaten nach. Das Geopotenzial ist dabei die wichtigste unter diesen Größen, was die Analyse planetarer Wellen betrifft. Zum einen ermöglicht es die geostrophische Approximation, das Geopotenzial mit dem geostrophischen Windfeld zu verknüpfen (Gleichung 2.1). Zudem ist das Geopotenzial proportional zur mittleren Temperatur der gesamten darunter liegenden Schicht (hydrostatische Näherung). Diese Eigenschaften erlauben es, über die Vertikalverteilung des Geopotenzials auf die Barotropie oder Baroklinität einzelner Wellen zu schliessen (Abschnitt 2.2.5). Schließlich ist das Geopotenzial eine in allen Beobachtungs- und Modelldatensätzen vorhandene Größe.

2.2.4 Charakteristika planetarer Wellen

Es folgen nun drei Arten der Kategorisierung von planetaren Wellen, und zwar in angeregte/freie, barotrope/barokline und transiente/stationäre Wellen. Diese Einteilung gibt einerseits einen Überblick über die Eigenschaften von Rossby-Wellen und ist andererseits für die Interpretation der Ergebnisse äußerst nützlich.

Angeregte und freie Wellen

In Abschnitt 2.2.2 wurde dargelegt, wie die Erhaltung von Vorticity zur Bildung von Rossby-Wellen führt. Diesen Bildungsmechanismen liegt die Atmosphäre auf der rotierenden Erde zugrunde. Was sind nun die wesentlichen Anregungsmechanismen?

Zuerst einmal gibt es die so genannten erzwungenen Wellen, die auf eine ganz bestimmte Anregung zurückgeführt werden können. Dies sind im wesentlichen drei Mechanismen: zum einen die Anregung durch Strömungen über Bergketten, wie schon weiter oben erläutert. Ein weiterer Mechanismus ist die Verteilung von Kontinenten und Ozeanen, die eine saisonal und zonal variable Heizung am unteren Rand der Atmosphäre bewirkt [Smagorinsky, 1953]. Beide Vorgänge schaffen quasistationäre Wellen mit großen Amplituden bei kleinen Wellenzahlen. Und schließlich werden dann im Grundstrom Wellenmuster erzwungen, wenn er mit kleinskaligen Störungen wie extratropischen Zyklonen wechselwirkt.

Neben den erzwungenen Wellen existieren so genannte freie Rossby-Wellen, auch „normal modes“ genannt. Diese erhält man, wenn man die Eigenwerte der Laplace'schen Gezeitengleichung errechnet [Longuet-Higgins, 1968]. Eine solche Analyse ergibt für eine hydrostatische Atmosphäre zwei physikalisch unterschiedliche Lösungen: zum einen west- und ostwärts laufende großskalige Schwerewellen mit Perioden unter einem Tag und zum anderem westwärts wandernde planetare Wellen mit Perioden auf der Skala von Tagen, auch externe Wellen der 2. Art genannt. Die mathematische Vorgehensweise, um diese Lösungen herzuleiten, ist unter anderem in Kasahara [1976] oder Hirota und Hirooka [1984] zu finden. Die Besonderheit dieser Rossby-Wellen ist es, dass sie ihre Anregung keinem einzelnen spezifischen Mechanismus verdanken: sie bilden sich durch jede beliebige Störung des zonalen Zustands (Abbildung 2.7) und können daher als Eigenschwingungen der Atmosphäre angesehen werden. Neben den theoretischen Herleitungen sind „normal modes“ mittlerweile häufig beobachtet [z.B. Madden, 1979; Hirota und Hirooka, 1984; Hirooka und Hirota, 1985] und simuliert worden [z.B. Miyoshi, 1999; Miyoshi und Hirooka, 1999]. Die durch die Theorie hergeleiteten Moden sind nur für die zonalen Wellenzahlen 1 (z.B. Perioden von etwa 5, 10 und 16 Tagen) und 2 (z.B. bei etwa 4 Tagen) eindeutig zu beobachten.

Der Hauptanteil der Varianz planetarer Wellen ist den erzwungenen Wellen zuzuordnen, die in der Troposphäre und unteren Stratosphäre Amplituden in der Größenordnung von 10^2 Metern im Geopotenzial erreichen. Die Amplituden der freien Rossby-Wellen sind deutlich geringer; sie charakterisieren aber die Atmosphäre, weil sie Eigenschwingungen darstellen.

Barotrope und barokline Wellen

Neben den gerade diskutierten Arten der Anregung ist es hilfreich, planetare Wellen auf eine weitere Weise zu kategorisieren, und zwar in barotrope und barokline Wellen. Wellen von teilweise barotroper Natur entstehen in der Troposphäre durch Orografie und Land-See-Kontraste der bodennahen Temperatur. Einen zusätzlichen Beitrag zur Anregung dieses Wel-

lentyps liefert die so genannte barotrope Instabilität: sie entsteht bei horizontaler Scherung des Windfelds insbesondere an den Rändern von starken Jets. Diese Instabilitäten wachsen, indem sie der Strömung kinetische Energie entziehen. Vor allem bei kleinen Wellenzahlen können barotrope Wellen erhebliche troposphärische Amplituden aufweisen. Die barotrope Struktur einer Welle impliziert, dass die Luftdruck- und Temperaturflächen parallel verlaufen. Ist das Windfeld annähernd divergenzfrei, dann bedeutet dies, dass der Wind parallel zum Temperaturfeld weht. Deshalb können barotrope Wellen nicht zum Abbau von meridionalen Temperaturgradienten beitragen.

In einer baroklinen Atmosphäre können Isobaren und Isothermen in einem beliebigen Winkel zueinander liegen. Wellen barokliner Natur werden dann angeregt, wenn eine barokline Instabilität vorliegt. Eine solche Art der Instabilität wird mit der vertikalen Scherung des Grundstroms in Verbindung gebracht, die durch den meridionalen Temperaturgradienten entsteht (s. Gleichung 2.3). Die Instabilität wächst, indem verfügbare potenzielle Energie des Grundstroms in kinetische Energie der wachsenden Störung umgewandelt wird. Solche Störungen sind in der Regel extratropische Zyklonen. Sie bauen die bestehenden meridionalen Temperaturgegensätze ab, indem sie warme Luft polwärts und kalte Luft in Richtung Äquator transportieren. Wegen der wichtigen Rolle barokliner Wellen für die Dynamik der mittleren Breiten wurden schon vor über 50 Jahren Modelle entwickelt [z.B. Charney, 1947; Eady, 1949; Phillips, 1954], die trotz ihrer Einfachheit einen guten Einblick in Anregung, Wachstum und Energetik von baroklinen Moden bieten. Übereinstimmend mit Beobachtungen kommen diese ersten Modelle wie auch Modelle neueren Datums zu dem Schluss, dass die am schnellsten wachsenden Störungen horizontale Wellenlängen von etwa 3000–5000 km aufweisen. Ist die vertikale Scherung des Grundstroms relativ groß ($u_{300\text{ hPa}} - u_{700\text{ hPa}} > 25\text{ ms}^{-1}$), dann können aber auch noch Moden mit Wellenlängen über 8000 km und signifikanten Wachstumsraten auftreten [Phillips, 1954]. Dies bedeutet, dass barokline Wellen hauptsächlich in den mittleren Breiten zu finden sind und von den zonalen Wellenzahlen 4 bis 10 dominiert werden. Ihre Ausbreitung ist vornehmlich in östlicher Richtung zu erwarten, da diese Moden mit wandernden Zyklonen zusammenhängen.

Stationäre und transiente Wellen

Eine weitere Einteilung ist für das Verständnis der planetaren Wellen unerlässlich, und zwar in wandernde und ortsfeste Wellen. Diese Unterteilung ist schon aus technischen Gründen unumgänglich (Abschnitte 3.2 und 3.3).

Transiente, also west- und ostwärts wandernde Wellen, beherrschen hauptsächlich die Troposphäre und breiten sich nur in den kleinsten Wellenzahlen bis in die Stratosphäre aus (Abschnitt 2.2.5). Bei den bis in die Stratosphäre reichenden Moden handelt es sich größtenteils um barotrope Wellen, und dabei unter anderem um die schon erwähnten „normal modes“. Die baroklinen Anteile der transienten Wellen sorgen für eine Abschwächung des troposphärischen meridionalen Temperaturgradienten. Wandernde planetare Wellen sind in allen Perioden auf der Skala von Tagen aufzufinden. So können barokline Störungen mit kleinen Wellenlängen Perioden von einem Tag aufweisen, während überwiegend barotrope Wellen der Wellenzahlen 1 und 2 aufgrund der Dispersionsrelation auch quasistationär werden können (Abschnitt 2.2.2).

Stationäre Wellen können sich durchaus über den eben erwähnten Mechanismus bilden, dass die westwärts gerichtete Phasengeschwindigkeit gerade den ostwärts gerichteten Grund-

strom aufwiegt und die Phase einer transiente Welle dadurch ortsfest wird. Im Vergleich mit der Anregung von stationären Wellen durch Orografie oder Land-See-Kontraste ist dieser Prozess aber zu vernachlässigen. Gerade von stationäre Wellen durch Orografie wird angenommen, dass sie im Nordwinter die Symmetrie des Polarwirbels stören und ihn so erwärmen; ihre Amplituden können mehrere 10^2 m in der mittleren und oberen Stratosphäre erreichen.

2.2.5 Die vertikale Wellenausbreitung

Ein häufig auftretender und in Teilbereichen offener Diskussionspunkt der Atmosphärenforschung ist die Frage, wie die Troposphäre und die Stratosphäre einander qualitativ und quantitativ beeinflussen [Holton et al., 1985]. Die Rolle von planetaren Wellen hingegen kann in dieser Hinsicht mittlerweile relativ eindeutig bewertet werden. Es hat sich herausgestellt, dass vor allem orografisch angeregte stationäre Störungen mit kleinen Wellenzahlen bis weit in die Stratosphäre reichen [z.B. Eliassen und Palm, 1961; Pawson und Kubitz, 1996]. Hier können sie zu Stratosphärenerwärmungen beitragen und sogar eine Aufspaltung des Polarwirbels bewirken (s. Abschnitt 2.1.3).

Wodurch wird eine Erwärmung des Polarwirbels verursacht? Breitet sich eine Welle ohne Hindernis nach oben aus, dann muss sich ihre Amplitude umgekehrt proportional zur abnehmenden Dichte der Luft erhöhen, damit ihre Energie erhalten wird. Ab einer ausreichend geringen Luftdichte nimmt die Amplitude der Welle so stark zu, dass sie brechen kann, analog zu einer Meereswelle, die auf einen Strand zuläuft [McIntyre und Palmer, 1983, 1984]. Ein Teil der Wellenenergie wird auf diese Weise auf kleinere Skalen verteilt und trägt zur Erwärmung der Umgebungsluft bei. In den untersten 30 km der Atmosphäre, die im Rahmen dieser Arbeit auf ihre Wellenaktivität untersucht werden sollen, ist der Prozess des Brechens von planetaren Wellen nicht von entscheidender Bedeutung, im Gegensatz zur höheren Stratosphäre und Mesosphäre. Das Brechen durch kleinskalige Schwerewellen hingegen kann auch unterhalb von 30 km energetisch wichtig sein [Dörnbrack, 2004]; allerdings erfassen die im Folgenden vorgestellten Methoden zur Wellenanalyse nicht die vergleichsweise sehr kurzen Perioden von unter einem Tag.

Ohne die Einwirkung von dynamischen Störungen sollte der Polarwirbel eine rotationssymmetrische Struktur mit Bezug auf den Pol aufweisen. Erreicht nun eine sich nach oben ausbreitende Wellenstörung den Wirbelrand, dann verformt sie den Wirbel ihrer Wellenzahl entsprechend. So wird die Wellenzahl 1 den Wirbel vom Pol nach Süden verschieben, eine Wellenzahl 2 den Wirbel in die Länge ziehen, und ab der Wellenzahl 3 erscheinen im Wirbelrand Mäander. Jede dieser Störungen verformt den Wirbel und einzelne Abschnitte des Wirbelrands werden beschleunigt oder abgebremst. Durch diese Windscherung können sich Filamente bilden und vom Wirbel lösen, so dass sich Luft extrapolarer Natur mit Luft aus dem Wirbelinneren vermischt [Juckes und McIntyre, 1987]. Dieser Vorgang sorgt dafür, dass sich das Wirbelinnere weniger stark abkühlt, als es durch den reinen Strahlungseffekt zu erwarten ist.

Welche Wellenzahlen weisen Wellen auf, die sich in die Stratosphäre ausbreiten? Diese Frage beantwortet das Kriterium nach Charney und Drazin [1961], im Folgenden Charney-Drazin-

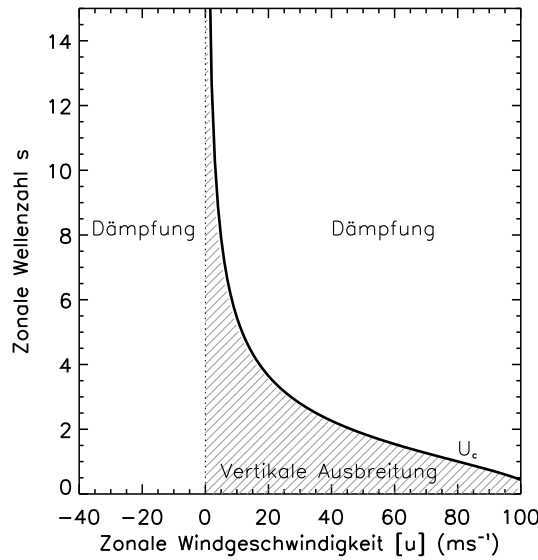


Abbildung 2.9: Geschwindigkeit des zonalen Winds \bar{u}_c in Abhängigkeit von der zonalen Wellenzahl anhand von Gleichung 2.17. Schraffiert dargestellt ist der Bereich, in dem stationäre planetare Wellen vertikal propagieren können. Die Berechnung wurde für 45°N und für stratosphärische Werte $N = 2 \cdot 10^{-2}\text{s}^{-1}$ und $H = 6.4\text{km}$ durchgeführt. Nach James [1994].

Kriterium (CDK) genannt. Das Kriterium gibt einen Bereich für den mittleren Zonalwind an, in dem sich wandernde planetare Wellen mit der Phasengeschwindigkeit c_p vertikal ausbreiten können:

$$0 < \bar{u} - c_p < \bar{u}_c \equiv \frac{\beta}{k^2 + l^2 + f_0^2/(4N^2H^2)}. \quad (2.16)$$

Hierbei bezeichnet H die Skalenhöhe und N die Brunt-Väisälä-Frequenz, f_0 ist der Referenzwert des Coriolisparameters in mittleren Breiten und \bar{u}_c ist die kritische Rossbygeschwindigkeit. Für stationäre Wellen mit $c_p = 0$ ergibt sich folglich

$$0 < \bar{u} < \bar{u}_c, \quad (2.17)$$

was bedeutet, dass sich stationäre Wellen nur dann vertikal ausbreiten können, wenn der zonale Wind ostwärts gerichtet ist und einen von der Wellenzahl abhängigen Wert \bar{u}_c nicht überschreitet. Diese einfache Bedingung hat zur Folge, dass in der Regel nur Wellen mit den zonalen Wellenzahlen 1 und 2 in die Stratosphäre propagieren; für alle größeren Wellenzahlen ist die Geschwindigkeit des zonalen Winds im Mittel zu hoch. Modelle [Lin, 1982] sowie Beobachtungen (z.B. Abschnitt 5.2) bestätigen diese Gesetzmäßigkeit. Abbildung 2.9 zeigt diesen Zusammenhang anhand der von Gleichung 2.17 berechneten maximalen zonalen Windgeschwindigkeit.

Die Untersuchung der vertikalen Wellenstruktur ist wesentlich, um planetare Wellen in barotrope und barokline Moden einzuteilen zu können. Hierzu bieten sich zwei Kriterien an: zum einen das vertikale Amplitudenwachstum und zum anderen die vertikale Neigung der Welle.

2. Grundlagen

Die Amplitude A einer barotropen Welle in einer isothermen Atmosphäre nimmt mit der Höhe aufgrund des abnehmenden Luftdrucks exponentiell zu, wenn sie sich vertikal ungehindert ausbreiten kann:

$$A(p) = A(p_0) \exp \left[\frac{R}{c_p} \ln \frac{p_0}{p} \right]. \quad (2.18)$$

p_0 , p und c_p sind der Luftdruck auf einem Anfangsdruckniveau 0, der Luftdruck auf einem höheren Niveau und die spezifische Wärmekapazität von trockener Luft bei konstantem Druck. Dieses Ausbreitungsverhalten wird „Lamb mode“ [Lamb, 1917] genannt und ist eine Eigenschaft von barotropen Rossbywellen und speziell der so genannten „normal modes“, die die Eigenwerte der Laplace’schen Gezeitengleichung sind [Longuet-Higgins, 1968].

Nimmt die Amplitude einer Welle vertikal stärker zu als der entsprechende „Lamb mode“, dann muss eine Konversion von verfügbarer potenzieller zu kinetischer Energie stattfinden, wie es der Fall bei baroklinen Wellen ist. Ihre Amplituden wachsen in der Troposphäre stärker an, weil barokline Wellen einen großen Teil ihrer Energie dem Grundstrom an Frontalzonen entziehen. Jenseits der Tropopause geht die Amplitude dieser Wellen aus diesem Grund stark zurück.

Der mittlere meridionale Wärmefluss kann durch

$$[\overline{v'T'}] \approx \frac{g^2 A_0^2 k p_0}{2fR\Delta p} \sin \delta \quad (2.19)$$

approximiert werden [Klawns, 1998]. g , A_0 , k und p_0 sind die Erdbeschleunigung, die Amplitude der geopotenziellen Höhe, die Wellenzahl und der Druck auf einem Referenzdruckniveau. f , R , Δp und δ bezeichnen den Coriolisparameter, die Gaskonstante sowie die Druck- und Phasendifferenz bezüglich eines höher liegenden Druckniveaus. Eine barokline Welle, die sich in der Vertikalen nach Westen neigt, wird aufgrund eines positiven $\sin \delta$ zu einem positiven meridionalen Wärmetransport (in Richtung Pol) beitragen. Barotrope Wellen weisen in der Regel nur eine sehr geringe vertikale Achsenneigung auf und tragen deshalb kaum zum meridionalen Wärmefluss bei.

Kapitel 3

Methodik der Wellenanalyse

Dieses Kapitel erklärt die verschiedenen Methoden, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden. Sie ermöglichen es, anhand von Zeitreihen von Modell- und Beobachtungsdaten Aufschlüsse über die Eigenschaften planetarer Wellen zu gewinnen. Zuerst werden einige technische Hinweise gegeben. Dann folgt die Methodik zur Herleitung von transienten und stationären Wellen. Schließlich wird erläutert, wie der Wärme- und Impulstransport von transienten und stationären Wellen berechnet werden kann.

3.1 Technisches zur Fourierkoeffizientendarstellung

Alle der in diesem Kapitel vorgestellten Methoden verwenden räumliche Fourierkoeffizienten als Basis für die verschiedenen Berechnungen. In der Regel existieren für Modelle und Beobachtungsdaten fertige Programmpakete, die es ermöglichen, Daten in Fourierkoeffizientendarstellung auszugeben. Daten, die auf einem räumlichen Gitter vorliegen, müssen über eine Fouriertransformation umgerechnet werden; Daten im Spektralraum werden anhand der Legendretransformation in Fourierkoeffizienten umgewandelt. Da die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Daten schon als Fourierkoeffizienten aus Modellergebnissen und Reanalysedaten direkt extrahiert werden konnten, wird dieser Schritt hier nicht näher erläutert; die Vorgehensweisen der verschiedenen Umrechnungen sind in detaillierter Form in Bourke [1988] zu finden.

Die Zeitreihe einer Welle W auf einem Breitenkreis y lässt sich über Fourierkoeffizienten darstellen:

$$W(x, y, t) = c_a \frac{a_0(y)}{2} + \sum_{k=1}^n c_a a_k(y, t) \cos kx + c_b b_k(y, t) \sin kx. \quad (3.1)$$

$x \in [0, 2\pi]$ bezeichnet den Längengrad im Bogenmaß, $k \in \mathbb{N}$ ist die zonale Wellenzahl und a_k und b_k sind die räumlichen Fourierkoeffizienten der Sinus- und Kosinusanteile. n ist die maximale zonale Wellenzahl, die aus den verwendeten Daten verfügbar ist, und hängt von deren horizontaler Auflösung ab. So ermöglicht z.B. ein Modell mit der Auflösung T30 die Darstellung der jeweiligen Felder bis zur 30. Wellenzahl. Strukturen mit geringeren Wellenlängen (größeren Wellenzahlen) kann das Modell somit nicht mehr simulieren.

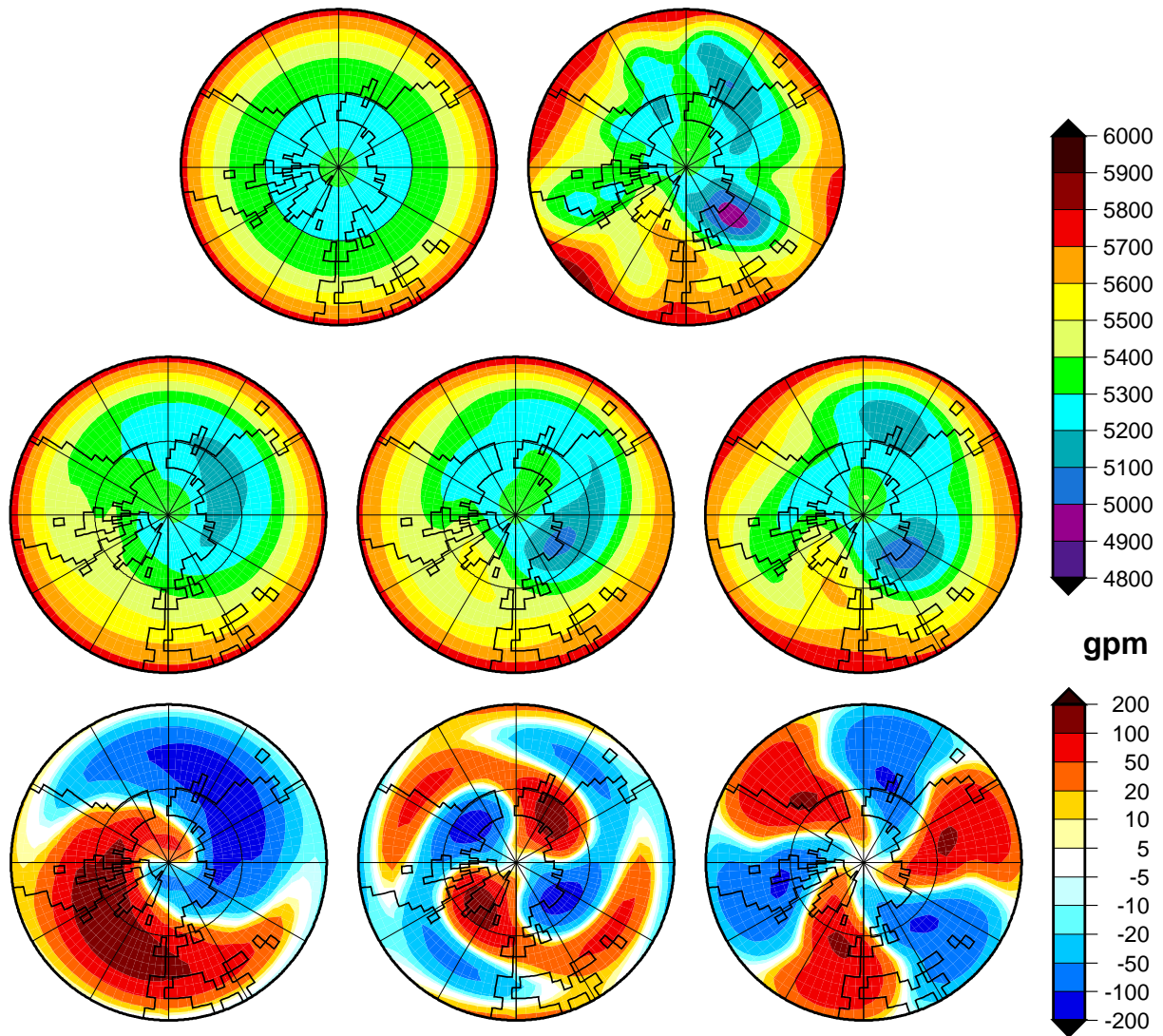


Abbildung 3.1: Beiträge der verschiedenen Wellenzahlen zum Geopotenzialfeld in 500 hPa in geopotenziellen Metern am 1. Dezember eines beliebig herausgegriffenen Modelljahres, polarstereografisch aufgetragen zwischen 30°N und 90°N. Abgebildet sind das zonale Mittel des Geopotenzialfelds (W_0 , oben links) und das gesamte Feld in T30-Auflösung (oben rechts). Die Darstellungen Mitte links bis Mitte rechts zeigen die Summen $\sum_{k=0}^1 W_k$, $\sum_{k=0}^2 W_k$ und $\sum_{k=0}^3 W_k$, unten sind die einzelnen Wellenbeiträge W_1 , W_2 und W_3 zu sehen.

c_a und c_b sind konstante Faktoren, die den verwendeten Fourierkoeffizienten zugrunde liegen. Diese Faktoren können sich je nach Definition der Fourierkoeffizienten von Modell zu Modell unterscheiden. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden mit $c_a = 2$ und $c_b = -2$ in Fourierkoeffizienten umgerechnet, so dass diese Faktoren bei der Zusammensetzung der einzelnen Wellen berücksichtigt werden mussten. Für andere Modelle gilt, dass im Zweifelsfall (bei Unkenntnis der genauen Koeffizientendefinition) ein beliebiges Feld $W(x, y)$

$$W_k(x, y) = c_a a_k(y) \cos kx + c_b b_k(y) \sin kx \quad (3.2)$$

über die verfügbaren Fourierkoeffizienten probeweise aus den Beiträgen der einzelnen Wel-

lenzahlen zusammengesetzt werden sollte. Dieses Feld kann dann mit dem vorhandenen Ursprungsfeld auf die Richtigkeit der Koeffizientendefinition hin verglichen werden, bevor die im folgenden vorgestellten Methoden angewendet werden.

Abbildung 3.1 stellt die Zusammensetzung eines beliebig gewählten Geopotenzialfelds durch die ersten drei Wellenzahlen dar. Der erste Term $a_0/2$ der Gleichung 3.1 enthält das zonale Mittel des gesamten Felds (oben links). Die Addition der einzelnen Wellenbeiträge auf das zonale Mittel ermöglicht es, das vollständige Geopotenzialfeld zu konstruieren (oben rechts). Gut zu erkennen ist, dass bereits die ersten drei Wellenzahlen die grobe Struktur des Felds wiedergeben (Mitte rechts): zu sehen ist z.B. der Rücken über dem Nordatlantik, die Tiefdruckgebiete östlich von Skandinavien und über den östlichen USA sowie die höheren Geopotenzialwerte der Tropen.

In der Grenzschicht sind in der Regel mehr Wellenzahlen als in der freien Atmosphäre notwendig, um die nahe am Erdboden auftretenden kleinskaligen Abweichungen vom zonalen Mittel zu erfassen. Mit zunehmender Höhe werden die kleinsten Wellenzahlen auf Kosten der größeren immer dominanter; gerade in der stabil geschichteten Stratosphäre werden kürzere Wellenlängen herausgefiltert [Charney und Drazin, 1961]. Da der Schwerpunkt dieser Arbeit darin besteht, die Interaktionen zwischen Troposphäre und Stratosphäre zu untersuchen, werden im folgenden nur dafür relevante Wellenzahlen $k \leq 8$ betrachtet.

3.2 Transiente Wellen und Wellenzahl-Frequenz-Analyse

Die Wellenzahl-Frequenz-Analyse (WFA) nach Hayashi [1977, 1982] ermöglicht es, die Varianzen transienter Wellen verschiedener Wellenzahlen und Frequenzen aus Modell- oder Beobachtungsdaten zu extrahieren und diese in wandernde und stehende Anteile aufzuspalten. Darüber hinaus können auch Kohärenz- und Phasendifferenzen zwischen verschiedenen Zeitreihen errechnet werden.

Das Verfahren der in dieser Arbeit angewendeten Wellenzahl-Frequenz-Analyse wird in zwei Schritten durchgeführt. Der erste Schritt besteht darin, aus vorliegenden Zeitreihen räumlicher Fourierkoeffizienten über die Methode der Spektralanalyse verschiedene Spektren zu gewinnen, was im folgenden Abschnitt 3.2.1 beleuchtet wird. Im zweiten Schritt spaltet die Analyse nach Hayashi die errechneten Spektren nach speziellen Kriterien auf, um diese Anteile den wandernden und stehenden Wellenarten zuzuordnen, und berechnet Phasen- und Kohärenzinformationen. Diesem Verfahren ist Abschnitt 3.2.2 gewidmet.

3.2.1 Spektren durch Lag-Korrelation

Unter der oben genannten Voraussetzung, dass die zu analysierenden Daten bereits als Zeitreihen von räumlichen Fourierkoeffizienten vorliegen, ist es nun möglich, über verschiedene Methoden der Spektralanalyse zu den benötigten Spektren zu gelangen. All diese Vorgehensweisen bilden Zeitreihen in den Frequenzraum ab. Die Maximum-Entropie-Methode [Burg, 1978] z.B. ist dann von Nutzen, wenn Zeitreihen relativ kurz sind, da sie Frequenzintervalle in feiner Auflösung liefert. Die Methoden der Fouriertransformation oder der Lag-Korrelation [Blackman und Tukey, 1958] sind dagegen für längere Zeitreihen geeignet. Letztere hat zudem den Vorteil, dass sie numerisch einfach und rechenzeitschonend ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden relativ lange Zeitreihen analysiert; aus diesen Gründen beschränkt sich diese Arbeit auf die Anwendung der Lag-Korrelations-Methode.

Wie können aus Zeitreihen von räumlichen Fourierkoeffizienten die von der WFA benötigten Spektren errechnet werden? Es wird zuerst einmal vereinfachend angenommen, dass sich transiente Wellen in zentraler Richtung, also auf Breitenkreisen, ausbreiten:

$$W_k(x, t) = A_k(t) \cos(kx + \phi(t)) \quad (3.3)$$

A_k ist die Wellenamplitude bei der zentralen Wellenzahl k , x bezeichnet die Position auf dem Breitenkreis und

$$\phi(t) = \frac{2\pi t}{T} + \delta \quad (3.4)$$

ist die zeitabhängige Phasenfunktion mit T als Periodendauer und δ als Phasenverschiebung. Die Zeitreihen der Fourierkoeffizienten, die durch Lag-Korrelation in den Frequenzraum abgebildet werden, müssen dementsprechend auf Breitenkreisen definiert sein, und zwar für diskrete Wellenzahlen. Hier sei angemerkt, dass alle Berechnungen mit um den Mittelwert bereinigten Zeitreihen erfolgen.

Für zwei reale, unendlich lange Zeitreihen x and y definiert die Spektralanalyse die Autokovarianz CV_{xx} und die Kreuzkovarianz CV_{xy} wie folgt:

$$CV_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t)x(t+\tau)dt, \quad (3.5)$$

$$CV_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t)y(t+\tau)dt, \quad (3.6)$$

wobei T als die Länge der Zeitreihe definiert ist. τ stellt die zeitliche Verschiebung der Zeitreihe, den so genannten „Lag“ dar. Diese Funktionen ermitteln für jeden Lag das zeitliche Mittel aller Produkte der zueinander verschobenen Koeffizientenreihen. Die Autokovarianzfunktion liefert Informationen über die vom Lag abhängigen Zusammenhänge innerhalb einer Zeitreihe, während die Kreuzkovarianzfunktion Aufschluss über die Korrelation zwischen zwei verschiedenen Reihen gibt.

In der Realität sind Zeitreihen begrenzt, so dass der Lag immer einer oberen Grenze unterliegt. Zusätzlich sollte der Wert des maximalen Lags τ_{\max} nicht mehr als ein Drittel der Zeitreihenlänge betragen [Blackman und Tukey, 1958], weil die Methode für alle grösseren Lags nur noch einen Teil der tatsächlichen Kovarianz erfasst.

Die Fouriertransformierte der Autokovarianzfunktion

$$P_{xx}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} CV_{xx}(\tau)e^{-i\omega\tau}d\tau \quad (3.7)$$

und ihre Symmetrie $CV_{xx}(\tau) = CV_{xx}(-\tau)$ führen zum Varianzspektrum (engl. power spectrum)

$$P_x(\omega) := P_{xx}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} CV_{xx}(\tau)\cos(\omega\tau)d\tau, \quad (3.8)$$

das die Varianz pro Kreisfrequenz ω enthält. Ein positives (negatives) ω steht in folgenden für die Wellenausbreitung nach Osten (Westen).

Für eine unendlich lange Zeitreihe mit Werten in beliebig feiner zeitlicher Auflösung ist dieses Varianzspektrum eine stetige Funktion, für die also zu jedem beliebigen ω eine Varianz gegeben ist. Wie oben schon angemerkt bestehen reale Zeitreihen jedoch immer nur aus einer begrenzten Anzahl von Messungen zu diskreten Zeitpunkten. Dies führt dazu, dass sich errechnete Varianzen immer auf Frequenzintervalle $\Delta\omega$ mit der zentralen Frequenz ω beziehen. Die Intervallbreite $\Delta\omega = (2\tau_{\max})^{-1}$ ist vom maximalen Lag anhängig und nimmt dementsprechend mit zunehmender Zeitreihenlänge ab, so dass die Auflösung feiner wird. Die Fouriertransformation der Kreuzkovarianz ergibt das komplexe Kreuzspektrum [Fleer, 1983], dessen Komponenten mit Wirkspektrum (cospectrum) K_{xy} und Blindspektrum (quadrature spectrum) Q_{xy} bezeichnet werden:

$$K_{xy}(\omega) = \text{Re}(P_{xy}(\omega)) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} CV_{xy}(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau, \quad (3.9)$$

$$Q_{xy}(\omega) = -\text{Im}(P_{xy}(\omega)) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} CV_{xy}(\tau) \sin(\omega\tau) d\tau. \quad (3.10)$$

K_{xy} gibt Auskunft darüber, ob sich zwei Schwingungen mit gleicher oder gegensätzlicher Phase ausbreiten; Q_{xy} enthält Informationen über die Phasendifferenz zweier Zeitreihen und ist positiv, wenn die Zeitreihe y der Basiszeitreihe x vorausseilt.

Bisher wurde $\omega = 2\pi/T$ als Kreisfrequenz verwendet. In der Regel ist es sinnvoller, Varianzen in Abhängigkeit von der Frequenz ν darzustellen. Dies erfordert, dass das Varianzspektrum und das Kreuzspektrum mit 2π multipliziert werden, bevor die im nun folgenden Abschnitt beschriebene Analysemethode angewendet wird.

3.2.2 Analyse der transienten Wellen nach Hayashi

Aus der Vorgehensweise des vorhergehenden Abschnitts ergeben sich das Varianz- und das Kreuzspektrum. Hayashi [1979] trennt stehende und ost- und westwärts wandernde Wellenanteile anhand dieser Spektren, und zwar durch folgender Annahmen:

- a) Wandernde Wellen bestehen aus ost- und westwärts wandernden Komponenten, die inkohärent zueinander sind.
- b) Stehende Wellen bestehen aus ost- und westwärts wandernden Wellenanteilen, die sowohl kohärent zueinander sind als auch die gleiche Amplitude aufweisen.
- c) Stehende und wandernde Wellen sind unterschiedlichen Ursprungs und nicht kohärent zueinander.

Anhand der Gleichungen 3.3 und 3.4 sowie der genannten Annahmen können propagierende und stehende Wellen definiert werden:

Westwärts wandernde Welle: $A_k(t) = \text{const}$ und $\phi(t)$ streng monoton steigend;

Ostwärts wandernde Welle: $A_k(t) = \text{const}$ und $\phi(t)$ streng monoton fallend;

Stehende Welle: $A_k(t) = A_0 \cos(t)$ und $\phi(t) = \text{const}$ bzw. als Summe aus ost- und westwärts wandernder Welle gleicher Amplitude, aber entgegengesetzter Phasenfunktion:

$$W_k(x, t) = A_k \cos(kx + \phi(t)) + A_k \cos(kx - \phi(t)) = 2A_k \cos(kx) \cos(\phi(t)). \quad (3.11)$$

Es sei hier angemerkt, dass stehende und stationäre Wellen nicht verschiedene Bezeichnungen für das gleiche Phänomen sind. Stationäre Wellen (Abschnitt 3.3) bilden sich hauptsächlich durch orografische Effekte oder Land-See-Kontraste am Erdboden oder auch durch Temperatureffekte wie z.B. im Polarwirbel in der Stratosphäre. Eine stehende Welle besteht nach Annahme b) aus der Überlagerung zweier nichtstationärer, also wandernder Wellen,

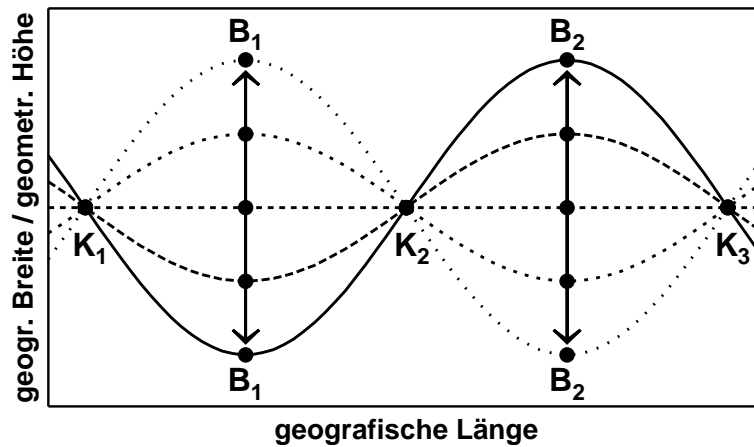


Abbildung 3.2: Stehende Wellen nach Hayashi. Die Knoten K_1 , K_2 und K_3 bleiben ortsfest, die Bäuche B_1 und B_2 pendeln zwischen Nord (Rücken) und Süd (Trog) bzw. zwischen vertikal höchster und tiefster Auslenkung hin und her.

die mit gleicher Amplitude und gleicher Phasengeschwindigkeit aufeinander zulaufen und die vollständig kohärent zueinander sind (Gleichung 3.11). Stationäre Wellen weisen ortsfeste Rücken und Tröge auf; bei stehenden Wellen sind nur die Knoten ortsfest, während die meridionalen/vertikalen Extrema zwischen den Knoten von Maximum zu Minimum und zurück oszillieren (Abbildung 3.2).

Die totale Varianz einer Zeitreihe, die sowohl stehende als auch wandernde Wellen einschließt, ergibt sich aus

$$P_{\text{tot}}(k, \pm v) = \frac{1}{4} [P_{a_k}(v) + P_{b_k}(v) \pm 2Q_{a_k b_k}(v)], \quad (3.12)$$

mit k als zonaler Wellenzahl und a_k und b_k als Kosinus-/Sinuszeitreihen der Fourierkoeffizienten. P_{a_k} und P_{b_k} bezeichnen die Varianzspektren dieser Koeffizientenreihen, während $Q_{a_k b_k}$ als das Blindspektrum der beiden Reihen definiert ist (s. Abschnitt 3.2.1). Aus den oben genannten Annahmen a) bis c) ergeben sich nach Hayashi die stehenden

$$P_{\text{st}}(k, v) = \sqrt{\frac{1}{4} (P_{a_k}(v) - P_{b_k}(v))^2 + K_{a_k b_k}^2(v)} \quad (3.13)$$

und die nach Westen und Osten wandernden Anteile der Varianz

$$P_{\text{prog}}(k, \pm v) = P_{\text{tot}}(k, \pm v) - \frac{1}{2} P_{\text{st}}(k, |v|). \quad (3.14)$$

Von weißem Rauschen¹ wird angenommen, dass es aus Anteilen verschiedenster Amplituden und Frequenzen (und in diesem Fall beider Ausbreitungsrichtungen) besteht, die keinerlei Kohärenz zueinander aufweisen. Deshalb ist der stehende Varianzanteil rauschfrei, da dieser laut Annahme b) aus vollständig kohärenten ost- und westwärts wandernden Anteilen besteht und dementsprechend kein Rauschen enthalten kann. Rauschen ist deshalb nur in den

¹Definition s. Abschnitt 3.2.3.1

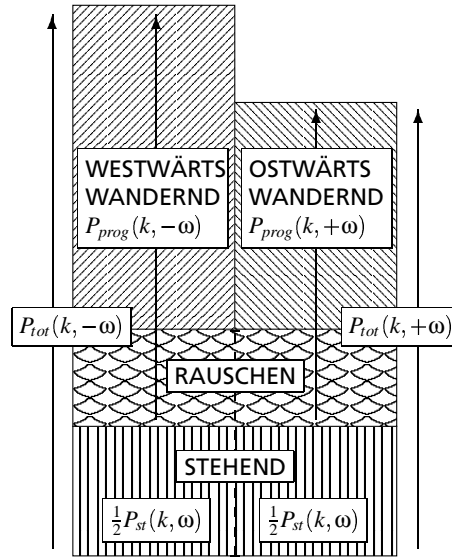


Abbildung 3.3: Aufspaltung in stehende und wandernde Varianzanteile nach Hayashi [1979]. Die Varianz der wandernden Wellen ergibt sich durch Substraktion der stehenden Anteile von der totalen Varianz.

wandernden Anteilen zu finden (Abbildung 3.3).

Das so genannte Wirkspektrum $K^{R\phi}$ und das Blindspektrum $Q^{R\phi}$

$$K^{R\phi}(k, \pm v) = \frac{1}{4} [K_{a_k^R a_k^\phi}(v) + K_{b_k^R b_k^\phi}(v) \pm Q_{a_k^R b_k^\phi}(v) \mp Q_{b_k^R a_k^\phi}(v)] \quad (3.15)$$

$$Q^{R\phi}(k, \pm v) = \frac{1}{4} [K_{b_k^R a_k^\phi}(v) - K_{a_k^R b_k^\phi}(v) \pm Q_{a_k^R a_k^\phi}(v) \pm Q_{b_k^R b_k^\phi}(v)] \quad (3.16)$$

ermöglichen die Berechnung der Kohärenz $Coh(k, \pm v)$ und der Phasendifferenz $\Delta Ph(k, \pm v)$

$$Coh^2(k, \pm v) = \frac{[K^{R\phi}(k, \pm v)]^2 + [Q^{R\phi}(k, \pm v)]^2}{P_{tot}^R(k, \pm v) \cdot P_{tot}^\phi(k, \pm v)} \quad (3.17)$$

$$\Delta Ph(k, \pm v) = \tan^{-1} \frac{Q^{R\phi}(k, \pm v)}{K^{R\phi}(k, \pm v)} \quad (3.18)$$

zwischen einer Referenzzeitreihe R und einer Sekundärzeitreihe ϕ , wenn z.B. Wellen auf zwei verschiedenen Breitenkreisen oder Druckniveaus verglichen werden sollen.

3.2.3 Überprüfung der Methode

Vor der Anwendung der vorgestellten Methodik auf modellierte und beobachtete Zeitreihen muss sicher gestellt werden, dass die WFA befriedigende Ergebnisse liefert, was anhand einfacher Beispiele zu bewerkstelligen ist. So sollte die WFA die in den verwendeten Zeitreihen

enthaltenen Signale ihren entsprechenden Frequenzen zuordnen und zudem ihre Varianz quantitativ richtig erfassen können. Im folgenden werden zwei Beispiele bemüht, um die Güte der Varianzspektren abzuschätzen.

3.2.3.1 Weißes Rauschen

Weißes Rauschen ist definiert als eine Zeitreihe aus vollständig unabhängigen, identisch verteilten Werten, deren Erwartungswert $\mu_t = 0$ beträgt und die eine endliche Varianz besitzt. Generatoren für Zufallszahlen sind so ausgelegt, dass sie diesen Anforderungen gerecht werden. Anhand des einfachen, aber als gut eingestuftens FORTRAN90-Zufallszahlengenerators [Park und Miller, 1988] wurden Zeitreihen der Sinus- und Kosinuskoeffizienten erstellt, und zwar mit dem Mittelwert 0 und der Amplitude $A_S = A_C = 10\sqrt{3}$. Es wurde eine Zeitreihenlänge von 96 Tagen (bei einer Messung oder Zufallswert pro Tag) und ein maximales Lag von 32 Tagen zugrunde gelegt. Eine willkürliche Anzahl von 1000 Zeitreihen dient in diesem Beispiel der Glättung der Ergebnisse, die auf der Basis eines nicht idealen Zufallsprozesses (Zufallszahlengenerator) zustandekommen.

Ist A die Amplitude einer reinen Sinusschwingung, dann beträgt ihre Varianz $\sigma^2 = A^2/2$. Für die gesamte Varianz einer aus Sinus und Kosinus bestehenden Funktion mit den jeweiligen Amplituden A_S und A_C gilt dann

$$\sigma_{S,C}^2 = \frac{A_S^2 + A_C^2}{6} \quad (3.19)$$

Mit einer wie oben angegebenen maximalen Amplitude der Zufallswerte von $A_S = A_C = 10\sqrt{3}$ ergibt sich eine Varianz von $\sigma_{S,C}^2 = 100$. Abbildung 3.4 zeigt das über alle Zeitreihen gemittelte Varianzspektrum, das sich aus der WFA ergibt. Das vorgegebene weiße Rauschen, das per Definition alle Frequenzen enthält, wird annähernd als Gleichverteilung in den Frequenzraum abgebildet. Hier zeigt sich, dass die WFA keine Frequenzbänder bevorzugt. Das Mittel der Varianz über die 31 betrachteten Frequenzintervalle beträgt 99,14; somit geht durch das Berechnungsschema der WFA weniger als ein Prozent der tatsächlichen gesamten Varianz verloren.

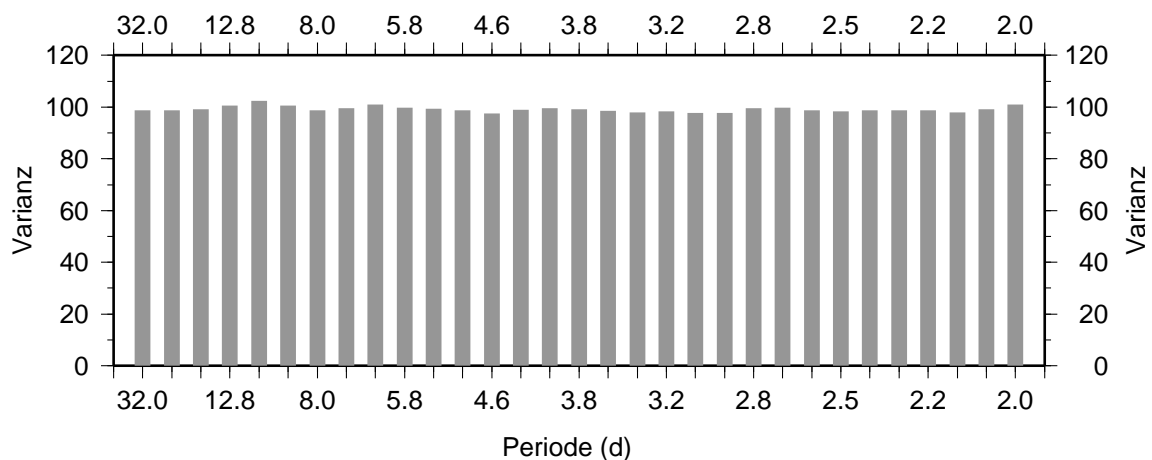


Abbildung 3.4: Anhand der WFA errechnete Varianzen von weißem Rauschen, aufgetragen über 31 Frequenzbänder von 2 bis 32 Tagen.

3.2.3.2 Blackmon-Filter

Ein häufig gebrauchtes Werkzeug der meteorologischen Zeitreihenanalyse ist der Bandpassfilter von Blackmon [Blackmon, 1976; Blackmon und Lau, 1980]. Dieser ist ein bequemes Instrument, weil keine Fouriertransformation mit anschließender Filterung erforderlich ist; es müssen lediglich bestehende Filterkoeffizienten auf die fragliche Zeitreihe angewendet werden. Der Bandpassfilter erlaubt es, an jedem Gitterpunkt lediglich solche Fluktuationen eines gewählten Feldes herauszugreifen, die Perioden zwischen 2.5 und 6 Tagen aufweisen. Das Resultat der Filterung ist dementsprechend die Zeitreihe des Ausgangsfeldes, die um alle Perioden unter 2.5 und über 6 Tagen bereinigt wurde. Mit verschiedenen, in der Literatur angegebenen Sätzen von Filterkoeffizienten ist es möglich, Zeitreihen zu filtern, die mit einem [Blackmon und Lau, 1980] oder mit zwei Terminen pro Tag [Blackmon, 1976] vorliegen. Die Vorgehensweise der Filterung mit dem Blackmon-Filter erfordert bei zwei Terminen pro Tag, dass an Anfang und Ende der Zeitreihe jeweils 15 zusätzliche Termine zur Verfügung stehen müssen. Dies ist deshalb wichtig, weil in die Berechnung des gefilterten Signals zu einem bestimmten Zeitpunkt sowohl der Termin selbst als auch die umliegenden 30 Termine eingehen. Diese Zahl entspricht der Anzahl der anzuwendenden 31 Filterkoeffizienten.

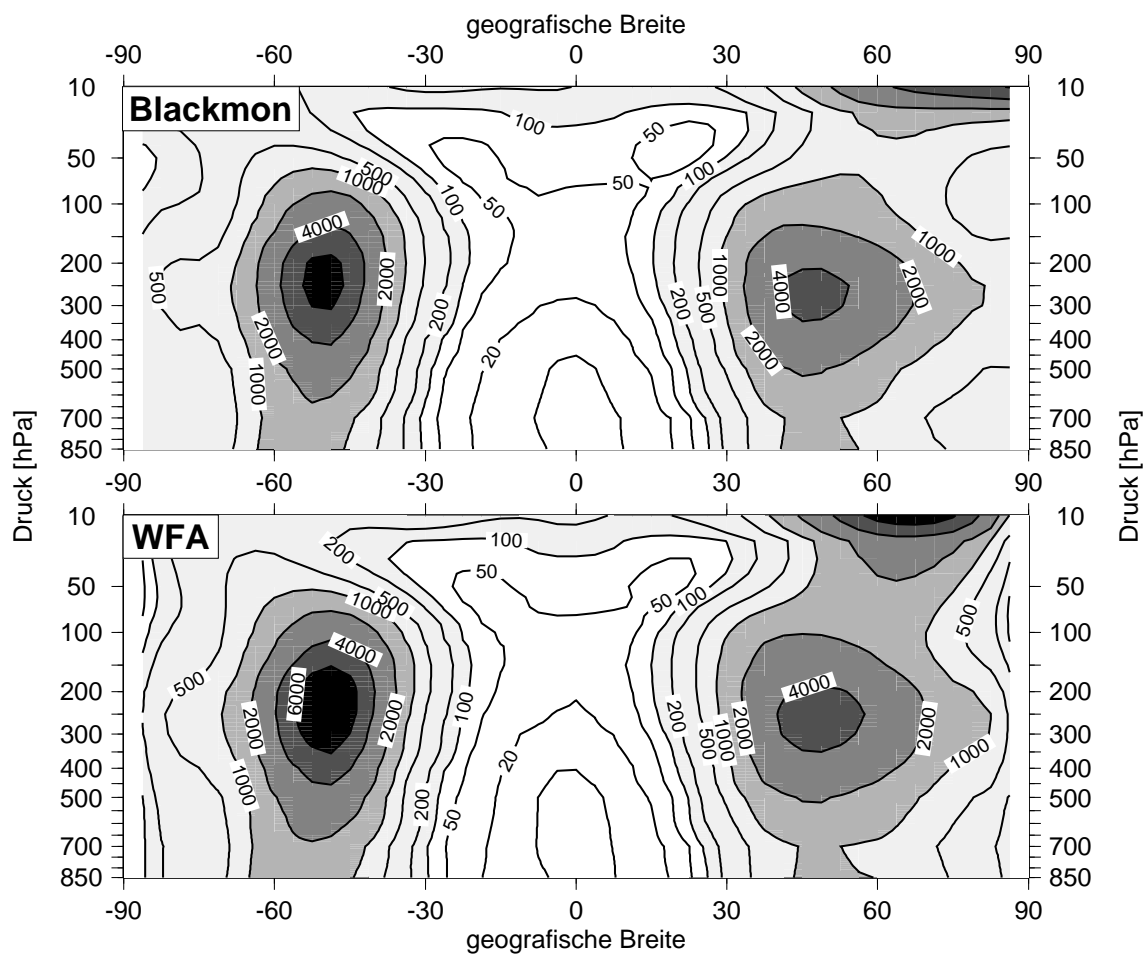


Abbildung 3.5: Varianz der geopotenziellen Höhe in gpm^2 als Zonalschnitt anhand des Blackmon-Bandpassfilters (oben) und der WFA (unten) für eine modellierte DJF-Zeitreihe.

Um die von der WFA errechneten Varianzen mit denen des Blackmon-Filters zu vergleichen, wurde eine beliebige Zeitreihe der geopotenziellen Höhe aus einer Modellsimulation herausgegriffen. Diese 90 Tage umfassende Reihe hat eine Länge von 180 Terminen; zwei Termine pro Tag sind nötig, um eine angemessene Genauigkeit der WFA gerade bei den kleinsten Perioden um 2.5 Tage zu gewährleisten.

In diesem Beispiel berechnet die WFA aus der 180 Termine umfassenden Zeitreihe direkt das Varianzspektrum des Geopotenzials für Perioden zwischen einem und 30 Tagen für jede der ersten acht Wellenzahlen. Da sich Einzelvarianzen zur Gesamtvarianz aufaddieren lassen (s. Abschnitt 3.2.4), wurden hier alle Varianzen wandernder und stehender Wellen mit Perioden zwischen 2.5 und 6 Tagen und aller acht Wellenzahlen zusammengefasst. Über den Blackmon-Filter wurde aus dem Geopotenzialfeld in T30-Auflösung zuerst die Zeitreihe des gefilterten Felds hergeleitet und dann aus dieser Zeitreihe die empirische Varianz berechnet. Da dieses Varianzfeld im Gegensatz zur WFA auch auf einzelnen Längengraden vorliegt, wurde es zusätzlich zonal gemittelt.

Abbildung 3.5 stellt die errechneten Varianzen dar. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Muster in beiden Hemisphären und auf allen Druckniveaus. Die Varianzen anhand der WFA sind fast überall leicht größer als die mit dem Blackmon-Filter errechneten Varianzen. Wie lassen sich diese Unterschiede erklären? Einerseits ist die technische Vorgehensweise völlig verschieden. Hinzu kommt, dass in die Berechnung mit dem Blackmon-Filter zusätzliche 30 Termine gegenüber der WFA einfließen. Anscheinend ist die Zeitreihenlänge aber nicht der bestimmende Faktor: es stellte sich heraus, dass eine um 20 Tage verkürzte oder verlängerte Zeitreihe mit dem Blackmon-Filter zu keiner qualitativ unterschiedlichen Aussage führt.

In diesem Beispiel wurde die Varianz durch die WFA nur über die ersten acht Wellenzahlen errechnet, während das Geopotenzial in T30-Auflösung in die Berechnung mit dem Blackmon-Filter eingeht. Aus der großen Übereinstimmung der Ergebnisse ist deshalb deutlich zu erkennen, dass die ersten acht Wellenzahlen ausreichen, um die Varianz des Geopotenzials befriedigend zu beschreiben.

3.2.4 Darstellung von Varianzspekten

Die Darstellung von Varianzspekten kann für verschiedene Zwecke auf verschiedene Arten erfolgen. Eine wesentliche Voraussetzung für die korrekte Interpretation eines solchen Spektrums ist die Flächentreue; wird z.B. die Varianz eines Spektrums über die Frequenz aufgetragen, dann entspricht die Fläche unter der Kurve der gesamten Varianz und die Fläche in einem Frequenzintervall der entsprechenden Varianz in diesem Intervall. In diesem Fall kann man von einem „Energiespektrum“ sprechen, da die Varianz ein Maß für die Energie der betrachteten Wellen darstellt.

Die Voraussetzung der Flächentreue allein genügt allerdings nicht, um dominante Frequenzbereiche zu identifizieren. In Zangvil [1977] ist ein Beispiel zu finden, das diese Schwierigkeit illustriert. So wird aus der Funktion

$$x(t) = \sin(2\pi\nu_0 t) \quad (3.20)$$

das Powerspektrum

3. Methodik der Wellenanalyse

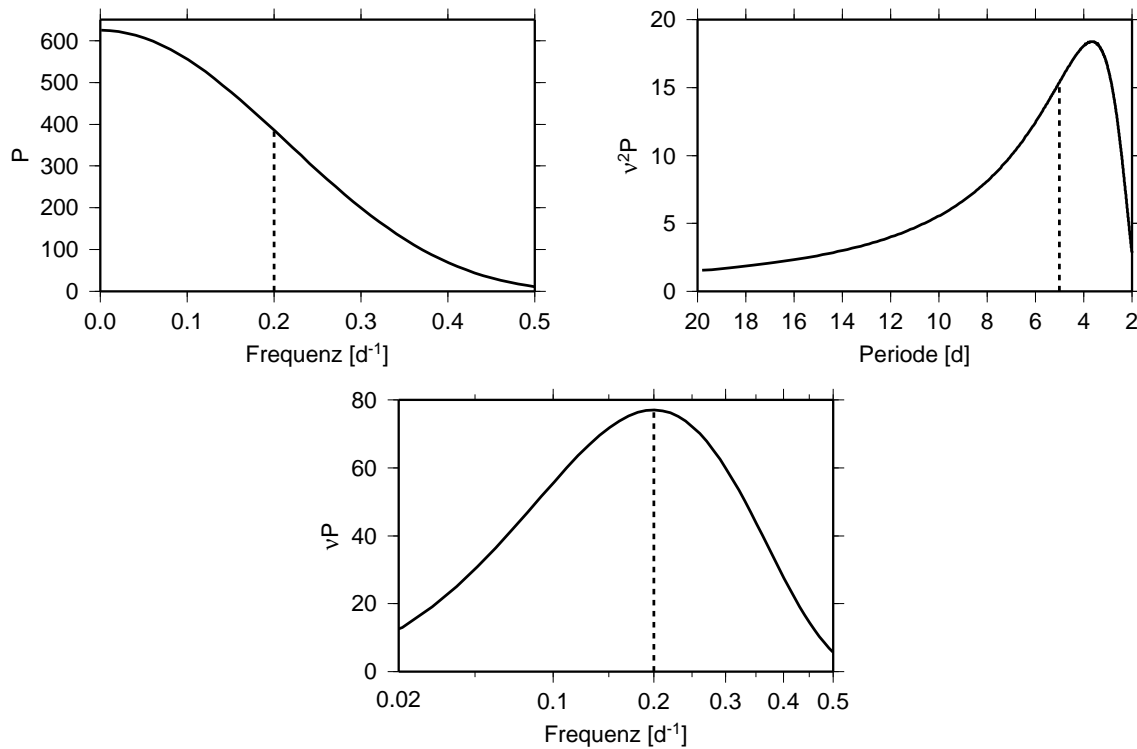


Abbildung 3.6: Power-Spektrum $P(v)$ nach Gleichung 3.21 in verschiedenen flächentreuen Darstellungen.

$$P(v) = \frac{v_0^2}{\pi^2 T} \frac{\cos^2(\pi v T / 2)}{(v_0^2 - v^2)^2} \quad (3.21)$$

errechnet, mit $T = 5d$ und $v_0 = 0.2d^{-1}$. Abbildung 3.6 zeigt die durch $v_0^2/\pi^2 T$ dividierten Funktionen $P(v)$, $v^2P(v)$ und $vP(v)$, jeweils aufgetragen über die Frequenz, die Periode und den natürlichen Logarithmus der Frequenz. Während die beiden ersten Darstellungsarten ihre maximale Varianz jeweils bei $v = 0d^{-1}$ und $T = 3.7d$ haben, zeigt nur die dritte das vorgegebene Maximum bei 5 Tagen oder $v_0 = 0.2d^{-1}$ auf korrekte Weise.

Dieses Beispiel verdeutlicht, in welchen Maß Fehlinterpretationen von Varianzspektren möglich sind, wenn keine geeignete Darstellungsart gewählt wird. Deshalb werden im folgenden alle abzubildenden Varianzspektren mit der Frequenz multipliziert und über den Logarithmus der Frequenz aufgetragen.

Im Gegensatz zu Varianzen sind Amplituden nicht additiv. Deshalb ergibt sich nach Speth und Madden [1983] die gesamte Amplitude von Wellen einer Frequenzbande $[v_1, v_2]$ aus

$$A_{v_1, v_2} = \sqrt{2 \sum_{v=v_1}^{v_2} \text{Var}(v) \Delta v}, \quad (3.22)$$

mit $\text{Var}(v)$ als Varianz bei der Frequenz v . Die Intervallbreite Δv ist bei der oben beschriebenen Durchführung der WFA konstant (Abschnitt 3.2.1). Neben der Summenbildung über Frequenzbanden kann (zusätzlich) auch über Wellenzahlen summiert werden.

3.3 Stationäre Wellen

Die Amplituden stationärer Wellen mit zonaler Wellenzahl k können direkt auf einfache Weise aus Zeitreihen räumlicher Fourierkoeffizienten errechnet werden. Aus den zwei Koeffizienten a_k und b_k eines Breitenkreises ergibt sich der Beitrag der Welle k zum Gesamtfeld (s. Abschnitt 3.1) aus

$$A_k(x) = a_k \cos kx + b_k \sin kx. \quad (3.23)$$

Das gesamte Feld entsteht aus der Addition aller vorhandenen Wellenbeiträge, wie es schon zu Beginn des Kapitels erwähnt wurde. Werden aber statt dessen die einzelnen Amplitudenbeiträge A_k zeitlich gemittelt, dann ergeben sich Muster stationärer Wellen für einzelne Wellenzahlen; das Mitteln hebt solche Regionen hervor, die über einen längeren Zeitraum große Amplituden aufweisen. Die Varianz einer stationären Welle der Wellenzahl k und der Amplitude A_k ergibt sich aus $\sigma_k^2 = A_k^2/2$.

Für die Energetik der Stratosphäre ist die vertikale Ausbreitung von stationären Wellen ein bedeutender Faktor [Matsuno, 1970]. Beobachtungen und einfache Modelle zeigen, dass der zonale Wind einen wesentlichen Einfluss darauf hat, wie sich stationäre Wellen ausbreiten [z.B. Charney und Drazin, 1961; Eliassen und Palm, 1961; Dickinson, 1968]. Andrews et al. [1987] (S. 239f.) definieren auf Matsuno [1970] aufbauend den Refraktionsindex:

$$Q_k(y, z) = \frac{\bar{P}_\phi}{\bar{u}} - \left(\frac{k}{\cos \phi} \right)^2 - \left(\frac{af}{2NH} \right)^2, \quad (3.24)$$

mit \bar{u} als Zonalwind, k als zonale Wellenzahl, a als Erdradius und ϕ als meridionale Koordinate im Bogenmaß. $f = 2\Omega \sin \phi$ bezeichnet den Coriolis-Parameter (Ω Winkelgeschwindigkeit der Erde), N die Brunt-Väisälä-Frequenz und H die Skalenhöhe. Der erste Term wird von der Vorticity und dem zonalen Wind bestimmt, der zweite Term der Gleichung berücksichtigt den Effekt der zonalen Wellenzahl und der dritte Term beinhaltet den Einfluss der geografischen Breite auf den Refraktionsindex. Die meridionale Ableitung der potenziellen Vorticity (s. Gleichung 2.12) in Gleichung 3.24 ist gegeben durch

$$\bar{P}_\phi = 2\Omega a \cos \phi - \left[\frac{[\bar{u} \cos \phi]_\phi}{\cos \phi} \right] - \frac{a^2 f^2}{\rho_0} \left[\rho_0 \frac{\bar{u}_z}{N^2} \right]_z \quad (3.25)$$

Die drei Terme der Vorticity-Ableitung berücksichtigen den Breiteneffekt sowie den meridionalen und vertikalen Gradienten des Zonalwinds.

Der Refraktionsindex Q_k entspricht dem Quadrat der Brechzahl, wie sie aus Problemen der Optik bekannt ist: bei positivem Q können sich stationäre Wellen vertikal ausbreiten. Unter welchen Bedingungen erhält man nun einen positiven Index? Die meridionale Ableitung der Vorticity ist in der Regel positiv und der zweite und dritte Term des Index (Gleichung 3.24) sind immer negativ; somit führt ein negativer (also westwärts gerichteter) Zonalwind zu einem negativen Index. In diesem Fall können sich keine Wellen in der betreffenden Region vertikal ausbreiten [Smith, 1983]. Ist die zwingende Bedingung eines positiven Zonalwinds

3. Methodik der Wellenanalyse

erfüllt, dann kann ein geringer meridionaler Gradient der Vorticity immer noch einen negativen Index bewirken, und zwar bei starken Westwinden. Dieser Fall tritt jedoch relativ selten ein, da hohe Werte des Zonalwinds mit einer starken Windscherung und somit einer verhältnismäßig großen Vorticity einhergehen. Mit steigender Wellenzahl nimmt die Bedeutung des zweiten, wellenzahlabhängigen Terms zu und der Wert des Index dadurch ab. Der hier erläuterte Index ermöglicht es im Folgenden, jene Regionen zu identifizieren, in denen sich stationäre Wellen der zonalen Wellenzahl k vertikal ausbreiten können.

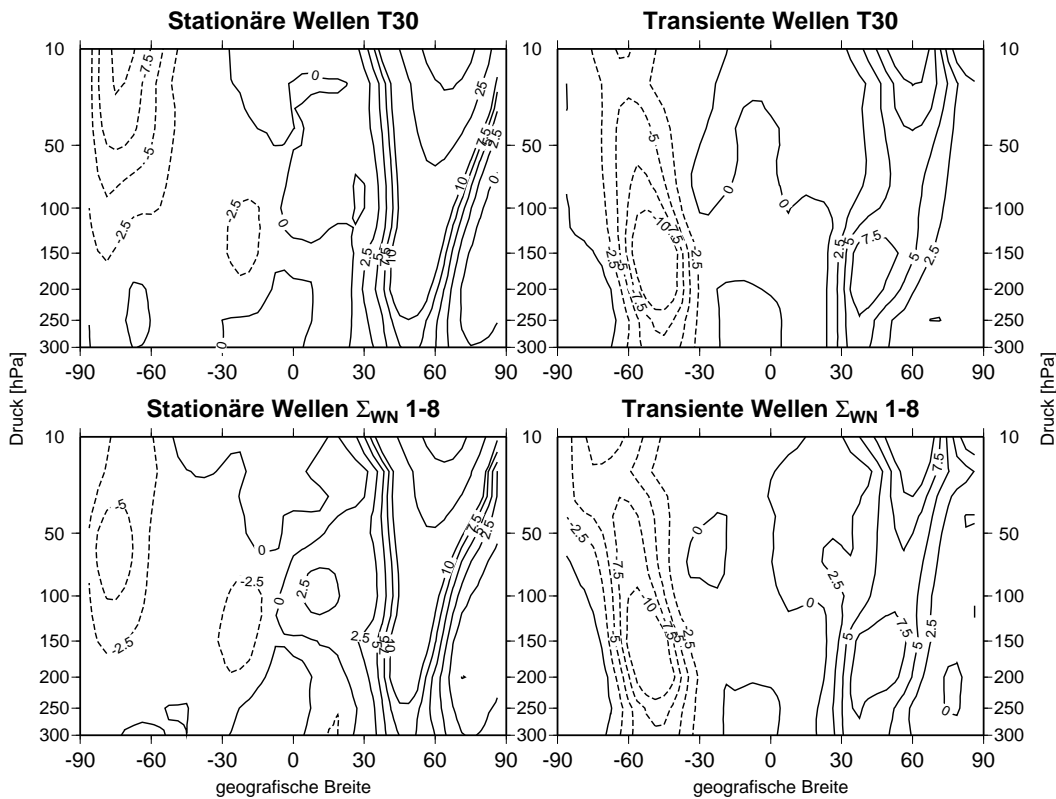
3.4 Wärmeflussanalyse

Eine wesentliche Eigenschaft von planetaren Wellen ist, Wärme und Impuls zu transportieren und damit auf Dynamik und Chemie von Troposphäre und Stratosphäre einzuwirken. Eine einfache Methode, um die Beiträge von stationären und transienten Wellen zum Impuls- und Wärmetransport zu quantifizieren, ist in Peixoto und Oort [1992] beschrieben. Hier wird der gesamte meridionale Wärmefluss durch die Summe der gemittelten Zirkulation und der Anteile durch stationäre und transiente Wellen dargestellt:

$$[\overline{vT}] = [\overline{v}][\overline{T}] + [\overline{v^* T^*}] + [\overline{v'T'}] \quad (3.26)$$

Für eine Variable A bezeichnen dabei \overline{A} und $[A]$ das zeitliche und zonale Mittel und A' und A^* jeweils die Abweichungen von diesen Mitteln; v und T sind der meridionale Wind und die Temperatur.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die stationären und transienten Wellenanteile zum Wärmefluss zusätzlich nach Wellenzahlen aufgespalten [Newman und Nash, 2000]. Die Summe der Wärmeflüsse über die Wellenzahlen ergibt erwartungsgemäß den aus dem Gesamtfeld in T30-Auflösung errechneten Wärmefluss (Abbildung 3.7). Auf eine Darstellung der Impulsflüsse wurde in dieser Arbeit verzichtet, da ihre dynamische Wirkung analog zum Wärmefluss erfolgt.



Kapitel 4

Modell und Daten

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Aktivität planetarer Wellen anhand von Beobachtungs- und Modelldaten untersucht werden. Deshalb befasst sich der erste Teil dieses Kapitels mit der Beschreibung des verwendeten Modellsystems ECHAM4.L39(DLR)/CHEM (abgekürzt E39/C), während der zweite Abschnitt der Beschreibung von Modell- und Reanalysedaten gewidmet ist.

4.1 Das Modellsystem ECHAM4.L39(DLR)/CHEM

Im folgenden Abschnitt soll das Klima-Chemie-Modell ECHAM4.L39(DLR)/CHEM vorgestellt werden [Hein et al., 2001], von dem die in dieser Arbeit analysierten Modelldaten stammen. Diese Modellkonfiguration basiert auf dem Zirkulationsmodell ECHAM4 [Roeckner et al., 1996], dessen Standardversion im ersten Abschnitt diskutiert wird. ECHAM4 kann in verschiedenen Vertikalauflösungen betrieben werden, z.B. als Standardversion mit 19 Schichten bis 10 hPa oder höher aufgelöst mit 39 Schichten bis 10 hPa. Auf diese zweite Variante (L39) soll im zweiten Abschnitt eingegangen werden. Mittlerweile gibt es eine Reihe von Modulen, die zusammen mit ECHAM4 Verwendung finden, z.B. ein Ozeanmodell, das die Interaktion der oberen Ozeanschichten mit der Atmosphäre berücksichtigt, oder Aerosolmodule, die eine realistische Aerosoldynamik und -chemie enthalten. Im dritten Abschnitt wird das hier implementierte Chemiemodul CHEM vorgestellt, das die Kopplung von Dynamik und Chemie ermöglicht.

4.1.1 Das Klimamodell ECHAM4

Das globale Zirkulationsmodell ECHAM geht auf das Wettervorhersagemodell des ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) zurück. Es wurde am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg erheblich abgewandelt, um als Klimamodell in langjährigen Integrationen möglichst beobachtungsnahe Ergebnisse zu liefern. Den Modellergebnissen dieser Arbeit liegt die vierte Modellversion von ECHAM zu Grunde [Roeckner et al., 1996]; mittlerweile ist ECHAM5 seit dem Frühjahr 2004 freigegeben [Roeckner et al., 2003].

Das Modell basiert auf den gewöhnlichen Differentialgleichungen [z.B. Holton, 1992] – Kontinuitätsgleichung, thermodynamische Gleichung sowie die dreidimensionale Bewegungsgleichung in der so genannten „primitiven“ Form (im Wesentlichen die hydrostatische Approximation an Stelle der vertikalen Impulsgleichung). Die prognostischen Variablen sind Vorticity und horizontale Divergenz des Windfelds, die Temperatur, die Mischungsverhältnisse von Wasserdampf und Wolkenwasser (flüssige und feste Phase) sowie der Logarithmus des Bodendrucks. Optional können zusätzlich passive Spurenstoffe (Tracer) mitgeführt werden. Die prognostischen Variablen werden mit einem von der horizontalen Auflösung abhängigen Zeitschritt von 15–40 Minuten zeitlich integriert und ermöglichen es, eine Reihe von diagnostischen Variablen zu berechnen. Das Leap-Frog-Verfahren der semi-impliziten Zeitintegration erzwingt die Verwendung eines Zeitfilters, der sicherstellt, dass die Lösungen der zwei Zeitebenen nicht auseinanderlaufen [Asselin, 1972].

Spektralraum/Gitterpunktsraum

Die Berechnungen der prognostischen Variablen in der Horizontalen erfolgen im Spektralraum (mit Ausnahme der Wassermischungsverhältnisse und der passiven Spurenstoffe), und zwar über Reihen von Kugelflächenfunktionen. Diese Reihen werden je nach benötigter Auflösung bei einer bestimmten Großkreiswellenzahl abgebrochen; für die vorliegende Arbeit wurden Modellergebnisse mit einer Dreiecksabschneidung bei der 30. Wellenzahl (T30) verwendet, was einer spektralen horizontalen Auflösung von etwa 6° oder 670 km am Äquator entspricht. Der T30 entsprechende Zeitschritt beträgt 30 Minuten. Der Vorteil der Behandlung von prognostischen Variablen im Spektralraum ist, dass horizontale Ableitungen dabei exakt berechnet werden können. Die Berechnung der nichtlinearen Terme in den Bewegungsgleichungen kann hingegen aufgrund des hohen Rechenaufwands nicht im Spektralraum erfolgen. Die für diese Terme relevanten Felder werden statt dessen über die Legendre- und Fast-Fourier-Transformation in den Gitterpunktsraum überführt, wo dann die nichtlinearen Terme einfach ermittelt werden können. Dieser Gitterpunktsraum ist ein Gaußsches Gitter mit einer Maschenweite von $3.75^\circ \times 3.75^\circ$ (T30), was einer Gitterboxlänge von etwa 420 km am Äquator entspricht. Für ein tiefergehendes Verständnis spektraler Modelle und der Umrechnungen in den Gitterpunktsraum seien an dieser Stelle die Arbeiten von Simmons und Bengtsson [1984] und Bourke [1988] empfohlen.

Der Transport im Spektralraum ist dann ungeeignet, wenn Felder mit sehr großen horizontalen Gradienten Verwendung finden sollen. In diesem Fall entstehen durch das „Gibbs-Phänomen“ Oszillationen in der angenäherten Lösung, die zu negativen Konzentrationen z.B. von Wasserdampf führen können. Deshalb erfolgt der dreidimensionale Transport von Wasserdampf, Wolkenwasser und Tracern ebenfalls im Gitterpunktsraum, und zwar über ein semi-Lagrangesches Advektionsschema [Williamson und Rasch, 1994]. Zur Ausführung der zeitlichen Integration werden die auf dem Gaußschen Gitter vorliegenden Felder dann wieder in den Spektralraum zurücktransformiert.

Randbedingungen

Es sind eine Reihe von unteren Randbedingungen für den Betrieb von ECHAM erforderlich. Dies sind u.a. die Land-Meer-Verteilung, Meeresoberflächentemperaturen (SST, sea surface temperature) und Eisbedeckung, die der Auflösung entsprechende mittlere Orografie,

die Bodenalbedo, die Rauheitslänge als Maß für die Bodenreibung, die Bedeckung durch Vegetation sowie Bodenparameter (z.B. thermische Leitfähigkeit). Darüber hinaus benötigt ECHAM Konzentrationen von strahlungsrelevanten Treibhausgasen (Methan, Lachgas und Kohlenmonoxid) am Erdboden. Weitere Details sind in Claussen et al. [1994] zu finden.

Parametrisierungen

Wichtige physikalische Prozesse auf kleinen Skalen kann ein globales Modell mit einer vergleichsweise groben horizontalen Auflösung nicht explizit simulieren. Solche kleinskaligen, im Modell nicht auflösbaren Prozesse müssen deshalb durch Parametrisierung berücksichtigt werden, und zwar indem man ihre Eigenschaften durch Näherungen und/oder empirische Ansätze auf die Modellskala abbildet. In ECHAM4 werden folgende Vorgänge parametrisiert: Strahlung, Wolken- und Niederschlagsbildung, Konvektion, horizontale und vertikale Diffusion sowie Prozesse an Landoberflächen [Roeckner et al., 1992, 1996]. Außerdem werden subskalige, orographisch angeregte Schwerewellen berücksichtigt [Miller et al., 1989]. Diese können den jeweiligen dynamischen Bedingungen entsprechend über die Parametrisierung in der Stratosphäre reflektiert oder absorbiert werden. Darüber hinaus kann es zum Wellenbrechen und damit zur Interaktion mit der großskaligen stratosphärischen Strömung kommen.

4.1.2 Vertikale Auflösung

Die vertikale Diskretisierung der Modellatmosphäre wird über ein so genanntes hybrides σ - p -Koordinatensystem bewerkstelligt [Simmons und Burridge, 1981]. Das bedeutet, dass die untersten Schichten wegen der Verwendung der σ -Koordinate eng der Orografie folgen. Mit zunehmender Höhe wird dann der Einfluss der Orografie immer schwächer, so dass die Modellflächen in reine Druckflächen übergehen. Die Standardversion von ECHAM4 ist in 19 nicht-äquidistante vertikale Schichten eingeteilt. Diese reichen vom Erdboden bis in 10 hPa, was einer Höhe von etwa 30 km entspricht. Am DLR-Institut für Physik der Atmosphäre wurde die Modellversion ECHAM4.L39(DLR) entwickelt, die den gleichen Höhenbereich (vom Boden bis 10 hPa) in 39 Schichten einteilt [Land et al., 1999; Land, 1999; Land et al., 2002]. Diese höhere Vertikalauflösung kommt in besonderem Maße der Tropopausenregion zugute. Hier nimmt der Abstand der Modellflächen von 2 km auf 700 m ab.

In Hinblick auf eine möglichst beobachtungsnahe Simulation von planetaren Wellen stellt die höhere Vertikalauflösung eine deutliche Verbesserung zur 19-Schichten-Version dar. Dies macht sich insbesondere an der Dämpfungsschicht am oberen Rand der Modellwelt bemerkbar. In den obersten Modellschichten wird die horizontale Diffusion erhöht, damit Wellen nicht ungedämpft auf den Oberrand treffen und so auf physikalisch unrealistische Weise reflektiert werden. Eine solche erhöhte Diffusion impliziert aber eine wesentlich geringere Variabilität der Modellvariablen in diesem Bereich. Wird nun die Anzahl der Modellschichten durch eine größere Vertikalauflösung erhöht, dann bedeutet dies, dass sich die erhöhte Diffusion auf einen vertikal weniger mächtigen Bereich als in der 19-Schichten-Variante auswirkt; statt bis 50 hPa hinunter ist der Einfluss der Dämpfungsschicht in der L39-Version nur oberhalb von 25 hPa wahrzunehmen. Dies bedeutet, dass die Varianz des Geopotenzials und

damit die planetare Wellenaktivität in der unteren und mittleren Stratosphäre wirklichkeitsnaher simuliert wird. Ein weiterer Vorteil von ECHAM4.L39(DLR) gegenüber der Standardversion ist, dass es die troposphärische Zyklonenaktivität und somit die Varianz troposphärischer transienter Wellen besser abbildet [Land et al., 1999].

4.1.3 Das Chemiemodul CHEM

CHEM ist ein komplexes, dreidimensionales Chemiemodul [Steil et al., 1998], das aus einem zweidimensionalen Chemietransportmodell am Max-Planck-Institut für Chemie in Mainz entwickelt wurde [Brühl und Crutzen, 1993]. Das Modul ist so angelegt, dass es an ein atmosphärisches Zirkulationsmodell wie ECHAM angekoppelt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit entsprechen die räumlichen Dimensionen von CHEM denen von ECHAM4.L39(DLR). Der ebenfalls 30-minütige Zeitschritt sorgt für einen nur mäßigen zusätzlichen Rechenzeitbedarf und damit für die Möglichkeit, Modellintegrationen über viele Jahre durchführen zu können. CHEM enthält die wichtigsten chemischen Prozesse der Troposphäre und Stratosphäre, und zwar an Hand des so genannten Familienkonzepts. Dieses fasst kurz- und langlebige Spurenstoffe zu den Familien O_x , NO_x , HO_x und ClO_x zusammen und ermöglicht es, Reaktionen auf sehr verschiedenen Zeitskalen zu berücksichtigen. Auf diese Weise werden zu jedem Zeitschritt 107 Gasphasenreaktionen zwischen 37 verschiedenen chemischen Stoffen berechnet. Gleichzeitig müssen aber nur 12 verschiedene Stoffe oder Familien an das Klimamodell übergeben und darin transportiert werden.

Als Randbedingungen, die einen gewünschten Klimazustand charakterisieren, benötigt CHEM folgende chemische Größen: Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW) über die gesamte Modelldomäne, anorganisches Chlor und Stickoxide am Modelloberrand sowie Boden- und Flugverkehrsemissionen von Stickoxiden.

ECHAM4.L39(DLR)/CHEM ist ein so genanntes gekoppeltes Klima-Chemie-Modell. Dies bedeutet nicht nur, dass die dynamischen Größen dem Chemiemodul zu jedem Zeitschritt übermittelt werden und dieses daraus die Umverteilung durch Transport und die Interaktionen für die verschiedenen Spurenstoffe berechnet, wie es bei Chemie-Transport-Modellen der Fall ist. Die Rückkopplung besteht darin, dass das Chemiemodul die neu berechnete Verteilung der strahlungsrelevanten Spurenstoffe wie Ozon oder Wasserdampf an das Strahlungsmodul von ECHAM4 übergibt und so auf die Dynamik Einfluss nimmt. Mittlerweile ist eine Reihe von Klima-Chemie-Modellen operationell [Austin et al., 2003], die diesen wichtigen Rückkopplungseffekt berücksichtigen.

4.2 Modellsimulationen und Datenbeschreibung

4.2.1 Zeitscheibenexperimente

Klimasimulationen können entweder als transiente oder als quasi-stationäre Experimente durchgeführt werden. Transient bedeutet, dass ein Modell über eine festgelegte Anzahl von Jahren mit veränderlichen Randbedingungen betrieben wird, die zum gewählten Zeitraum passen. Quasi-stationäre Klimäläufe, auch Zeitscheibenexperimente genannt, werden hingegen über mehrere Jahre mit gleichbleibenden Randbedingungen ausgeführt: so berücksichtigen die Randbedingungen zwar einen Jahresgang in vielen Größen, doch die Eigendynamik des Modells sorgt dafür, dass sich die Ergebnisse einzelner Jahre deutlich voneinander unterscheiden. Keines der gerechneten Modelljahre entspricht genau dem gewählten Simulationsjahr, was die dynamischen und chemischen Eigenschaften betrifft. Der Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass eine genügend große Anzahl an Modelljahren eine belastbare statistische Grundlage bietet, um das langjährige Mittel und die Variabilität der Modellergebnisse bewerten zu können.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde auf die Ergebnisse von drei mit E39/C gerechneten Zeitscheibenexperimenten zurückgegriffen, und zwar für die Jahre 1960, 1990 und 2015 [Schnadt et al., 2002]. Jeder dieser Simulationen liegen 24 Jahre zu Grunde, von denen aber nur jeweils die letzten 20 ausgewertet werden. Der Grund dafür ist, dass dem Modell ein Anfangszustand aus einer ähnlichen Modellsimulation vorgegeben wird, von dem aus das Modell zunächst über eine Einschwingzeit von vier Jahren integriert wird. In dieser Zeit kann das Modell im Rahmen der vorgegebenen Randbedingungen einen Gleichgewichtszustand in der Verteilung von langlebigen chemischen Substanzen und von Wasserdampf erreichen.

Die Randbedingungen der Treibhausgase (CO_2 , CH_4 und N_2O) für „1960“ und „1990“ stammen aus Beobachtungen und sind dem Bericht des Intergovernmental Panel on Cli-

Tabelle 4.1: Mischungsverhältnisse von Treibhausgasen und Stickoxidemissionen verschiedener natürlicher und anthropogener Quellen, die in den drei Modellsimulationen „1960“, „1990“ und „2015“ verwendet wurden. Alle Stickoxidemissionen sind in Tg Stickstoff pro Jahr angegeben.

Größe	1960	1990	2015
CO_2 [ppmv]	317	353	405
CH_4 [ppmv]	1.26	1.69	2.05
N_2O [ppbv]	295	310	333
Cl_y [ppbv]	0.7	3.4	3.1
NO_x Blitze	5.1	5.3	5.6
NO_x Luftverkehr	0.0	0.6	1.1
NO_x Emissionen am Grund (gesamt)	21.9	33.1	43.8
..davon Industrie und Verkehr	11.8	22.6	32.9
..davon Bodenemissionen	5.5	5.5	5.5
..davon Biomassenverbrennung	4.6	5.0	5.4

mate Change [IPCC, 1990] entnommen. Die Prognose für „2015“ ist dem mittleren IPCC-Szenario IS92a¹ entnommen [IPCC, 1996]. Die Werte für Chlor und Stickoxide am Oberrand sowie die FCKW werden von Ergebnissen aus dem Mainzer 2D-Chemie-Modell vorgegeben [Brühl und Crutzen, 1993]. Bodenmissionen von Stickoxiden wurden aus Daten für 1990 konstruiert [Benkovitz et al., 1996], indem für Vergangenheit und Zukunft berechnete und prognostizierte globale Wachstumsraten verwendet wurden [IPCC, 1999]. Stickoxidemissionen des Luftverkehrs stammen von Datensätzen aus Schmitt und Brunner [1997]. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Treibhausgaskonzentrationen und Mengen an Stickoxiden. E39/C benötigt neben den chemischen Randbedingungen außerdem Monatsmittel der Meeresoberflächentemperatur, die dem Klimasystem einen großen Teil seiner Energie zuführt. Die Temperaturen für das „Gegenwartsexperiment“ 1990 sind ein Mittel der AMIP²-Temperaturen über die Jahre 1979–1994 [Gates, 1992]. Die Temperaturen für die Experimente „1960“ und „2015“ wurden anhand eines transienten Klimalaufes mit angekoppeltem Ozean berechnet [Roeckner et al., 1999]. Zuerst wurden innerhalb dieser Simulation Zehn-Jahres-Mittel gebildet³ und dann die Differenzen zum Mittel „1986–1995“ berechnet. Diese Differenzen wurden schließlich auf das AMIP-Mittel addiert. Die Verwendung der Meeresoberflächentemperaturen aus dieser transienten Ozean-Atmosphäre-Simulation hat einen speziellen Vorteil: die Randbedingungen für die Treibhausgase dieses Laufs sind ebenfalls dem IS92a-Szenario des IPCC entnommen, so dass die in den Zeitscheiben verwendeten Meeresoberflächentemperaturen konsistent mit den Treibhausgaskonzentrationen sind.

Weitere Details zu den hier beschriebenen Zeitscheibenexperimenten und ihren Randbedingungen sind in Schnadt [2001] und Schnadt et al. [2002] zu finden.

4.2.2 Reanalysen des ECMWF

Das Wettervorhersagemodell des ECMWF liefert mittelfristige Wetterprognosen für 4–10 Tage im voraus und ist im Laufe der Jahre vielfach verbessert worden. Die ERA15-Daten sind das Resultat des ECMWF-Reanalyseprojekts [Gibson et al., 1997]. Im Rahmen dieses Projekts durchliefen globale Messdaten der Jahre 1979 bis 1993 eine einheitliche und speziell auf das Projekt angepasste Version des ECMWF-Modells. Die Absicht hinter ERA15 war es, Messdaten verschiedenster Herkunft (z.B. von Radiosonden, Satelliten, Messkampagnen oder Schiffen) zu assimilieren und daraus Daten zu erhalten, die unter Verwendung eines einheitlichen Modellsystems analysiert wurden. Dies erschien deshalb nötig, weil das Wettervorhersagemodell im Lauf der Jahre wiederholt abgewandelt wurde, um die Qualität der Vorhersagen zu erhöhen, und somit keine einheitlichen Daten zur Verfügung standen. Während die zeitliche und räumliche Dichte von meteorologischen Messungen vor allen Dingen in der Nordhemisphäre über Land und am Boden groß ist, gibt es auf der Südhalbkugel, über den Ozeanen oder in großen Höhen nur wenige Messungen; hier wurden alle fehlenden Werte vom Modell berechnet.

Von den insgesamt 15 verfügbaren Reanalysejahren wurden für diese Arbeit bis auf eine

¹ Dieses „business-as-usual“-Szenario geht von einem mittleren Wachstum der Bruttosozialprodukte und der Weltbevölkerung aus.

² Atmospheric Model Intercomparison Project

³ 1956–1965, 1986–1995 und 2011–2020

Ausnahme (Abschnitt 7.3) nur 10 Jahre analysiert (1984–93), um einen optimalen Vergleich mit dem Zeitscheibenexperiment „1990“ zu erreichen. Die ursprüngliche räumliche Auflösung der ERA15-Daten von T106 (etwa 100 km Boxlänge am Äquator) und 31 vertikalen Modellschichten wurde für die vorliegende Arbeit auf T30 und 18 Druckniveaus reduziert. Eine solche horizontale Auflösung ist für den Zweck dieser Arbeit mehr als ausreichend (nur die ersten acht von 30 möglichen Wellenzahlen finden Verwendung), reduziert die zu archivierende Datenmenge und entspricht der Auflösung der Modelldaten. Das höchste Druckniveau in den ERA15-Daten liegt bei 10 hPa und entspricht damit genau dem oberen Rand von E39/C. Die zeitliche Auflösung der verwendeten Daten liegt im Folgenden bei einem Termin pro Tag (00 UTC), falls nicht anders angemerkt.

Kapitel 5

Planetare Wellen in Beobachtungen

In diesem Kapitel werden Ergebnisse untersucht, die anhand der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Reanalysedaten hergeleitet wurden. Alle Untersuchungen werden vom Erdboden bis in 10 hPa durchgeführt, da dies der Bereich ist, in dem die ERA15-Daten vorliegen. Den Berechnungen der Varianz transienter und stationärer Wellen liegt das tägliche Geopotenzial (0 Uhr UTC) der Wintermonate in der Nordhemisphäre zugrunde (DJF), außerdem wurde über zehn Winter gemittelt (Jahre 1984–1993). Die Ergebnisse der Wellenzahl-Frequenz-Analyse wurden anhand einer Zeitreihenlänge von 96 Tagen pro Winter errechnet, und zwar für die ersten acht zonalen Wellenzahlen und für Perioden zwischen 2.7 und 32 Tagen.

Im ersten und zweiten Abschnitt werden die Eigenschaften transienter bzw. stationärer Wellen dargestellt und diskutiert; der dritte Abschnitt erläutert den Transport fühlbarer Wärme durch diese beiden Wellentypen.

5.1 Transiente Wellen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Frage, wo transiente Wellen in der Troposphäre und unteren Stratosphäre auftreten, was ihre Anregungs- und Ausbreitungsmechanismen sind und welche Wellenzahlen, Perioden und Ausbreitungsrichtungen sie auszeichnen. Alle Ergebnisse wurden mit der Wellenzahl-Frequenz-Analyse hergeleitet (Abschnitt 3.2).

Um einen Eindruck zu gewinnen, in welchen Druckniveaus, Breiten und Wellenzahlen transiente Wellen mit großen Amplituden zu finden sind, eignet sich eine Darstellung wie in Abbildung 5.1. Die Abbildung zeigt die gesamte (durch die WFA berechnete) Varianz des Geopotenzials transienter Wellen für die Troposphäre (500 hPa), Tropopausenregion (150 hPa) und untere Stratosphäre (50 hPa). Die Gesamtvarianz kann als ein grobes Maß für die gesamte in transienten Wellen enthaltene Energie aufgefasst werden.

Für alle Höhenbereiche ist erst einmal anzumerken, dass sich die Wellenaktivität im Wesentlichen auf die Extratropen beschränkt, mit einem Maximum in jeder Hemisphäre. Auf allen Druckniveaus ist mit zunehmender Wellenzahl eine Neigung des meridionalen Varianzmaximums zum Äquator hin auszumachen.

Die maximalen Varianzen der Wellenzahlen 1 und 2 treten in beiden Hemisphären polwärts von 60° auf. Die Varianzmaxima der grösseren Wellenzahlen 4–8 liegen zwischen 35 und

5. Planetare Wellen in Beobachtungen

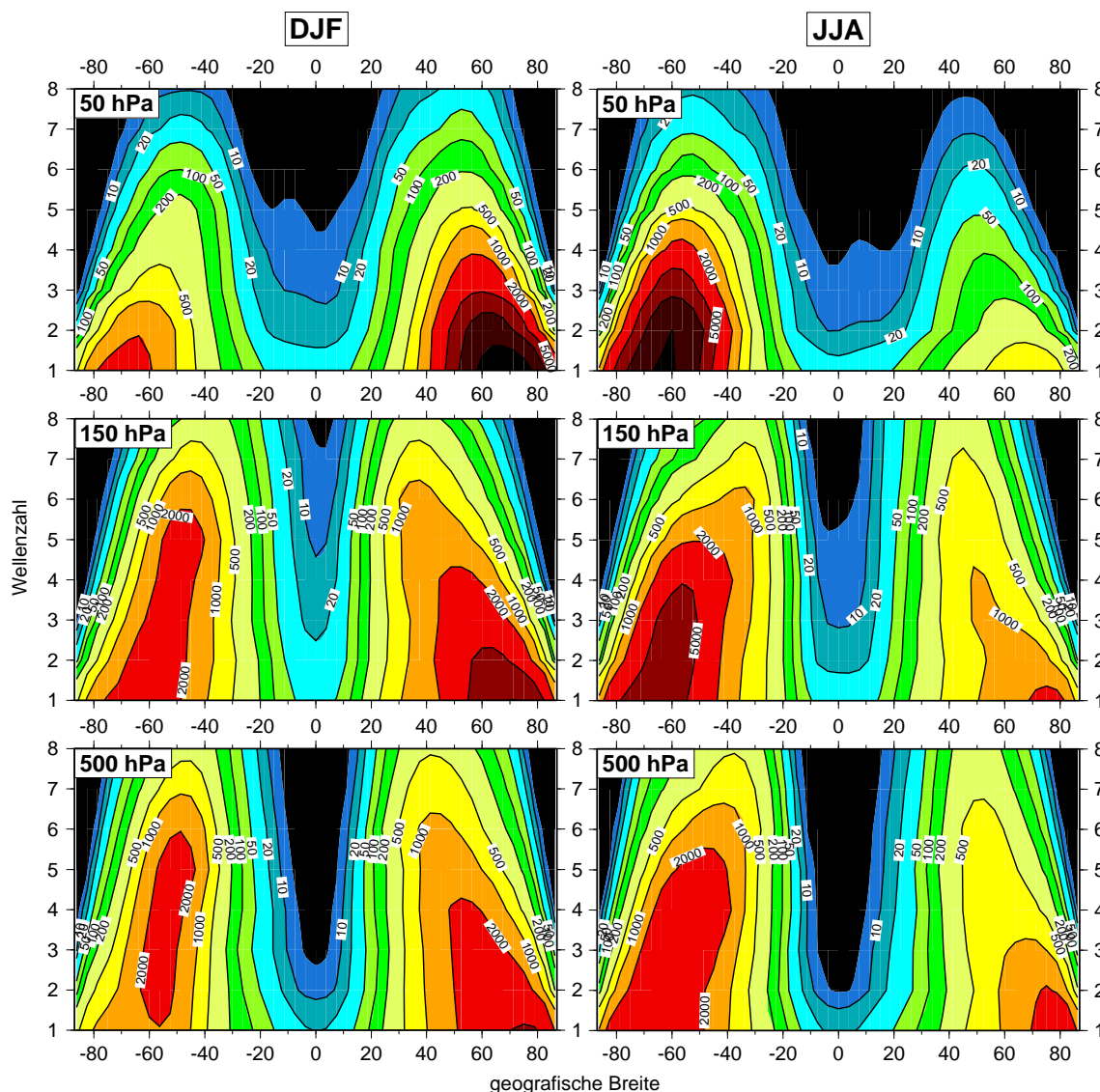


Abbildung 5.1: Varianz transienter Wellen anhand von ERA-Daten in DJF und JJA in 50, 150 und 500 hPa als Mittel über 10 Reanalysejahre (1984–93). Dargestellt ist die Varianz über alle Breiten und die ersten acht Wellenzahlen als Summe über alle betrachteten Perioden (2.7–32.0 Tage) und über alle ost- und westwärts wandernden sowie stehenden Anteile. Isolinien bei 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000, 2000, 5000, 10000 und 20000 gpm^2 .

60°. Die hauptsächliche Ursache für diese Neigung ist, dass sich die Länge eines Breitenkreises bei zunehmender Breite reduziert und damit die Wahrscheinlichkeit abnimmt, dass auf diesem Breitenkreis eine Welle mit großer Wellenzahl und dementsprechend kleiner Wellenlänge anzutreffen ist. Je größer die Wellenzahl ist, desto stärker wird die Welle also nach Süden abgelenkt, denn der Effekt ist in hohen Breiten am stärksten.

Eine weitere Ursache für die Varianzmaxima von planetaren Wellen der Wellenzahlen 4–8 zwischen 35 und 60° ist der starke meridionale Temperaturgradient der Troposphäre in den mittleren Breiten. Dieser Gradient führt in der Übergangsregion zwischen subtropischer und polarer Luft zur Bildung von Wirbeln und baroklinen Wellen, die für einen meridionalen

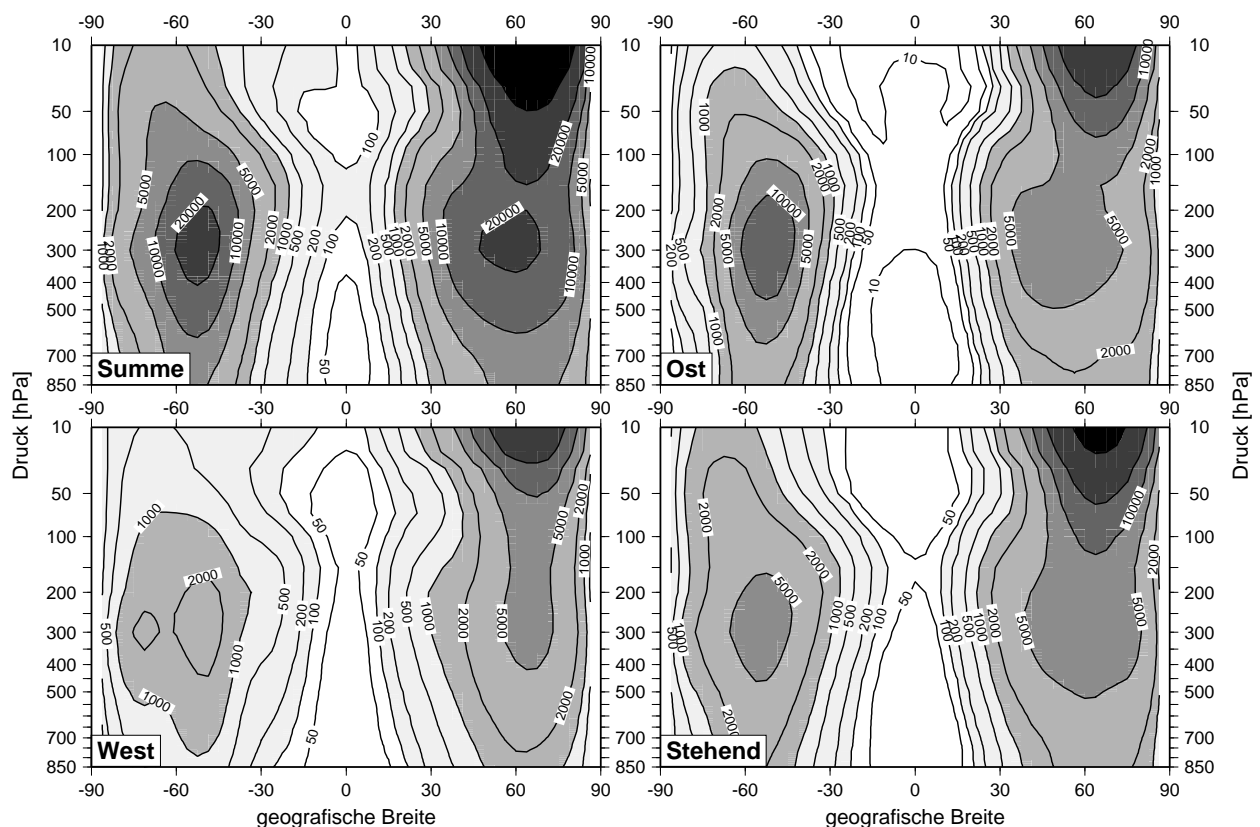


Abbildung 5.2: Zonalschnitt der Varianz transienter Wellen anhand von ERA-Daten als Summe über alle Perioden und alle betrachteten Wellenzahlen, aufgespalten nach wandernden und stehenden Anteilen. Isolinien bei 10, 50, 100, 200, 500, 1000, 2000, 5000, 10000, 20000 und 50000 gpm^2 .

Wärmetransport sorgen. Da diese Mechanismen hauptsächlich in der Troposphäre wirken, gehen die Varianzen der größeren Wellenzahlen in der Stratosphäre deutlich zurück. Schon Charney [1947] und Charney und Drazin [1961] zeigten, dass synoptische Wellen, die durch barokline Instabilität entstehen, größtenteils in der Troposphäre verbleiben.

Dem Charney-Drazin-Kriterium (CDK) zufolge bewirkt der zonale Wind, dass planetare Wellen bei der Ausbreitung in die Stratosphäre nur in den kleinsten Wellenzahlen ungedämpft vertikal propagieren können (Abschnitt 2.2.5). Dies erklärt, warum die Varianzen in der jeweiligen Winterhemisphäre mit zunehmender Wellenzahl stärker zurückgehen als in der Troposphäre. Somit wirkt die Stratosphäre bei Westwind als ein Tiefpassfilter, indem sie große Wellenlängen bevorzugt und kleinere dämpft.

In der jeweiligen Sommerhemisphäre sind die stratosphärischen Varianzen in allen Wellenzahlen geringer als in 150 und 500 hPa. Die Ursache liegt auch hier im zonalen Wind: durch die stratosphärische Windumkehr während der Sommermonate (von West- auf Ostwinde, s. Abschnitt 2.1.2) unterbindet die Richtung des zonalen Winds die vertikale Ausbreitung von planetaren Wellen.

Wie verteilt sich nun die Varianz auf die beiden Ausbreitungsrichtungen West und Ost? Abbildung 5.2 zeigt die Varianz transienter Wellen als Zonalschnitt, summiert über alle berücksichtigten Wellenzahlen und Perioden und aufgespalten in ost- und westwärts wandernde

5. Planetare Wellen in Beobachtungen

und stehende Varianzanteile sowie die gesamte Varianzsumme.

Die meridionalen Strukturen aus Abbildung 5.1 sind auch hier deutlich zu erkennen: ein nahezu varianzfreier Bereich ist in den Tropen zu finden, während große Varianzen zwischen 30° und den Polen auftreten, mit einem Maximum um 60° . Die Varianz ist in dieser Darstellung meridional über einen großen Bereich verteilt, weil sie über die ersten acht Wellenzahlen summiert ist; für einzelne Wellenzahlen aufgetragen würde sich die Hauptvarianz für kleine (größere) Wellenzahlen hauptsächlich in mittleren (hohen) Breiten niederschlagen, wie schon zu Abbildung 5.1 angemerkt wurde.

In der Nordhemisphäre sind die Varianzen der ost- und westwärts wandernden Wellen von gleicher Größe. Allerdings liegt das meridionale troposphärische Maximum der westwärts gerichteten Wellen weiter nördlich, bei etwa 65°N gegenüber 50°N für ostwärts wandernde Wellen. Diese unterschiedlichen Positionen der Maxima können durch die in Abschnitt 2.2.2 dargelegte Dispersionsrelation erklärt werden: lange Wellen (Wellenzahl 1–3) breiten sich mehrheitlich nach Westen aus, kürzere Wellen (4–8) hingegen hauptsächlich nach Osten [Blackmon, 1976]. Wie schon oben erwähnt, wandern die meridionalen Varianzmaxima mit zunehmender Wellenzahl aus den polaren in die mittleren Breiten.

Die Varianzen der beiden Ausbreitungsrichtungen sind in der Südhemisphäre von sehr unterschiedlicher Stärke und liegen um etwa einen Faktor 5 auseinander (Ost zu West). Dies liegt darin begründet, dass die Orografie der südlichen Halbkugel nur relativ wenig lange (und damit westwärts gerichtete) Wellen anregt, wie schon in der Diskussion zu Abbildung 5.1 angemerkt wurde. Ostwärts wandernde Wellen werden hingegen in der Troposphäre größtenteils durch synoptische Ereignisse verursacht und weisen in der Südhemisphäre deshalb hohe Varianzen auf. Der meridionale Temperaturgradient bewirkt hier, im Vergleich zur Nordhemisphäre, eine höhere Varianz in den ostwärts wandernden Wellen, da sich die induzierten Störungen der Polarfront auf dem offenen Ozean ungehindert ausbreiten können.

Auffällig ist, dass in den Tropen kaum transiente Wellen zu finden sind, was die betrachteten Wellenzahlen und Perioden betrifft. Ursächlich für die sehr geringe Wellenaktivität ist einerseits, dass rein planetare Wellen aufgrund der Erhaltung von Vorticity entstehen; da die planetare Vorticity am Äquator das Vorzeichen wechselt, führen meridionale Auslenkungen in Äquaturnähe nicht zu nennenswerten Ausgleichsbewegungen und damit kaum zu wandernden Wellen. Ein zweiter Mechanismus, der die Ausbreitung planetarer Wellen verhindert, kann mit dem Charney-Drazin-Kriterium (CDK) erklärt werden, bei dem die zonale Windrichtung die entscheidende Rolle spielt. Die Passatwinde verhindern die Wellenausbreitung durch ihre westwärts gerichtete Komponente. In der mittleren und oberen Stratosphäre ist die südliche (nördliche) Sommerhemisphäre bis zum Äquator durch Ostwinde dominiert, die aufgrund der nordwärts (süd-) gerichteten diabatischen Zirkulation entstehen und Wellenentstehung und -ausbreitung unterdrücken (s. Abbildung 2.3).

In der Vertikalen nimmt die Varianz von der Troposphäre bis zur Tropopause aus zwei Gründen zu: breitet sich einerseits eine Welle aus der unteren Troposphäre nach oben aus, dann wächst ihre Amplitude wegen der vertikalen Druckabnahme. Zum anderen entziehen barokline Wellen dem Grundstrom Energie und weisen deshalb ein zusätzliches vertikales Amplitudenwachstum auf. Direkt oberhalb der Tropopause tritt eine starke (schwache) Abnahme der Varianz in der Südhemisphäre (Nord-) ein, was sich durch die Eigenschaft der Stratosphäre, höherfrequente Wellen zu dämpfen, erklären lässt. Darüber, jenseits von 100 hPa, ist das Verhalten der beiden Hemisphären jedoch vollkommen unterschiedlich: in der Südhe-

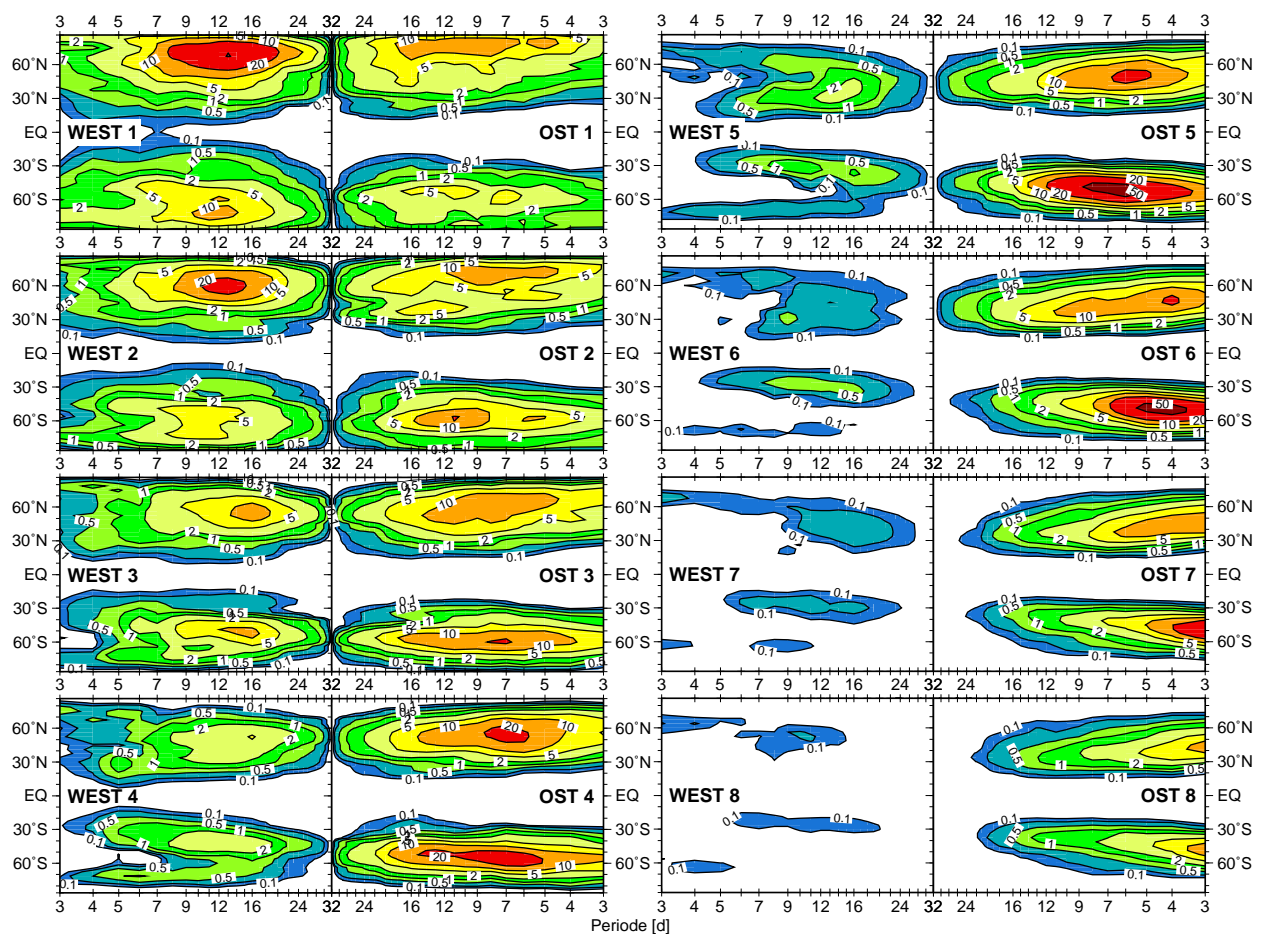


Abbildung 5.3: Varianz transienter Wellen pro Tag anhand von ERA-Daten für 300 hPa, ost- und westwärts wandernde Anteile, dargestellt über alle Perioden und Breiten für die ersten acht Wellenzahlen. Die in der Periode logarithmische Darstellung der mit der Frequenz multiplizierten Varianz entspricht der in Abschnitt 3.2.4 diskutierte Darstellungsweise. Isolinien bei 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20 und 50 $\text{gpm}^2\text{d}^{-1}$.

misphäre geht die Varianz beider Ausbreitungsrichtungen (Ost/West) stark zurück, während die Varianzen auf der Nordhalbkugel, oberhalb des relativ schwachen lokalen Minimums der untersten Stratosphäre, erheblich zunehmen. Die wesentliche Ursache für diesen markanten Unterschied ist die Richtung des zonalen Windes. Im Ostwindregime der Südhalbkugel wird die Ausbreitung planetarer Wellen unterdrückt; die relativ starken Westwinde der nördlichen mittleren Stratosphäre hingegen erlauben es Wellen der kleinsten Wellenzahlen, sich nahezu ungehindert vertikal auszubreiten.

Wie verteilt sich die Wellenaktivität auf die einzelnen Frequenzintervalle? Diese Frage lässt sich anhand von Abbildung 5.3 beantworten, in der die von der WFA errechnete Varianz pro Tag für einzelne Wellenzahlen, Perioden und beide Ausbreitungsrichtungen dargestellt ist. Die Druckfläche 300 hPa wurde gewählt, weil hier die größten Varianzen in der oberen Troposphäre zu finden sind. Einige wesentliche und schon für vorhergehende Abbildungen diskutierte Merkmale sind auch in dieser Darstellung deutlich erkennbar: erneut fällt die

5. Planetare Wellen in Beobachtungen

Tatsache ins Auge, dass der größte Varianzanteil polwärts von 30° zu finden ist. Weiterhin ist gut zu erkennen, wie die Maxima der Varianz mit zunehmender Wellenzahl in Richtung Äquator wandern, von etwa 70° (WZ 1) bis zu 40° (WZ 8).

Das Varianzmaximum der westwärts wandernden Wellen liegt im Norden bei der Wellenzahl 1 und nimmt kontinuierlich bis zur größten betrachteten Wellenzahl ab; im Süden sind die Varianzen der ersten drei Wellenzahlen ungefähr von gleicher Größe und gehen mit zunehmender Wellenzahl ebenfalls stark zurück. Die starke Welle 1 der Nordhalbkugel ist eine Folge der Druckgebilde in Polnähe, wo das Dipolmuster aus Aleutenhoch und Polarwirbel vor allem in der Stratosphäre für zahlreiche Abweichungen von der zonalen Symmetrie sorgt, die sich in stationären und transienten Welle 1-Mustern äußern. Die Welle 2 ist im Norden vor allem deshalb bedeutender als im Süden, weil hier die Land-See-Verteilung sowie die Bergketten troposphärische Wellen anregen, die sich vertikal ausbreiten. Die ostwärts wandernden Wellen mit den Wellenzahlen 4–7 weisen hingegen in der sommerlichen Südhemisphäre höhere Varianzen auf. Hier entstehen aufgrund des meridionalen Temperaturgradienten und der geringen Landmassen starke synoptische Wellen, die bis in die Tropopausenregion propagieren.

In beiden Hemisphären ist offensichtlich, dass mit zunehmender Wellenzahl zuerst die Varianz der ostwärts gerichteten Wellen auf Kosten der westwärts wandernden Wellen zunimmt. Während die westliche Welle 1 die östliche noch klar überwiegt, sind die östlichen gerichteten Wellen ab der Wellenzahl 3 immer dominanter. Es findet aber bei zunehmender Wellenzahl nicht nur ein Übergang der Varianz von West nach Ost statt, sondern schließlich auch eine Verschiebung der östlichen Varianz zu den kleinsten Perioden hin. Dies ist eine direkte Folge der Dispersionsrelation von planetaren Wellen: je größer die Wellenzahl, desto geringer die westwärts gerichtete Phasengeschwindigkeit einer Welle relativ zum Grundstrom und desto größer die auf einen festen Ort bezogene ostwärts gerichtete Geschwindigkeit. Nimmt diese Geschwindigkeit zu, so reduziert sich die Umlaufzeit der Welle und damit ihre Periode.

5.2 Stationäre Wellen

Im diesem Abschnitt folgt nun die Analyse von solchen Wellen, die im zeitlichen Mittel orts-fest sind, und zwar anhand der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Methodik.

Abbildung 5.4 erlaubt einen ersten Einblick in die Eigenschaften und die Interpretation von stationären Wellen. Das zonale Mittel der geopotenziellen Höhe (oben links) wäre der Zu-stand, der durch Abkühlung aufgrund von Strahlungsvorgänge entstünde, wenn keine dyna-mischen Störungen vorhanden wären. Im zeitlichen Mittel ist der Polarwirbel der nördlichen Hemisphäre (hier als Tiefdruckgebiet zu erkennen) aber nicht rotationssymmetrisch, sondern wird durch verschiedene Wellenzahlen verformt (oben rechts¹). Die einzelnen Wellenbeiträ-ge (unten) stellen die Störungen dar, die das rein zonale Feld (Wellenzahl „0“) deformieren. Deutlich zu sehen ist die Verschiebung des Wirbelzentrums in Richtung Westrussland durch die Wellenzahl 1, die in der Stratosphäre die größte Amplitude von allen Geopotenzialwellen

¹Das Feld der geopotenziellen Höhe ist hier nur für die ersten acht Wellenzahlen statt mit voller T30-Auflösung dargestellt. Beide Darstellungsarten unterscheiden sich aber auf diesem Druckniveau nicht sichtbar voneinander, da in der Stratosphäre die kleinsten Wellenzahlen dominieren.

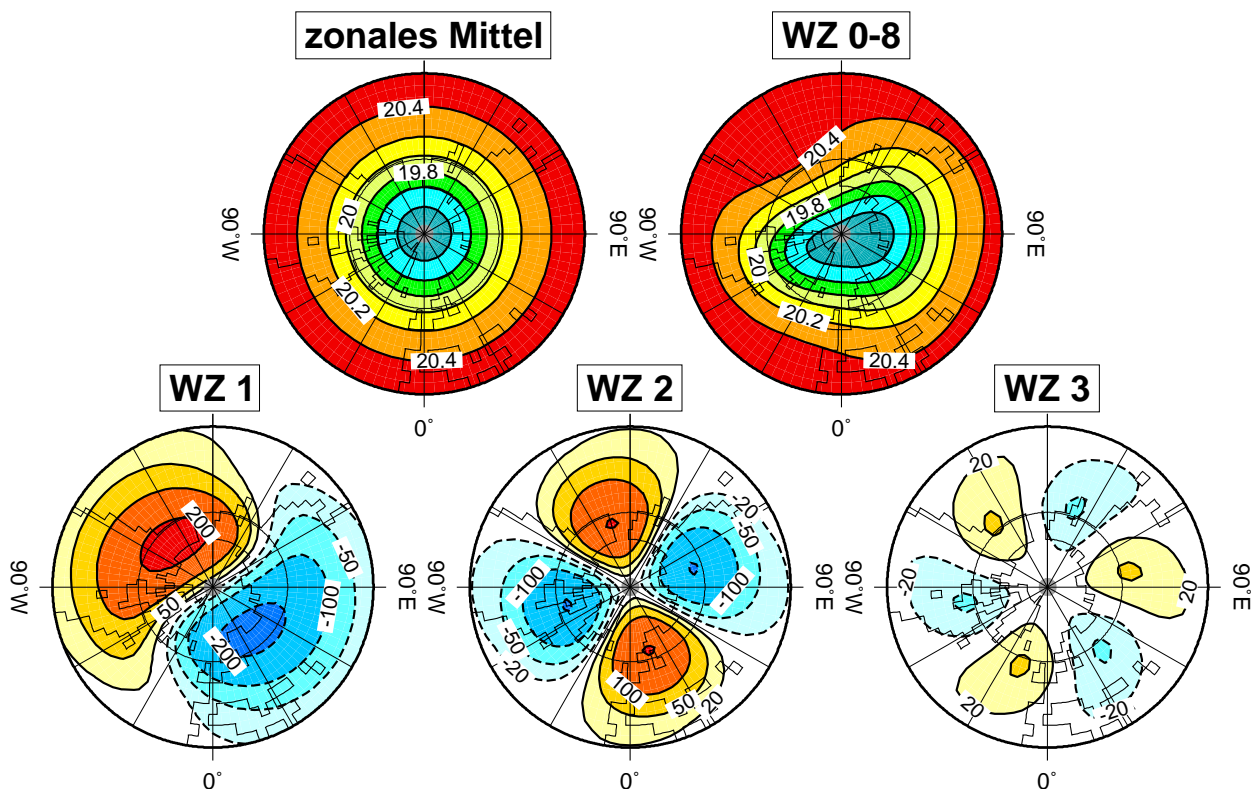


Abbildung 5.4: Geopotenzielle Höhe und stationäre Wellen der Nordhalbkugel als polarstereografische Projektion (30-90°N) in 50 hPa anhand von ERA-Daten. Oben sind das zonale Mittel des T30-Geopotenzials und das Geopotenzial anhand der ersten 8 Wellenzahlen in geopotenziellen Kilometern dargestellt (Isolinien alle 200 gpm), unten die Amplituden der ersten drei Wellenzahlen in geopotenziellen Metern (Isolinien bei ± 20 , 50, 100, 200 gpm).

5. Planetare Wellen in Beobachtungen

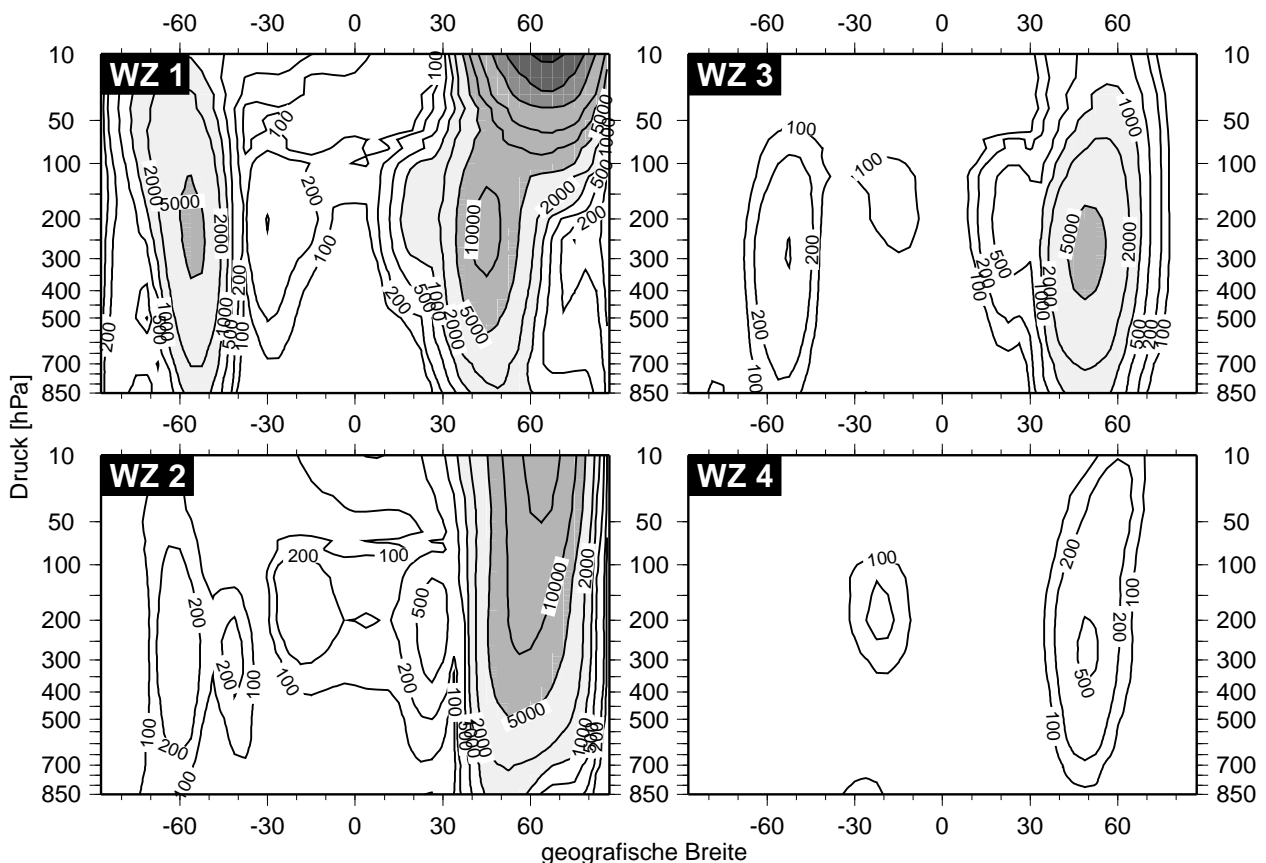


Abbildung 5.5: Varianz stationärer Wellen anhand von ERA-Daten für die ersten vier Wellenzahlen. Isolinien bei 100, 200, 500, 1000, 2000, 5000, 10000, 20000, 50000, $1 \cdot 10^5$ und $2 \cdot 10^5$ gpm².

hat (über 400 gpm). Die ebenfalls starke Welle 2 (200 gpm) zieht den Wirbel in die Länge bzw. staucht ihn. Die Welle 3 ist schon deutlich schwächer (maximal 50 gpm), während alle größeren Wellenzahlen in dieser Höhe für das Geopotenzial keine wesentliche Rolle mehr spielen.

Wie verteilt sich die Varianz stationärer Wellen auf die verschiedenen Wellenzahlen und Druckniveaus? Diese Frage kann mit Hilfe von Abbildung 5.5 beantwortet werden. Aufgetragen ist hier die Varianz der einzelnen Wellenzahlen als Zonalschnitt, errechnet aus der maximalen Amplitude bei der jeweiligen Wellenzahl $\sigma^2 = A_{\max}^2/2$. Es sind nur die Varianzen der ersten vier Wellenzahlen dargestellt, da alle größeren Wellenzahlen zu vernachlässigende Varianzen aufweisen. Zuerst einmal fällt auf, dass die Nordhemisphäre in allen dargestellten Wellenzahlen wesentlich mehr Varianz aufweist als die Südhemisphäre. Dies ist die Folge der insgesamt viel ausgeprägteren Orografie und des geringeren Anteils an Meeresflächen in der Nordhemisphäre.

Bemerkenswert ist, dass der größte Anteil der Varianz in den ersten drei Wellenzahlen zu finden ist; in der Troposphäre wie auch in der Stratosphäre sind die Varianzen stationärer zonaler Wellenzahlen > 3 zu vernachlässigen. Dies steht im Gegensatz zu den Varianzen transienter Wellen, die vor allen in der Troposphäre durch kleinereskalige Phänomene wie extratropische Zyklonen für erhebliche Varianzen in den Wellenzahlen > 5 sorgen (s. Abbildung

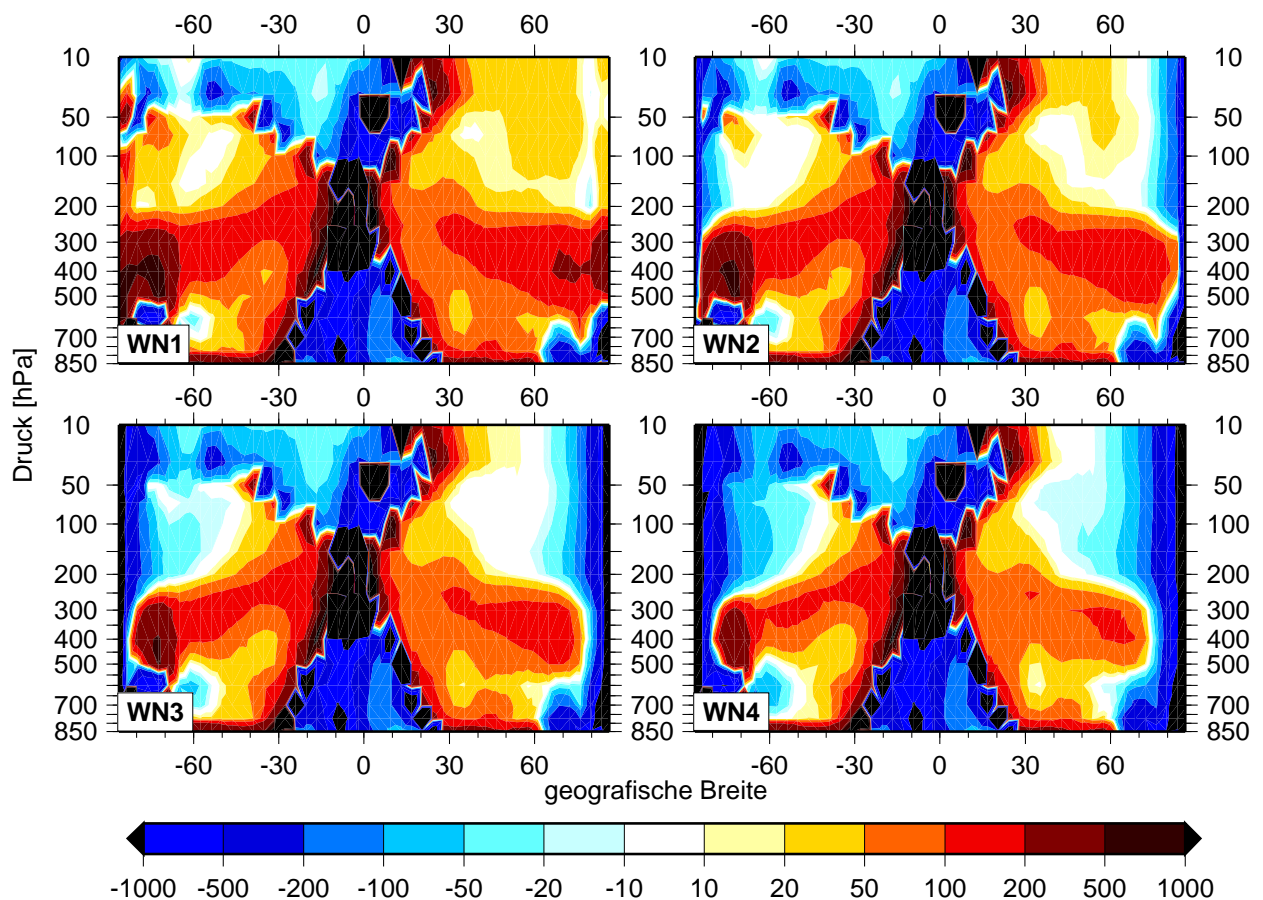


Abbildung 5.6: Refraktionsindex anhand von ERA-Daten für die ersten vier Wellenzahlen.

5.1).

Die Betrachtung der vertikalen Wellenausbreitung in der Nordhemisphäre bestätigt die Theorie nach Charney und Drazin [1961], dass sich im Mittel nur Wellen der Wellenzahlen 1 und 2 ungehindert in die Stratosphäre ausbreiten können (Abschnitt 2.2.5). Während die Varianzen der Wellen 1 und 2 bis 10 hPa zunehmen, gehen jene der Wellen 3 und 4 oberhalb der Tropopause deutlich zurück. Diese Moden werden durch den im Mittel zu starken zonalen Wind gedämpft. In der Südhemisphäre hingegen liegen die vertikalen Maxima bei allen Wellenzahlen um die Tropopausenregion und nehmen darüber wieder ab. Diese hemisphärischen Unterschiede lassen sich durch die jeweilige Richtung des zonalen Winds erklären und werden anhand der nun folgenden Abbildung näher erörtert.

Abbildung 5.6 beleuchtet den Aspekt der vertikalen Ausbreitung über das CDK hinaus. Dargestellt ist der Refraktionsindex (Abschnitt 3.3) als Zonalschnitt für die ersten vier Wellenzahlen. Der Index bestimmt anhand des Zonalwinds, der Wellenzahl und der geografischen Breite, unter welchen Bedingungen es die Atmosphäre stationären Wellen erlaubt, vertikal zu propagieren. Bereiche mit positiven, nicht zu großen Werten (<500) kennzeichnen solche Gebiete, in denen vertikale Wellenausbreitung möglich ist.

Vor der Diskussion der dargestellten Ergebnisse sei hier angemerkt, dass der Index nur polwärts von 30° interpretiert werden sollte. Einerseits ist er in den Tropen nicht aussagekräftig,

5. Planetare Wellen in Beobachtungen

weil hier sehr geringe Werte oder Nulldurchgänge des zonalen Windes anzutreffen sind, und andererseits sind in diesen Breiten ohnehin kaum stationäre Wellen vorhanden.

Auffällig ist, dass der Index mit zunehmender Wellenzahl überall monoton abnimmt, weil der zweite Term in Gleichung 3.24 mit dem Quadrat der Wellenzahl kleiner wird. Dieser Term berücksichtigt die abnehmende Wahrscheinlichkeit, dass in hohen Breiten Wellen mit kleinen Wellenlängen auftreten (s. Diskussion zu Abbildung 5.1). Dieser Mechanismus lässt sich in der nördlichen Hemisphäre vor allem oberhalb von 200 hPa beobachten: hier ist der Refraktionsindex für die Wellenzahlen 1 und 2 bis in 70°N positiv und erlaubt damit die vertikale Wellenausbreitung. Für höhere Wellenzahlen wird der Index in der unteren Stratosphäre nördlich von 40°N negativ; dies erklärt, warum die Varianz der stationären Wellen in der vorhergehenden Abbildung für die Welle 1 und 2 mit der Höhe zunimmt, für die Wellen 3 und 4 hingegen nicht.

In Übereinstimmung mit den CDK lässt sich über den Refraktionsindex erklären, warum die Varianzen der Wellen 1 und 2 in der Südhemisphäre abnehmen. Die oberhalb von 50 hPa vorherrschenden Ostwinde (Abbildung 2.2 unten) verhindern laut dem CDK, dass Wellenausbreitung stattfinden kann. Tatsächlich ergeben sich in dieser Region für den Refraktionsindex in allen Wellenzahlen negative Werte.

5.3 Transport fühlbarer Wärme

Der Vergleich der Varianzen transienter und stationärer Wellen (Abbildungen 5.1 und 5.5) zeigt: stationäre Wellen haben größere Varianzen sowohl für einzelne Wellenzahlen mit $k \leq 3$ als auch in der Varianzsumme über die ersten acht Wellenzahlen. Transiente Wellen dominieren die stationären Moden hingegen für Wellenzahlen $k > 3$. Die erwähnten Abbildungen erlauben es zwar, Varianzen zu vergleichen und den einzelnen Moden wahrscheinliche Anregungs- und Ausbreitungsmechanismen zuzuordnen. Sie ermöglichen aber keine Beurteilung, wie effizient die verschiedenen Wellenmoden zum meridionalen Transport fühlbarer Wärme (und Impuls) beitragen. Hierzu bietet sich die in Abschnitt 3.4 beschriebene Vorgehensweise an.

Abbildung 5.7 stellt die Wärmeflüsse durch planetare Wellen dar. Die Flüsse sind hier als Summe über die ersten acht Wellenzahlen dargestellt, um zuerst einmal einen Überblick über die Unterschiede zwischen transientem und stationärem Wärmetransport zu vermitteln.

Transiente Wellen

Die Flüsse durch transiente Wellen weisen in beiden Hemisphären Maxima in der unteren Troposphäre auf, wo extratropische Zyklonen mit ihren Frontalzonen besonders effizient Wärme in meridionaler Richtung austauschen. Durch die unterschiedliche Heizung der Kontinente und Ozeane sowie die Orografie der Nordhalbkugel spielen sich Wellenphänomene hier auf einer größeren meridionalen Skala ab. Dies erklärt, warum der Wärmetransport durch transiente Wellen in der nördlichen Hemisphäre in einen wesentlich breiteren Bereich stattfindet (zwischen 25° und 85°N gegenüber 35° – 65°S). In den mittleren Breiten der südlichen Tropopausenregion ist ein zweites Maximum zu erkennen, das vermutlich durch Scherinstabilitäten am Tropopausenjet zu erklären ist. Das starke stratosphärische Maximum in der nördlichen Hemisphäre ist auf die vertikale Ausbreitung transienter Wellen zurückzuführen. Sie sorgen

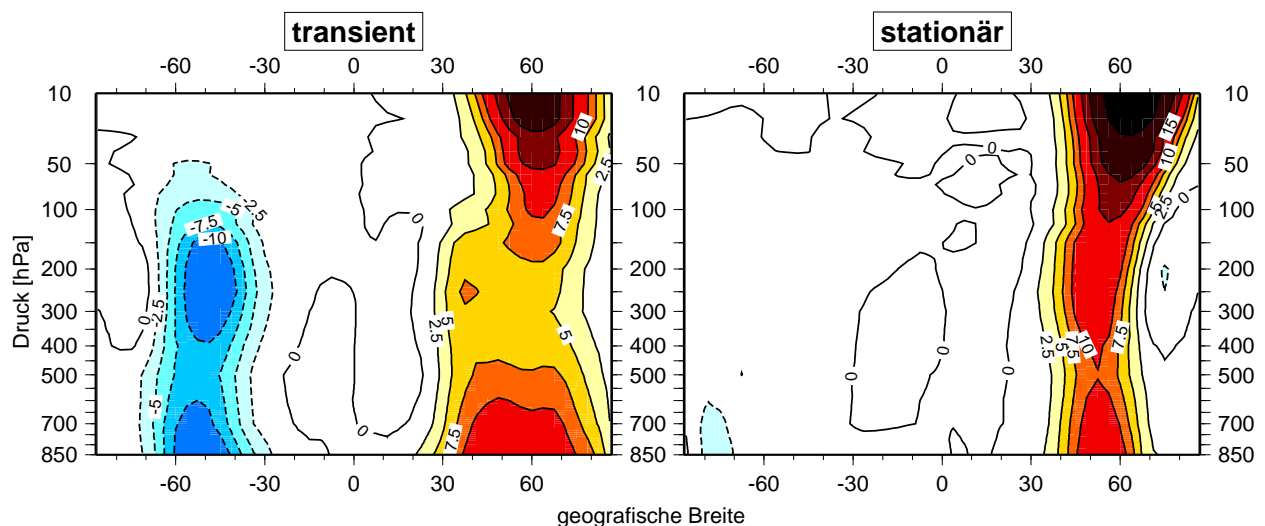


Abbildung 5.7: Flüsse fühlbarer Wärme anhand von ERA-Daten als Zonalschnitt, summiert über die Beiträge der ersten acht Wellenzahlen für transiente und stationäre Wellen. Positive (negative) Werte in der nördlichen (südlichen) Hemisphäre implizieren einen polwärts gerichteten Wärmetransport. Isolinien bei $\pm 0, 2.5, 5, 7.5, 10, 15, 20$ und 30 Kms^{-1} .

5. Planetare Wellen in Beobachtungen

am Rand des Polarwirbels, wo sich der größte meridionale Temperaturgradient befindet, für die Mischung von Wirbelluft mit Luft aus den mittleren Breiten. In der Südhemisphäre oberhalb von 50 hPa sind transiente Wellen nicht am Wärmetransport beteiligt. Aus der Troposphäre vertikal propagierende planetare Wellen werden hier von den vorherrschenden Ostwinden gedämpft.

Stationäre Wellen

Stationäre Wellen bewirken in DJF Wärmetransport ausschließlich in der Nordhemisphäre, in der Südhemisphäre (Südsommer) hingegen tragen sie überhaupt nicht zum Wärmefluss bei; dies ist die direkte Folge der geringen Varianzen, die in Abbildung 5.5 diskutiert wurden. In der Troposphäre findet der Wärmetransport nur in einem relativ schmalen Bereich statt (etwa 40° – 65° N). Die mittlere Stratosphäre weist einen weiteren Bereich – 40° bis zum Nordpol – auf, in dem es zu Transport von Wärme kommt. Hier sind es im Wesentlichen die stationären Wellen 1 und 2, die dem Refraktionsindex entsprechend bis in die Stratosphäre propagieren und den Polarwirbel verformen und erwärmen.

Der nordhemisphärische troposphärische Wärmetransport durch transiente Wellen findet in einem wesentlich größeren Bereich statt als der durch stationäre Wellen (etwa 30° – 80° N gegenüber 40° – 65° N). Dies ist darauf zurückzuführen, dass in der Troposphäre wesentlich mehr Wellenzahlen an der transienten Wellendynamik beteiligt sind. Erwartungsgemäß transportieren planetare Wellen in der winterlichen Nordhemisphäre deutlich mehr Wärme polwärts, da der meridionale Temperaturgradient hier wesentlich größer ist (s. Abbildung 2.2 oben).

Kapitel 6

Vergleich von Modell und Reanalysen

Dieses Kapitel ist im Wesentlichen durch zwei Absichten geprägt: zum einen soll abgeschätzt werden, wie gut E39/C die Größenordnung und Eigenschaften transienter und stationärer planetarer Wellen im Vergleich mit den bereits analysierten Beobachtungen simulieren kann. Die andere Motivation liegt darin zu untersuchen, welche Rolle planetare Wellen in Hinsicht auf den im Modell zu stabilen und kalten Polarwirbel der nördlichen Winterhemisphäre spielen [Hein et al., 2001]. Abbildung 6.1 zeigt die dynamischen Unterschiede zwischen Modell und Reanalysen in 50 hPa, für die anhand planetarer Wellen eine Erklärung gefunden werden soll.

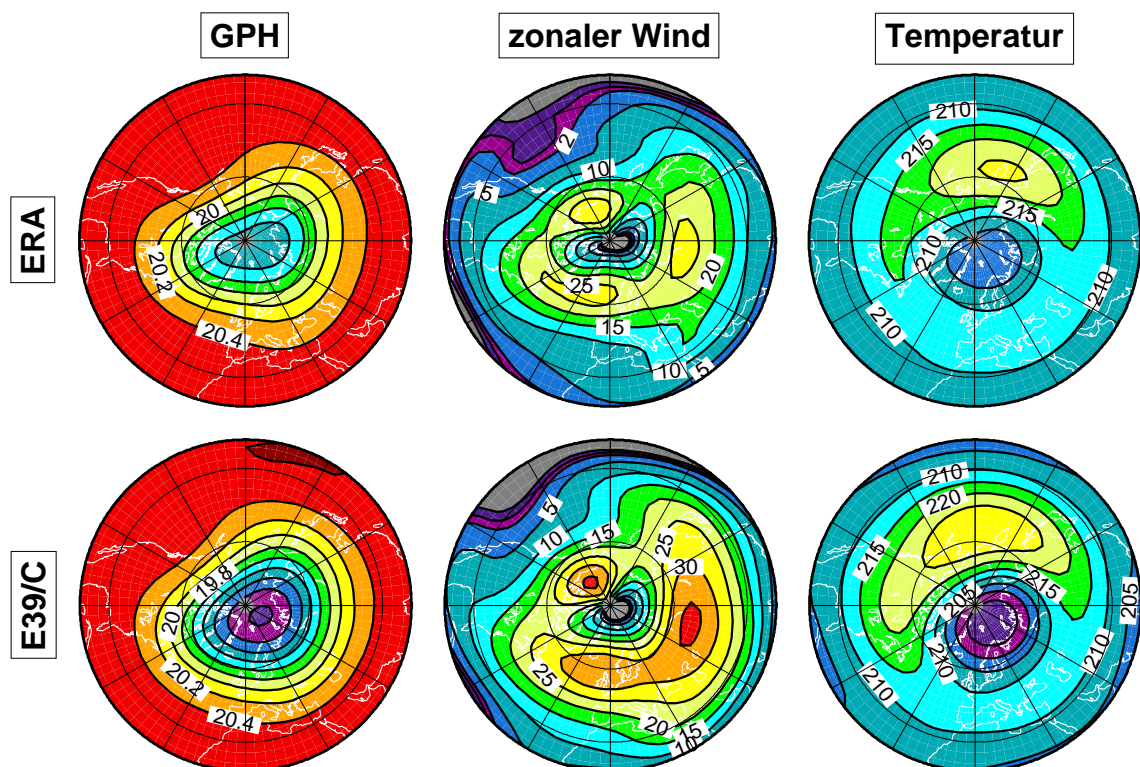


Abbildung 6.1: Geopotenzielle Höhe [gpm], zonaler Wind [ms^{-1}] und Temperatur [K] für ERA und das E39/C-Experiment „1990“ als 10- bzw. 20-Jahres-Mittel im Nordwinter (DJF) in 50 hPa. Die Isolinienabstände betragen 200 gpm (GPH), 5 ms^{-1} (Zonalwind) sowie 5 K (Temperatur).

Alle Modellergebnisse sind als DJF-Mittel über 20 Modelljahre dargestellt; für die Ergebnisse der WFA gelten die gleichen Bedingungen wie im vorangegangenen Kapitel. Zunächst werden die im Modell auftretenden transienten und stationären Wellen mit denen aus den Reanalysen verglichen. Anschließend wird die Ursache des zu starken Polarwirbels im Modell diskutiert. Im letzten Abschnitt des Kapitels folgt dann eine Zusammenfassung der Ergebnisse, die durch den Vergleich von Modell und Beobachtungen gewonnen wurden; außerdem werden Anregungen gegeben, wie E39/C abgeändert werden könnte, um damit planetare Wellen noch realistischer zu simulieren.

6.1 Transiente Wellen

6.1.1 Varianzvergleich

Im Folgenden werden die aus Modelldaten errechneten Varianzen transienter Wellen mit denen aus Beobachtungsdaten verglichen.

Gesamtvarianz

Vergleicht man, wie sich die Varianz transienter Wellen in den Reanalysen (Abbildung 5.1) und im E39/C-Modell (Abbildung 6.2 links) auf die einzelnen Wellenzahlen und Breiten verteilen, dann liefert das Modell auf den ersten Blick eine qualitativ sehr gute Übereinstimmung. Die wesentlichen Eigenschaften beobachteter Wellen werden vom Modell abgebildet: die Neigung der maximalen Varianz zum Äquator bei steigender Wellenzahl, das Varianzminimum der tropischen Breiten oder die Varianzdämpfung der größeren Wellenzahlen in der Stratosphäre. Quantitativ berechnet das Modell nicht nur die richtige Größenordnung der Varianz, sondern liegt auch quantitativ nah an beobachteten Varianzen. Die absolute Differenz (Abbildung 6.2 rechts) offenbart jedoch einige Unterschiede.

In der **Troposphäre** (500 hPa) fällt auf, dass E39/C hier deutlich weniger Varianz simuliert und dabei keine Wellenzahlen ausnimmt. Sicherlich ist eine Ursache dafür, dass die Modellorografie aufgrund der groben Horizontalauflösung niedriger und glatter als die tatsächliche Orografie ist und deshalb weniger Wellen anregt. Dies erklärt die geringere Modellvarianz aber nur teilweise: gerade in der Südhemisphäre, deren Orografie in den mittleren Breiten für die Wellenanregung viel weniger ins Gewicht fällt als auf der Nordhalbkugel, beträgt die modellierte Varianz nur etwa 50% der aus ERA-Daten berechneten Varianzen. In der Nordhemisphäre liegt die Modellvarianz hingegen immerhin bei 75–80%. Somit müssen noch andere im Modell simulierte Prozesse mit Fehlern behaftet sein, was die Anregung planetarer Wellen angeht. Der Fehler ist in der südlichen Hemisphäre in den Wellenzahlen 3–8 besonders groß, was darauf schließen lässt, dass das Modell die Vorgänge in extratropischen Zyklonen aufgrund der Horizontalauflösung nur unzureichend berücksichtigt [Senior, 1995; Stendel und Roeckner, 1998]. Zyklonen haben zwar in der Regel in Bodennähe Abmessungen, die eher zonalen Wellenzahlen mit $k > 10$ entsprechen; die induzierten und vertikal propagierenden Störungen machen sich jedoch im Grundstrom der mittleren Troposphäre durch kleinere Wellenzahlen bemerkbar.

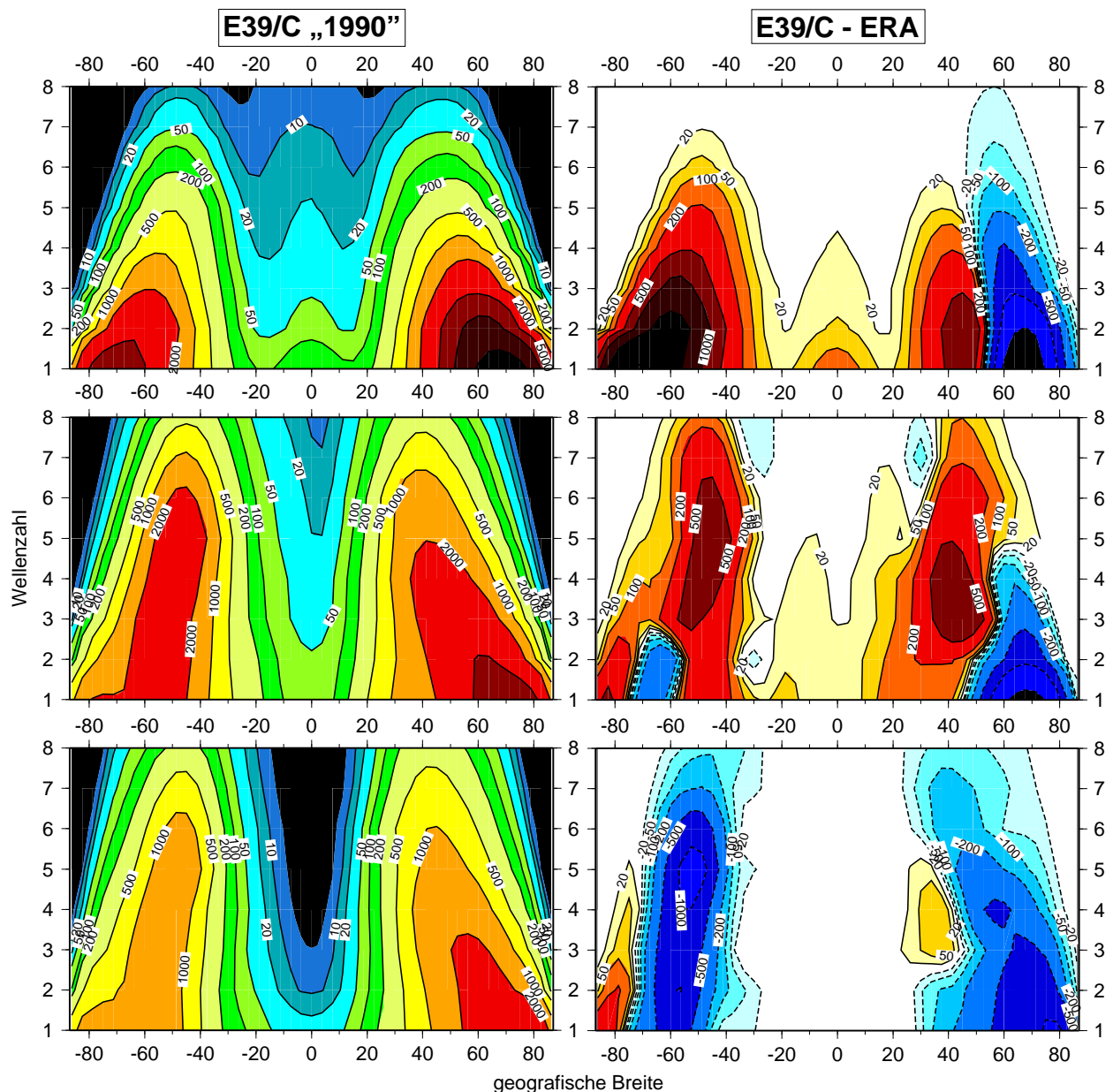


Abbildung 6.2: Wie in Abbildung 5.1, aber für die E39/C-Simulation „1990“ und die Differenz zu ERA (Isolinienabstände $\pm 20, 50, 100, 200, 500, 1000$ und 2000 gpm^2) in 50, 150 und 500 hPa für DJF. Positive Differenzen kennzeichnen größere modellierte Varianzen.

In der **Tropopausenregion** (150 hPa) insbesondere zwischen 30° und 50°N (NH) bzw. 40° und 60°S (SH) modelliert E39/C mehr Varianz bei allen betrachteten Wellenzahlen, ganz im Gegensatz zur Troposphäre. Offenbar ist dies die Konsequenz des deutlich stärkeren modellierten Subtropenjets (Abbildung 6.3), der durch größere Scherinstabilitäten mehr Wellen als im Reanalysefall anregt. Die schwächere Wellenaktivität in den hohen nördlichen Breiten, vor allem bei den Wellenzahlen 1–3, scheint troposphärischen Ursprungs zu sein und pflanzt sich bis in die Stratosphäre fort.

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

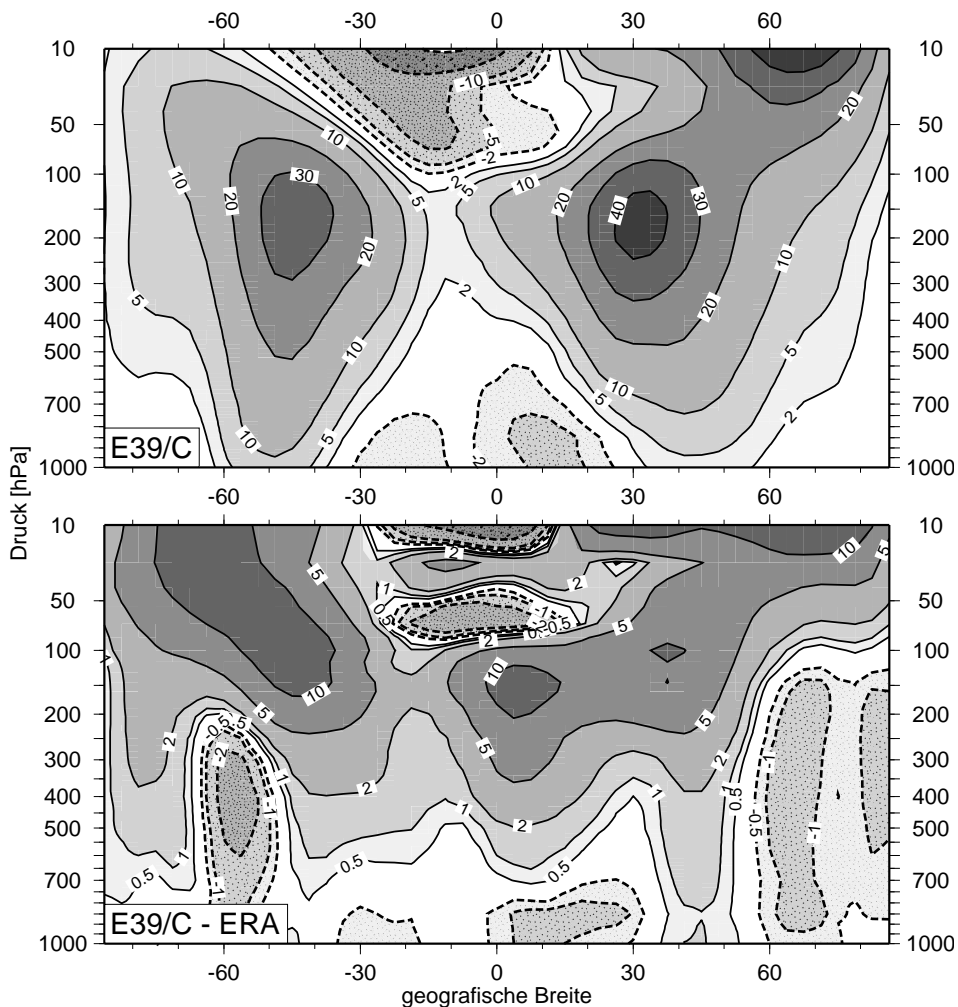


Abbildung 6.3: Zonales Mittel des zonalen Winds anhand der E39/C-Simulation „1990“ (oben, Isolinien bei -20 , -10 , -5 , -2 , 2 , 5 , 10 , 20 , 30 und 40 ms^{-1}) und als Differenz zu ERA (unten, Isolinien bei -2 , -1 , -0.5 , 0.5 , 1 , 2 , 5 und 10 ms^{-1}). Positive Differenzen kennzeichnen einen stärkeren modellierten Wind. Die Absolutwerte des Windes anhand von ERA-Daten sind in Abbildung 2.2 (unten) dargestellt. Die Diskussion zu den Differenzen im zonalen Wind sind in Abschnitt 6.4 zu finden.

In der **mittleren Stratosphäre** (50 hPa) liegt die Modellvarianz über der beobachteten, den Bereich nördlich von 55°N ausgenommen. In der Nordhemisphäre manifestieren sich die Unterschiede zwischen Modell und Reanalysen als Verschiebung der Varianz: E39/C berechnet die Varianz zwar quantitativ sehr gut, simuliert sie aber um etwa 10 Grad zu weit südlich. Die Ursache für die geringere Varianz nördlich von 55°N liegt aber in der Troposphäre, wie schon erwähnt, während die stärkere Wellenaktivität um 45°N herum aus der Tropopausenregion stammt. Die durch den Tropopausenjet angeregten Wellen pflanzen sich vertikal fort; die vermehrte Varianz, die sich bei 150 hPa relativ gleichmäßig auf alle Wellenzahlen verteilt, verschiebt sich aufgrund der Tiefpassfilterfunktion der Stratosphäre in Richtung der kleinsten Wellenzahlen.

Die südliche Stratosphäre weist im Modell mehr Varianz als in den Reanalysen auf, doch die Varianzzunahme von 150 auf 50 hPa fällt wesentlich stärker aus als in der Nordhemisphäre. Diese Varianzüberschätzung im Modell ist die Folge des zonalen Winds (Abbildung 6.3). In

den mittleren Breiten nimmt der Westwind aufgrund der thermischen Windgleichung vom Erdboden bis zur Tropopause zu und nimmt darüber stetig ab, bis eine Umkehr des zonalen Winds stattfindet. In Abschnitt 2.1.2 wurde bereits erwähnt, dass die diabatische Zirkulation im Sommer in der Stratosphäre Ostwinde induziert. Das CDK verhindert bei Ostwinden, dass sich Wellen vertikal ausbreiten können. Diese Windumkehr findet in den Reanalysen bei etwa 50 hPa statt (Abbildung 2.2), und zwar durchgehend von etwa 30°S bis zum Südpol. Das Modell hingegen simuliert die Windumkehr nur in Maßen realistisch: zwischen dem Südpol und 50°S reicht der Westwindbereich bis zum Modelloberrand, Ostwinde sind nur nördlich von 50°S zu finden. Dementsprechend weist das Modell eine wesentlich höhere Varianz transienter Wellen auf, als es die Reanalysen nahelegen.

Eine detaillierte Diskussion zu den Ursachen der Unterschiede im zonalen Wind in Modell und Reanalysen folgt in Abschnitt 6.4.

Varianz nach Ausbreitungsrichtungen

Für Abbildung 6.2 wurde die Varianzsumme über die Ausbreitungsrichtungen und alle betrachteten Perioden gebildet, um einen Überblick über die transiente Wellenaktivität zu erhalten. Nun soll die Frage geklärt werden, welche Ausbreitungsrichtung in welcher Hinsicht für die Unterschiede zwischen Modell und Reanalysen verantwortlich ist. Abbildung 6.4 zeigt die Varianzsumme über die Wellenzahlen 1–8 und alle Perioden, aufgespalten in die beiden zonalen Ausbreitungsrichtungen.

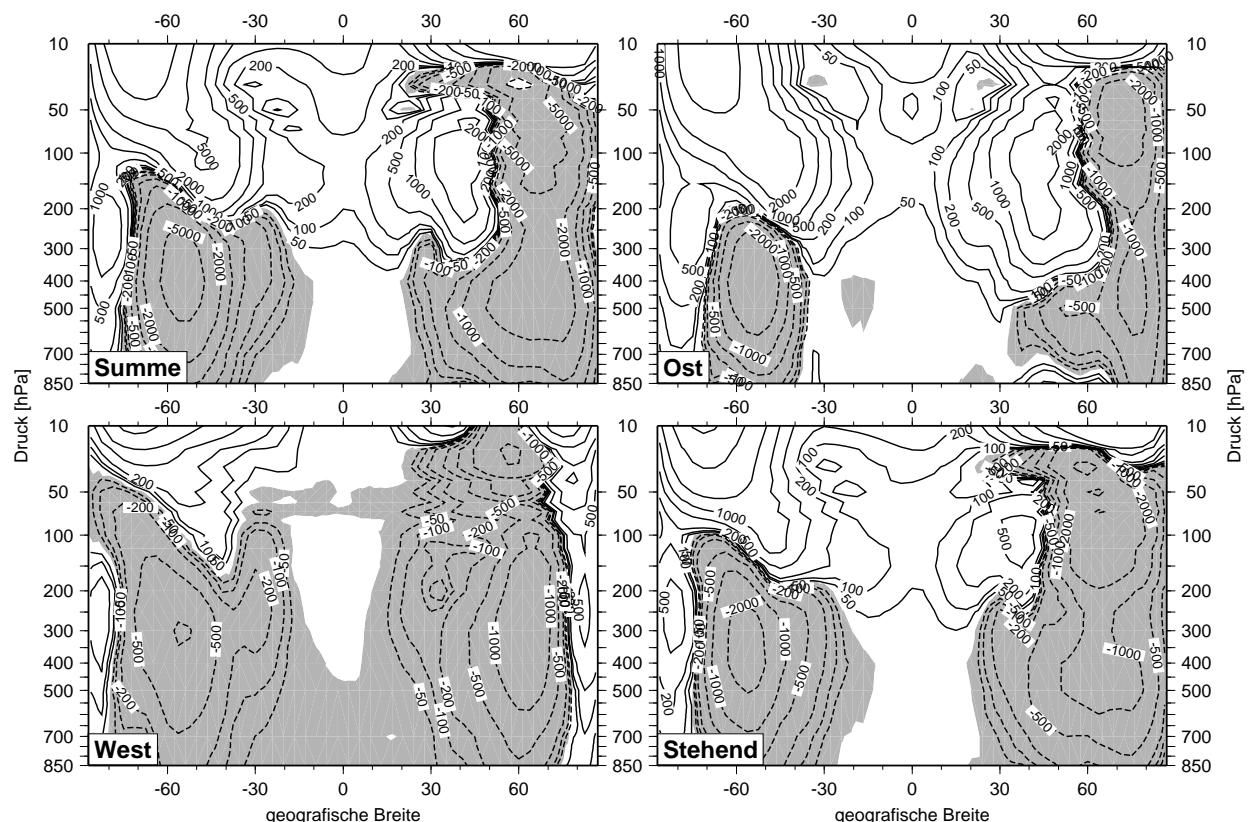


Abbildung 6.4: Wie in Abbildung 5.2, aber als Differenz „E39/C“ - „ERA“. Isolinien bei ± 50 , 100, 200, 500, 1000, 2000, 5000 und 10000 gpm². Negative Werte (kleinere Modellvarianzen) sind schattiert.

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

Die Summe über wandernde und stehende Anteile (oben links) bestätigt die in der Diskussion zu Abbildung 6.2 getroffene Feststellung, dass in der unteren und mittleren Modelltroposphäre weniger transiente Wellen als beobachtet simuliert werden. Hieran sind beide Ausbreitungsrichtungen beteiligt. Lediglich an den Polen ist teilweise eine höhere Varianz im Modell festzustellen. Im der Tropopausenregion (100–300 hPa) tritt eine erhöhte Modellvarianz an den polwärtigen Flanken der Tropopausenjets auf, wie bereits in der Diskussion zu Abbildung 6.2 bemerkt wurde. Diese Effekte am Jet manifestieren sich ausschließlich in den ostwärts wandernden Moden, während die westwärts wandernden Wellen von der Tropopause bis zum Modelloberrand (Nordhemisphäre) bzw. bis zum Druckniveau der Windumkehr (Südhemisphäre) durchgehend weniger Varianz aufweisen. In der südlichen Stratosphäre ist wiederum die größere Wellenaktivität offensichtlich, die von der mangelhaften Windumkehr der Sommerhemisphäre verursacht wird. Hier zeigt sich, dass sich die vertikale Ausbreitung transienter Wellen tatsächlich eng am CDK orientiert (s. Gleichung 2.16).

Die in allen vier Teilabbildungen auftretenden größeren Varianzen von E39/C zwischen 10 und 20 hPa sind vermutlich Modellartefakte, die aufgrund der Dämpfungsschicht am oberen Rand entstehen (s. Abschnitt 4.1.2).

Varianz nach Wellenzahlen und Perioden

Wie gut kann E39/C die Varianzen transienter Wellen simulieren, was die Verteilung auf die verschiedenen Periodenintervalle betrifft? Abbildung 6.5 zeigt, wie nah Modell- und Reanalyseergebnisse qualitativ beeinander liegen. E39/C bildet eine Reihe von Eigenschaften zuverlässig ab, wie der Vergleich mit den Beobachtungen zeigt: so ist die größte Varianz in der Welle 1 in der Nordhemisphäre gut reproduziert, wenn auch in einem etwas kleineren Frequenzintervall. Das Modell simuliert korrekt, dass die Varianzen westwärts wandernder Wellen in der Nordhemisphäre (Südhemisphäre) gegenüber den ostwärts gerichteten Wellen für die Wellen 1 und 2 (Welle 1) größer und ab der Welle 3 (Welle 2) kleiner sind. Insgesamt macht die Darstellung deutlich, dass das Modell die Dispersion planetarer Wellen sehr gut wiedergibt. E39/C berücksichtigt ebenfalls konsistent mit den Beobachtungen, dass die Varianzmaxima mit zunehmender Wellenzahl in Richtung Tropen rücken. Darüber hinaus sind weitere strukturelle Übereinstimmungen erkennbar, und zwar z.B. in den kleinen Perioden der westwärts gerichteten Wellen 3 und 4 in der Südhemisphäre; hier treten zwischen 3 und 9 Tagen zwei meridionale Varianzmaxima bei etwa 75° bzw. 40°S auf, zwischen denen ein Minimum der Varianz liegt.

Es sind einige quantitative Unterschiede sichtbar: am Auffälligsten ist dabei sicherlich, dass E39/C in 300 hPa insgesamt weniger Varianz simuliert als beobachtet. Diese geringere Modellvarianz tritt in fast Wellenzahlen und Frequenzen auf. Des Weiteren sind die modellierten Varianzmaxima teilweise meridional um etwa 5–10° gegenüber den Varianzen aus ERA-Daten verschoben. Schließlich treten hier und da Verschiebungen der Varianzmaxima in Bezug auf die Periode auf, z.B. in der Welle 2 der Südhemisphäre in den ostwärts wandernden Wellen. Insgesamt wird aus Abbildung 6.5 ersichtlich, dass das Modell die mittlere Verteilung der Varianz transienter Wellen auf die verschiedenen Wellenzahlen und Perioden erstaunlich gut wiedergibt. Diese Aussage gilt genauso für die nicht dargestellten Wellenzahlen 5–8.

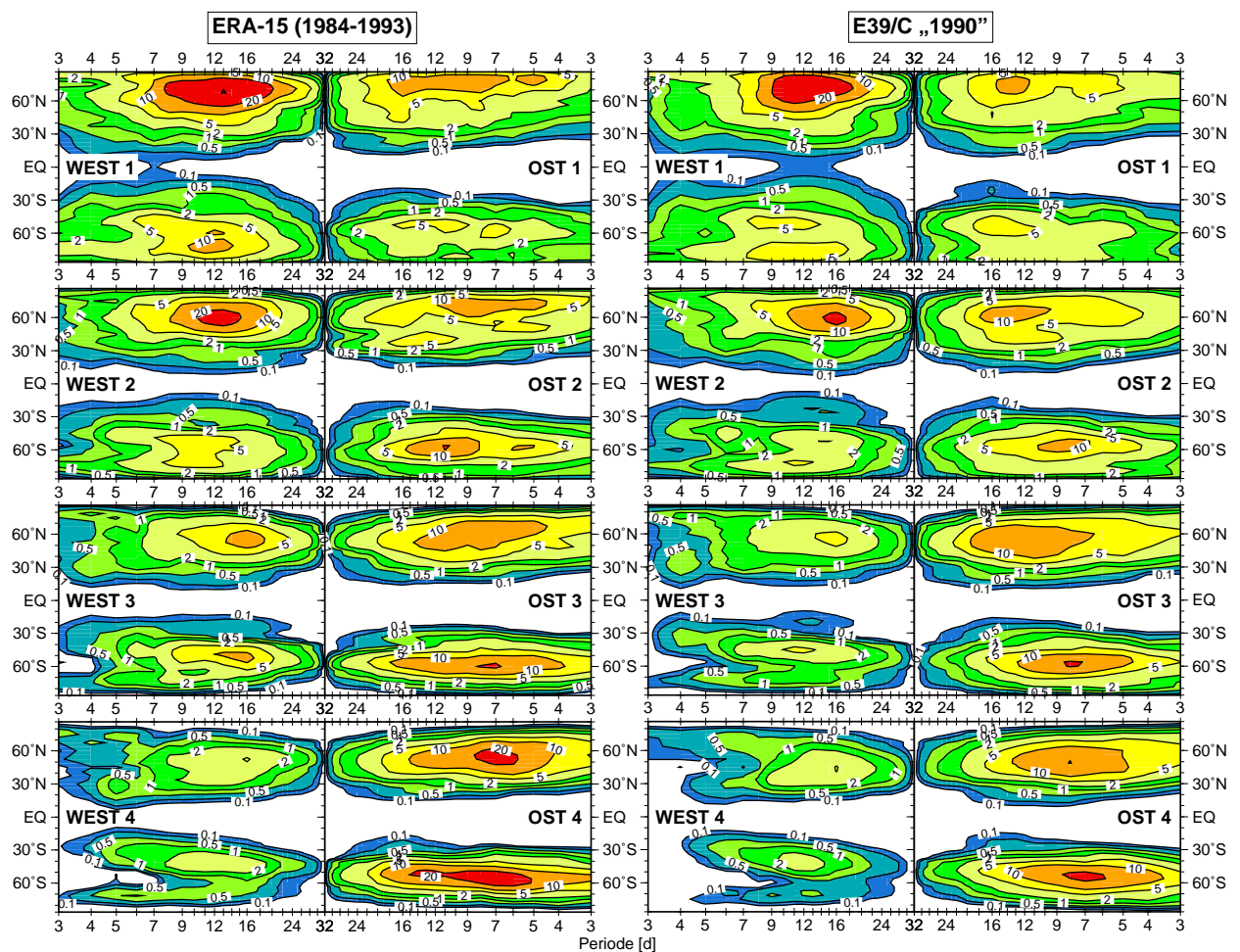


Abbildung 6.5: Wie in Abbildung 5.3, aber als Vergleich von E39/C und ERA für die ersten vier Wellenzahlen. Isolinien bei 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20 und 50 $\text{gpm}^2\text{d}^{-1}$.

6.1.2 Amplitudenwachstum und Phasenverschiebung

Im Folgenden wird erläutert, wie es anhand des Amplitudenwachstums und der Phasenverschiebung in der Vertikalen möglich ist, über die Betrachtung der Varianz hinaus zusätzliche Erkenntnisse über wandernde Wellen zu gewinnen.

Barotropie und Baroklinität

Die nun folgende Abbildung 6.6 erlaubt es, Aussagen über Barotropie oder Baroklinität von Wellen zu treffen. Dargestellt sind die Amplituden und Phasendifferenzen für wandernde und stehende Wellen bei ihren jeweiligen meridionalen Maxima; die Amplituden (Phasen) wurden dafür über alle Wellenzahlen und Perioden aufsummiert (gemittelt). An dieser Stelle wurde auf die Abbildung einzelner Wellenzahl- oder Periodenanteile verzichtet, da sich herausstellte, dass sich die einzelnen Beiträge qualitativ nicht von der Summe bzw. vom Mittel unterscheiden.

Die Amplitudensumme der westwärts wandernden Moden wird von E39/C zwischen 850 und 70 hPa leicht unterschätzt (etwa 10%). Darüber sind die Amplituden von Modell und

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

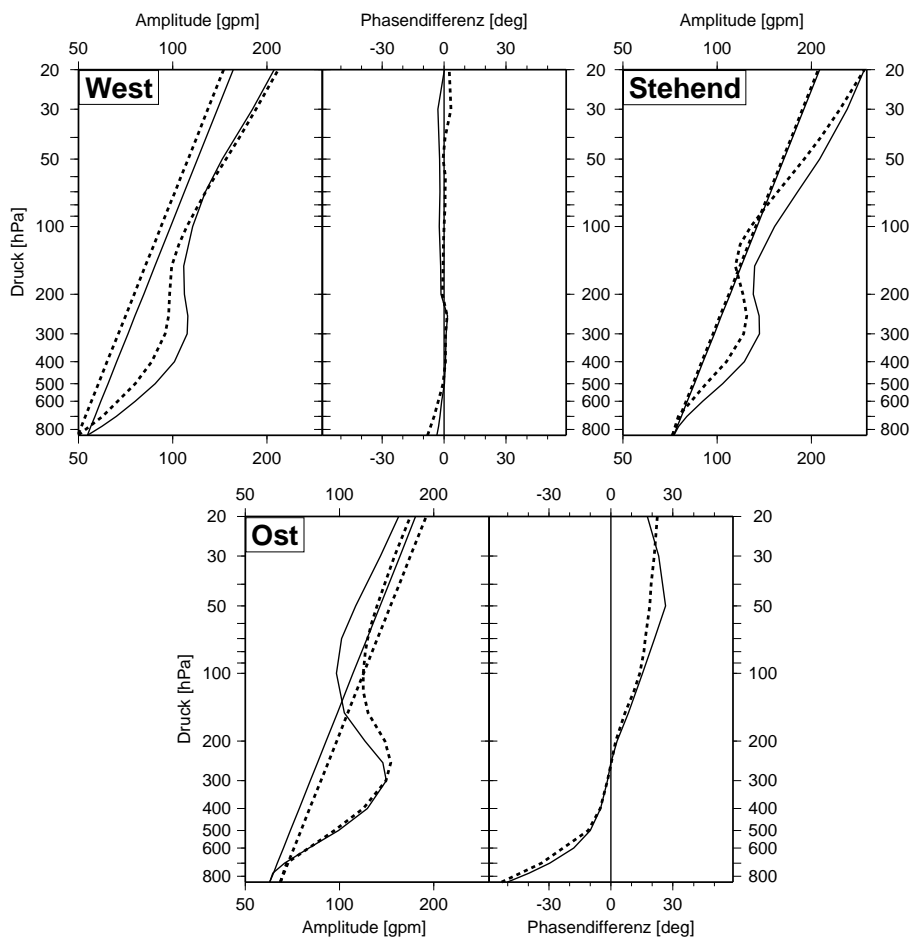


Abbildung 6.6: Vertikales Amplitudenwachstum und Phasenverschiebung bzgl. 250 hPa für E39/C (strichliert) und ERA (durchgezogen) über alle Perioden und Wellenzahlen in der Nordhemisphäre. Amplituden und Phasen werden bei der Breite mit der jeweils maximalen Varianz dargestellt („West“ bei 70°N, „Stehend“ bei 60°N und „Ost“ bei 50°N). Die Amplitude ergibt sich aus dem in Abschnitt 3.2.4 erläuterten Verfahren; die geraden Linien kennzeichnen den Lamb-Mode, der sich aus der Amplitude bei 850 hPa ergibt. Die Phasenverschiebung wurde durch Gleichung 3.18 (Abschnitt 3.2.2) berechnet und über alle Perioden und Wellenzahlen gemittelt.

Reanalysen nahezu identisch. Das Modell reproduziert die – im Vergleich zu den ostwärts gerichteten Moden – relativ geringe Abweichung der troposphärischen Amplitude vom Lamb-Mode. Diese Eigenschaft lässt darauf schließen, dass es sich bei westlicher Ausbreitungsrichtung mehrheitlich um barotrope Moden handelt (s. Abschnitt 2.2.5). Die Betrachtung der Phasendifferenz bestätigt diese Vermutung, denn die westwärts wandernden Anteile weisen keine nennenswerte Verschiebung mit der Höhe auf.

Die modellierten stehenden Wellen liegen nah an jenen aus den Reanalysen und unterschätzen sie im gesamten Höhenbereich geringfügig (10–15%). Stehende Wellen setzen sich aus ost- und westwärts wandernden Moden zusammen und weisen deshalb Amplitudeneigenschaften beider Ausbreitungsrichtungen auf. Im Folgenden wird jedoch auf die Darstellung und Interpretation dieser Moden verzichtet, da sie aufgrund ihrer Definition (Abschnitt 3.2.2) für die Kategorisierung in barotrope und barokline Wellen ungeeignet sind.

Die ostwärts gerichteten Wellen werden vom Modell zwischen 850 und 300 hPa richtig wiedergegeben. Darüber simuliert E39/C etwas höhere Amplituden, so dass das Amplitudenmaximum der Reanalysen bei 300 hPa und im Modell bei 250 hPa liegt, doch insgesamt reproduziert das Modell die ostwärts wandernden Moden qualitativ gut. In den Reanalysen und im Modell weicht das troposphärische Amplitudenwachstum stark vom rein exponentiellen Wachstum ab und weist damit auf barokline Wellenaktivität hin, denn diese Moden entziehen Frontalzonen zusätzliche Energie [Lorenz, 1955; Farrell, 1982]. Sie wachsen deshalb vertikal stärker als barotrope Moden, deren Amplituden aufgrund des abnehmenden Luftdrucks näherungsweise wie beim Lamb-Mode zunehmen. Über der Tropopause hingegen können ostwärts propagierende Wellen kaum noch Energie aus der überwiegend barotropen Stratosphäre extrahieren, so dass ihre Amplituden deutlich zurückgehen. Das gerade erwähnte höhere Amplitudenmaximum des Modells bei 250 hPa hat seine Ursache in der insgesamt höheren Modelltropopause von ECHAM4 in den mittleren Breiten [Santer et al., 2003]. Die höhere Tropopause erlaubt dort im Modell noch Spielraum für barokline Energieumwandlung, wo in den Reanalysen die Amplituden schon wieder zurückgehen. Dies erklärt auch, warum die stratosphärischen Amplituden in E39/C durchgehend größer sind als die Reanalysenamplituden.

Die Phasenverschiebungen bezüglich 250 hPa werden vom Modell im Mittel sehr gut wiedergegeben. Lediglich oberhalb von 100 hPa treten kleine Unterschiede auf. Die Abbildung bestätigt, dass es sich bei den ostwärts wandernden Wellen mehrheitlich um barokline Moden handelt, denn die Phasenverschiebung nimmt monoton mit der Höhe zu. Dies bedeutet, dass sich die betrachteten Moden mit der Höhe nach Westen neigen und deshalb zum meridionalen Wärmetransport beitragen. Die größte Neigung ist dabei in der Troposphäre zu finden, wo der größte Teil der Energieumwandlung stattfindet.

Insgesamt demonstriert Abbildung 6.6 die Fähigkeiten von E39/C, barotrope und barokline Wellen im Mittel zuverlässig zu simulieren.

In der vorangegangenen Abbildung wurden die Amplituden der wandernden Wellen als Summe über alle Perioden dargestellt. Über alle Wellenzahlen und Perioden mitteln oder summieren heisst aber, das interessante Details unberücksichtigt bleiben. Deshalb bietet es sich an, entweder nur über bestimmte Bereiche zu mitteln oder aber Wellen einer einzelnen Wellenzahl und Periode herauszugreifen. Hierzu sollen die nun folgenden Abbildungen 6.7 und 6.8 Beispiele liefern: das erste Beispiel zeigt die dämpfende Wirkung der Stratosphäre auf hochfrequente Wellen auf, während sich das zweite Beispiel mit den Eigenschwingungen der Atmosphäre befasst.

Stratosphäre als Tiefpassfilter

In Abbildung 6.7 sind die Amplituden der ostwärts wandernden Wellen als Summe über alle Wellenzahlen abgebildet, aber diesmal in zwei Summen über nieder- (10–30 Tage) und hochfrequente (3–10 Tage) Perioden aufgeteilt. Im Vergleich weisen beide Periodenintervalle ein fast identisches Amplitudenwachstum in der Troposphäre mit ausgeprägt baroklinem Charakter auf. Modell und Reanalysen liegen auch hier wieder sehr nah beieinander. Oberhalb der Tropopause zeigen sich jedoch ein qualitativer Unterschied zwischen den Amplituden der hoch- und niederfrequenten Moden: die ersteren gehen in der Stratosphäre stark zurück, während letztere sich am Wachstum des entsprechenden Lamb-Mode orientieren. Hier

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

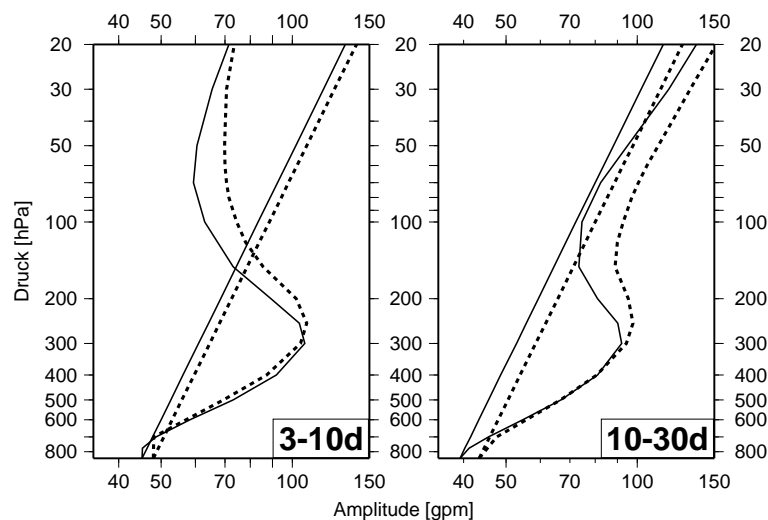


Abbildung 6.7: Vertikales Amplitudenwachstum wie in Abbildung 6.5 für ostwärts wandernde Wellen bei 50°N, aufgespalten in niederfrequente (10–30 d) und hochfrequente (3–10 d) Schwingungen.

zeigt sich auf sehr anschauliche Weise, wie sehr die Stratosphäre als Tiefpassfilter wirkt, indem sie hochfrequente Moden dämpft. Die niederfrequenten Anteile hingegen wachsen in der Stratosphäre dem abnehmenden Luftdruck entsprechend. Ein ähnliches Bild ergibt sich (nicht dargestellt), wenn statt der angegebenen Periodenintervalle die Wellenzahlbereiche 1–3 und 4–8 für die Summierung gewählt werden, denn Wellen der kleinsten Wellenzahlen sind tendenziell niederfrequent (s. Abbildung 6.5).

Atmosphärische Eigenschwingungen

Schließlich bietet es sich an, auf eine Summierung bzw. Mittelung zu verzichten und Moden einzelner Wellenzahlen und Perioden auf ihre vertikale Strukturen hin zu untersuchen. Eine solche Vorgehensweise empfiehlt sich zum Beispiel für den Modellvergleich in Hinsicht auf die „normal modes“ oder atmosphärischen Eigenschwingungen (Abschnitt 2.2.4).

Abbildung 6.8 stellt die Amplituden und Phasenverschiebungen solcher Moden dar, die nahe an beobachteten Eigenschwingungen des atmosphärischen Systems liegen. Die Theorie besagt, dass es sich bei den „normal modes“ um barotrope Moden handelt. Dementsprechend ist zu erwarten, dass die vertikale Amplitudenzunahme der Eigenschwingungen von exponentiellen Charakter ist und dass die Phasenverschiebung sehr klein sein sollte. Tatsächlich weisen alle drei betrachteten Wellen aus Modell und Beobachtungen nur relativ geringe Abweichungen vom rein exponentiellen Lamb-Mode auf. Die Phasendifferenzen der 10- und der 16-Tage-Welle sind gering, nur die 5-Tage-Welle weicht in dieser Hinsicht von der Theorie ab.

Es zeigt sich, dass das Modell die Größenordnung der Amplitude von „normal modes“ aus Beobachtungsdaten hervorragend reproduziert. Zudem simuliert es die barotrope Amplitudencharakteristik sehr gut (5/16 Tage) bzw. annähernd (10 Tage). Auch die Phasenverschiebung wird von E39/C recht zuverlässig approximiert. Es gibt kleinere Unterschiede, was die qualitative und quantitative Amplitudenverteilung betrifft; trotzdem zeigt sich hier, dass E39/C Wellen simulieren kann, die insgesamt sehr gut mit beobachteten Eigenschwingungen übereinstimmen.

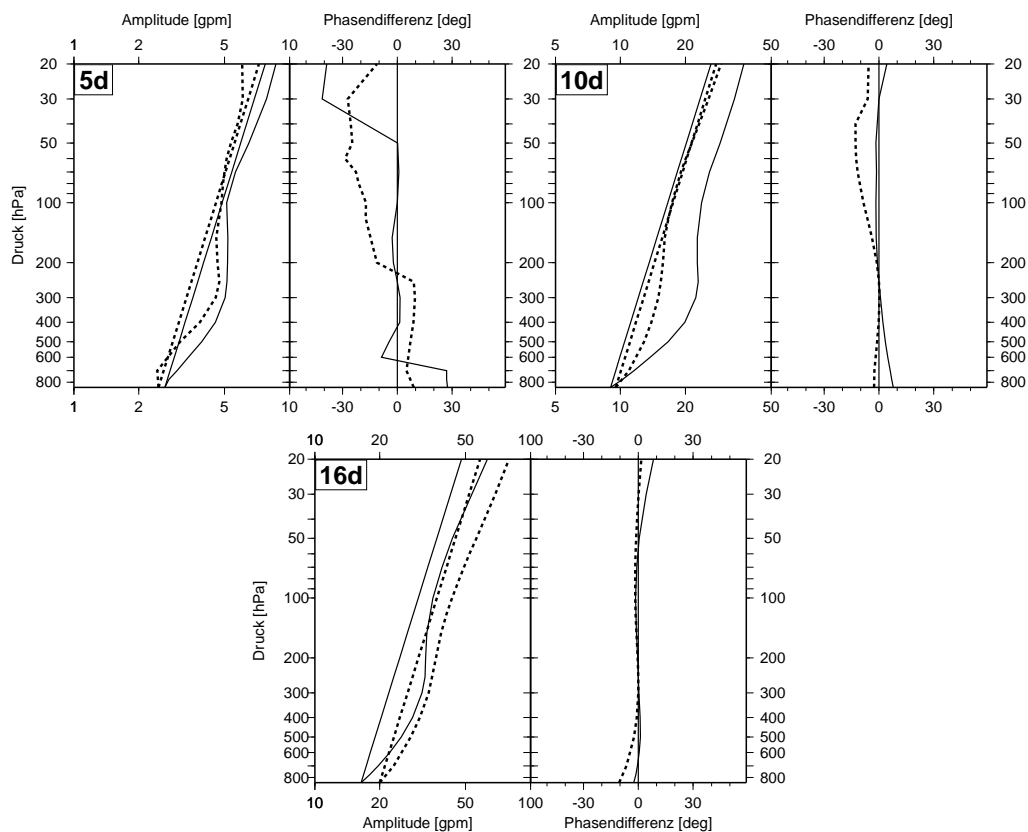


Abbildung 6.8: Amplitude und Phasenverschiebung der westwärts wandernden Wellenzahl 1 bei Perioden von beobachteten „normal modes“ (5, 10 und 16 Tage) für E39/C (strichliert) und ERA (durchgezogen) in 70°N.

Für dieses Beispiel wurden drei Eigenmoden verglichen, die jeweils für eine einzelne Periode dargestellt sind. Nun haben verschiedene Beobachtungen [z.B. Hirota und Hirooka, 1984; Hirooka und Hirota, 1985] und Modelle [z.B. Miyoshi, 1999] gezeigt, dass sich diese externen Rossbywellen in der Regel nicht auf eine präzise Periode festlegen lassen, sondern eher einem Periodenintervall zuzuordnen sind. Auf eine solche Darstellung wurde hier jedoch verzichtet, da sich herausstellte, dass ein weiter gefasster Periodenbereich (z.B. 4–6 Tage für die 5-Tage-Welle) zur gleichen Schlussfolgerung führt wie bei der Verwendung einer einzelnen Periode.

6.2 Stationäre Wellen

Welche Unterschiede weist die Aktivität stationärer Wellen im Vergleich zwischen Modell und Reanalysen auf, und was sind die Ursachen für diese Unterschiede?

Varianz stationärer Wellen und zonaler Wind

Abbildung 6.9 stellt die Differenz zwischen modellierter und beobachteter Varianz dar, und zwar als Summe über die ersten acht Wellenzahlen.

In der Troposphäre fällt zuerst einmal auf, dass E39/C in beiden Hemisphären jeweils polwärts von 45° weniger stationäre Wellen simuliert, also dort, wo die größten troposphärischen Varianzen auftreten (Abbildung 5.5). Dieser Bereich beschränkt sich in der südlichen Hemisphäre auf 45°–65°S, im Norden erstreckt er sich hingegen bis zum Pol. Größere Modellvarianzen sind in den antarktischen Breiten südlich von 70°S ab der mittleren Troposphäre zu finden, sowie vom Grund aufwärts zwischen 30°–50°N.

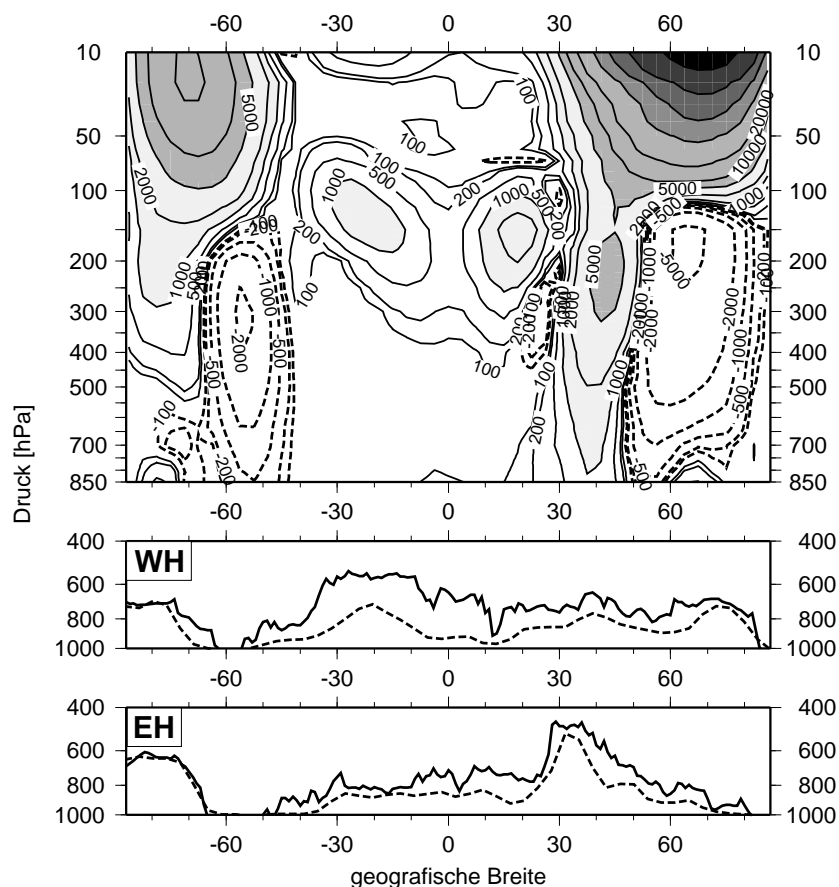


Abbildung 6.9: Varianzsummen über die Wellenzahlen 1–8 von stationären Wellen als absolute Differenz „E39/C - ERA“ für DJF (oben). Durchgezogene (strichlierte) Isolinien markieren positive (negative) Werte der Varianz, schattierte Bereiche kennzeichnen positive Werte über 1000 gpm². Isolinien bei ± 100 , 200, 500, 1000, 2000, 5000, 10000, 20000, 50000, $1 \cdot 10^5$, $2 \cdot 10^5$ und $5 \cdot 10^5$ gpm². Die beiden unteren Abbildungen stellen die maximale Höhe der Orografie in der westlichen („WH“, 180°W–0°) und der östlichen („EH“, 0°–180°E) Hemisphäre für ERA (durchgezogen) und E39/C (strichliert) dar.

Oberhalb von 100 hPa simuliert das Modell in allen Breiten zuviel stationäre Wellenaktivität. Im Süden sind die größten Varianzunterschiede südlich von 50°S zu finden und reichen bis zum Südpol; oberhalb von 100 hPa liegt die modellierte Varianz hier um einen Faktor 2 (100 hPa) bis 20 (10 hPa) über der beobachteten Varianz (s. Abbildung 5.5). Große absolute Differenzen ergeben sich auch in den gesamten mittleren und hohen Breiten der nördlichen Stratosphäre. Modell und Reanalysen unterscheiden sich hier um einen Faktor 2–5 bei ohnehin schon beträchtlichen ERA-Varianzen.

Neben diesen gewichtigen Unterschieden machen sich noch kleinere im Bereich der tropischen Tropopause bemerkbar; diese sind aber lokal begrenzt und tragen aufgrund der geringen absoluten Varianzwerte höchstwahrscheinlich nicht zu einer fundamental verschiedenen Modelldynamik bei.

Die unteren beiden Darstellungen von Abbildung 6.9 zeigen die im Modell verwendeten und die tatsächlichen hemisphärischen Maxima der Orografie. In der westlichen Hemisphäre sind gut die Antarktis, die Anden, die Rocky Mountains und Grönland zu erkennen, die östliche Hemisphäre wird vom Himalaya und dem Tibetischen Hochplateau dominiert.

Welche Mechanismen führen nun zu den erwähnten unterschiedlichen Verteilungen der Varianz? Sehr wichtig für die Anregung von stationären Wellen ist die Verteilung von Bergketten, wie schon in den Abschnitten 2.2.2 und 2.2.4 dargelegt wurde. Offensichtlich reproduziert die in E39/C verwendete maximale Orografie die reale nur in Maßen; so wird das Tibetische Hochplateau relativ gut angenähert, während die Anden mit ihrer geringen zonalen Ausdehnung nur in sehr abgeschwächter Form berücksichtigt werden. Die geringeren troposphärischen Modellvarianzen treten zwar durchaus dort auf, wo das Modell eine flachere Orografie verwendet. Dies erklärt aber nicht, warum das Modell mehr Wellenaktivität zwischen 30° – 50°N simuliert; gerade dort, wo die Rocky Mountains und der Himalaya abgeflacht sind, wären eigentlich geringere Varianzen zu erwarten. Auch die Frage nach der Ursache für die größeren Varianzen in der mittleren antarktischen Troposphäre lässt die Abbildung der Orografie offen.

Den Schlüssel zum Verständnis der unterschiedlichen Varianzen stationärer Wellen in Modell und Reanalyse liefert dagegen Abbildung 6.3. Offenbar scheint es hauptsächlich der zonale Wind zu sein, der die Ausbreitung stationärer Wellen steuert, und weniger die idealisierte und grob aufgelöste Modellorografie. Tatsächlich sind die Übereinstimmungen zwischen der Varianzdifferenz (Abbildung 6.9) und der Winddifferenz (Abbildung 6.3) frappierend. Gerade in der Troposphäre folgt die Differenz des zonalen Winds jener der Varianz sehr genau.

Die großen relativen Differenzen der Varianz in der südlichen Stratosphäre sind, wie auch schon im Fall der transienten Wellen, eine Folge der mangelhaften Windumkehr im Modell¹. Durch den stärkeren Modellwind werden in der Troposphäre mehr stationäre Wellen angeregt, die in die Stratosphäre propagieren. Südlich von 60°S führen dann die im Modell bis zum oberen Rand auftretenden Westwinde zu einer viel stärkeren vertikalen Wellenausbreitung und somit zu einer höheren Varianz. Der Vergleich der Varianzdifferenzen von stationären (Abbildung 6.9) und transienten (Abbildung 6.4) Wellen zeigt, dass sich das CDK sowohl für die Interpretation transienter (Gleichung 2.16) als auch stationärer Wellen (Gleichung 2.17) eignet.

¹die Ursachen für diesen und weitere Unterschiede im zonalen Wind werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels erörtert.

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

Die höheren Modellvarianzen der nördlichen Stratosphäre lassen sich, im Gegensatz zur südlichen Hemisphäre, nicht ausschließlich über die stärkeren Westwinde im Modell erklären. Der zonale Wind scheint die Ursache für die erhöhte Wellenaktivität zwischen 30° – 50° N zu sein; dies kann aber nicht der alleinige Grund dafür sein, dass die Varianz oberhalb von 100 hPa schlagartig zunimmt, und zwar im gesamten Bereich zwischen 30° N und dem Nordpol. Im Folgenden soll nun versucht werden, diese Überschätzung der modellierten stationären Wellenaktivität der Nordhemisphäre zu erklären.

Varianz nach Wellenzahlen

Die Aufspaltung der aufsummierten Varianzdifferenz in einzelne Wellenzahlen gibt zuerst einmal einen Hinweis darauf, welche Wellenzahl dieses Phänomen dominiert. So zeigt Abbildung 6.10, dass die gesamte höhere Wellenaktivität im Modell auf die Wellenzahl 1 zurückzuführen ist. Die stationäre Welle 2 wird im Allgemeinen der Orografie der Nordhalbkugel zugeordnet; ihre Varianz ist in der gesamten Modelldomäne zwischen Unter- und Oberrand geringer als in den Reanalysen. Dies deutet darauf hin, dass die Modellorografie neben dem zonalen Wind tatsächlich eine wichtige Rolle für die Verteilung stationärer Wellen spielt. Der im Modell stärkere Zonalwind um 45° N führt dazu, dass in allen vier dargestellten Wellenzahlen mehr Varianz zwischen 30° N und 50° N bis in die untere Stratosphäre generiert wird. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Varianzdifferenzen zwischen Modell und Reanaly-

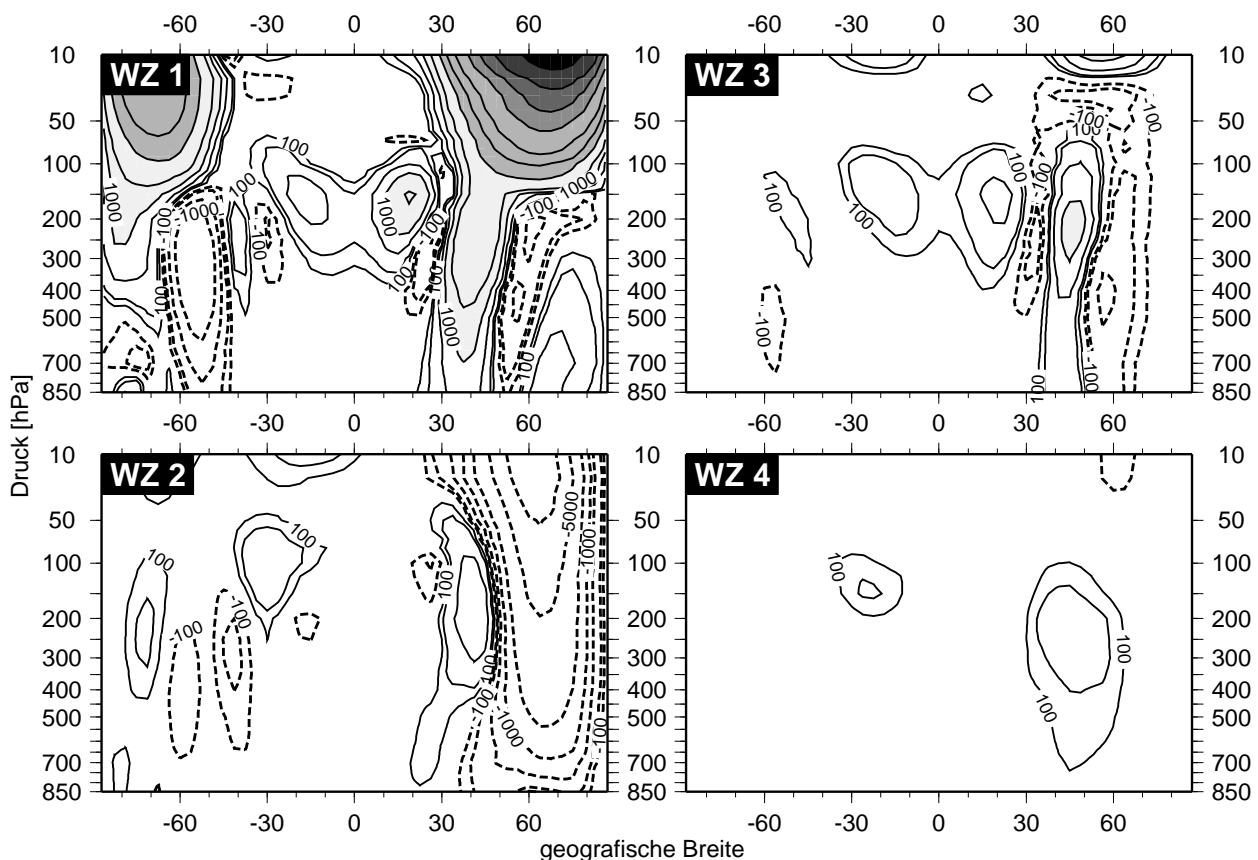


Abbildung 6.10: Wie Abbildung 6.9 oben, aber aufgespalten in die Varianzbeiträge der ersten vier Wellenzahlen.

sen in diesem Bereich kein Produkt der Orografie, sondern des zonalen Winds sind, der keine Wellenzahlen bevorzugt.

Die vom Modell überschätzte stratophärische Welle 1 bildet sich in einem Bereich (nördlich von 30°N, oberhalb 150 hPa), in dem E39/C stärkere zonale Winde simuliert. Allerdings liegt die Modellvarianz hier um einen Faktor 2–5 über der tatsächlichen, während sich die zonalen Winde nur um etwa 10–30% unterscheiden. Das CDK sagt aus, dass sich stationäre Wellen bei nicht zu starken Westwinden vertikal ausbreiten können. Diese Bedingung erfüllen die Winde in den Reanalysen im gesamten betrachteten Bereich, während die Modellwinde noch etwas stärker sind. Es ist somit nicht zu erwarten, dass der Zonalwind im Modell der Welle 1 wesentlich günstigere Bedingungen zur vertikalen Ausbreitung bietet. Zu starke Winde könnten ganz im Gegenteil dazu führen, dass Wellen gedämpft werden; solche Windgeschwindigkeiten werden im Modell jedoch bei weitem nicht erreicht, was die Welle 1 betrifft (Abbildung 2.9). Was ist also die Ursache für die überschätzte Welle 1?

Refraktionsindex

Ein weiteres Werkzeug zur Diagnose der stationären Wellenausbreitung, der Refraktionsindex (s. Abschnitt 3.3), kann die eben aufgeworfene Frage möglicherweise besser beant-

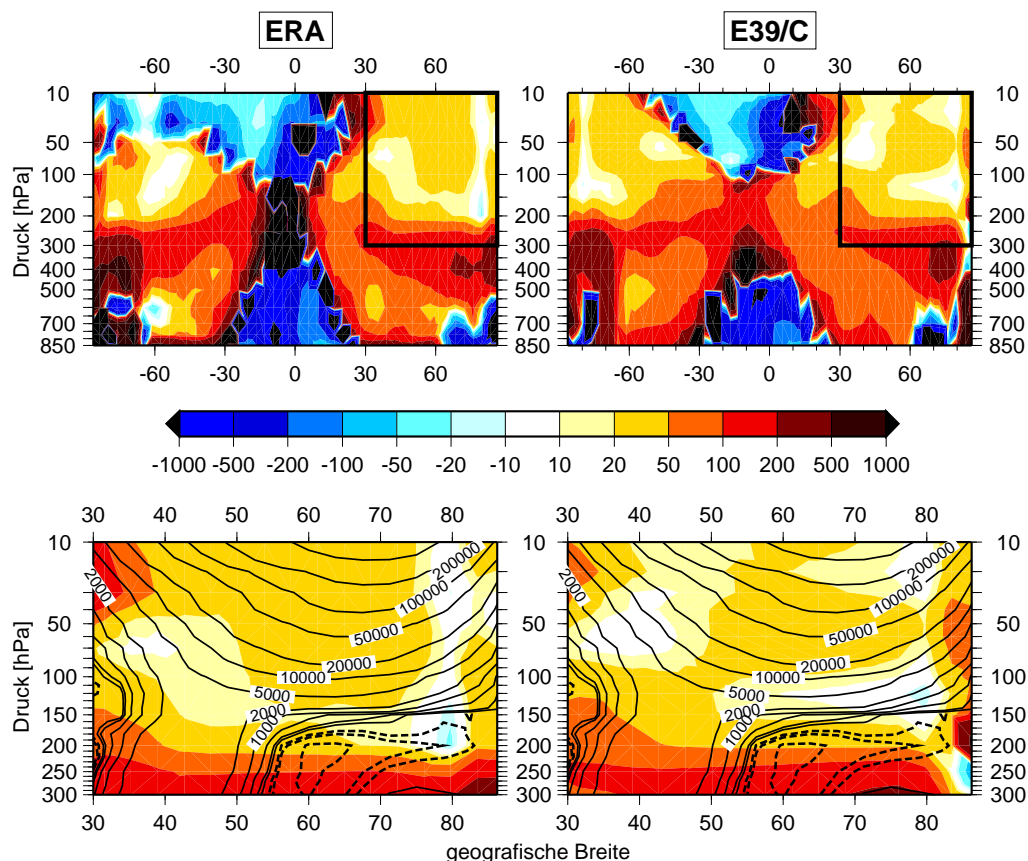


Abbildung 6.11: Refraktionsindex der Wellenzahl 1 in Reanalysen (links) und Modell (rechts). Oben abgebildet ist der Index über die gesamte Modelldomäne, unten als Ausschnitt für die nördliche extratropische Stratosphäre. Isolinien stellen die dem Ausschnitt entsprechende Varianzdiffereenz der Welle 1 aus Abbildung 6.10 dar.

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

worten als das vereinfachte CDK. Abbildung 6.11 zeigt den Refraktionsindex für die zonale Wellenzahl 1 im Vergleich zwischen Modell und Reanalysen.

Die unteren beiden Darstellungen zeigen den Teil der Atmosphäre, in dem die großen Differenzen in der Varianz auftreten. Sowohl für E39/C als auch für die Reanalysen ist der Index in dem betrachteten Ausschnitt durchgehend positiv mit Werten zwischen 10 und 50. Im Bereich zwischen 30° und 50°N propagiert im Modell eine um etwa 20% stärkere Welle 1 vertikal bis etwa 150 hPa. Diese Welle 1 breitet sich oberhalb von 150 hPa im Modell unter sehr ähnliche Bedingungen wie in den Reanalysen vertikal fort, und zwar bei positiven, aber nicht zu großen Werten des Refraktionsindex.

Trotzdem nimmt ihre Varianz im Modell den Beobachtungen gegenüber um einen Faktor 2–5 zu. Dies lässt den Schluss zu, dass die aus der Troposphäre stammende größere Modellvarianz zwischen 30°N und 50°N sehr wahrscheinlich nicht die Ursache für die deutlich stärkere Welle 1 in der Modellstratosphäre ist.

Im folgenden Abschnitt wird der Versuch unternommen, eine plausible Erklärung für dieses Phänomen liefern.

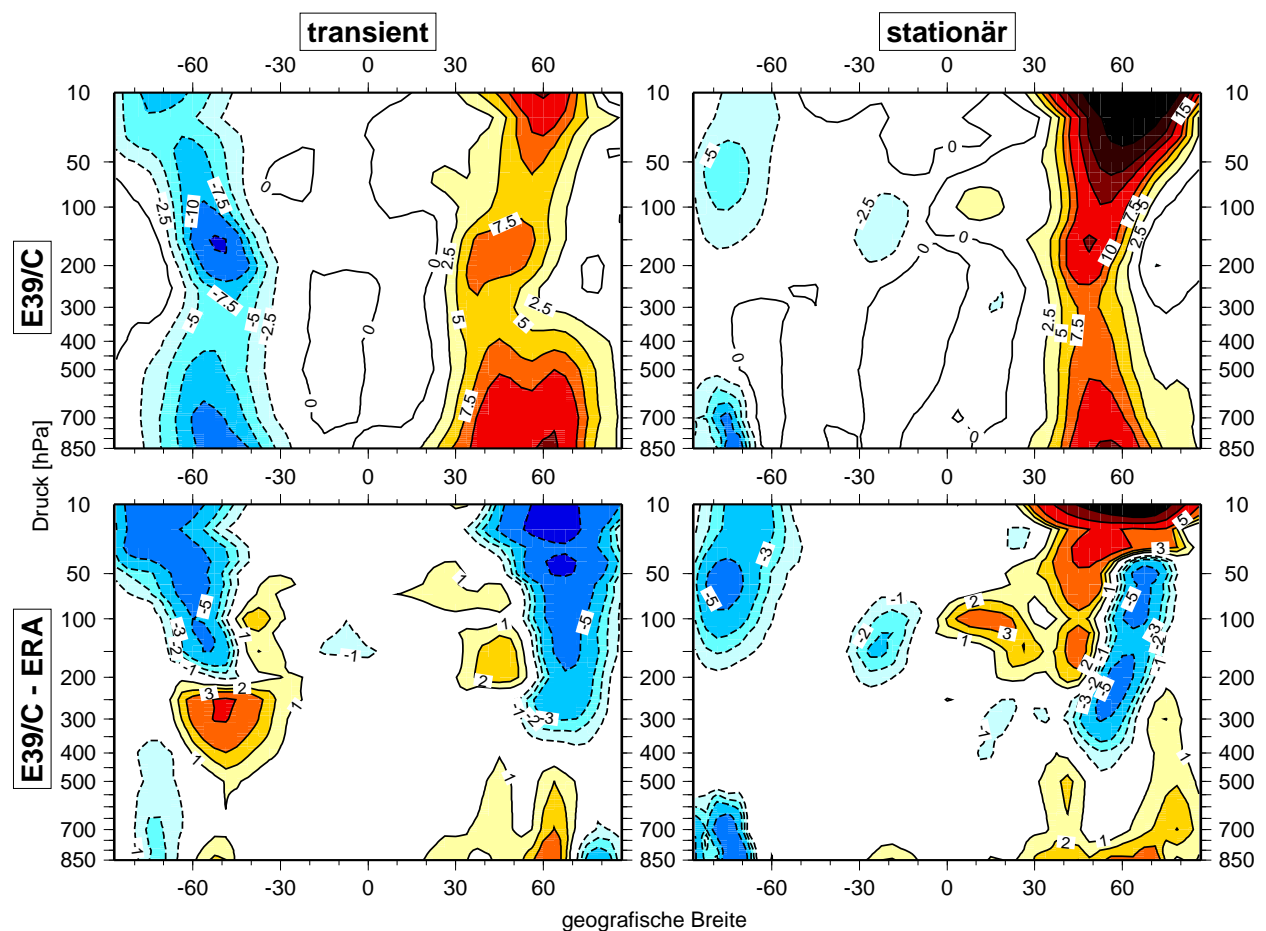
6.3 Wärmetransport und Welleninteraktion im Wirbel

Wärmetransport in Modell und Reanalysen

Dieser Abschnitt vergleicht zuerst den von E39/C simulierten mittleren meridionalen Wärmetransport durch transiente und stationäre Wellen mit dem Wärmetransport in Beobachtungen. Im zweiten Teil des Abschnitts wird dann die wahrscheinlichste Ursache für den im Modell zu kalten und stabilen Polarwirbel geliefert.

Der Vergleich des Transports fühlbarer Wärme zwischen Modell und Reanalysen ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Einige der Modelleigenheiten, die in den beiden vorangegangenen Abschnitten diskutiert wurden, sind auch in dieser Abbildung deutlich zu sehen. Zum klareren Verständnis sei an dieser Stelle noch einmal erwähnt, dass positive (negative) Werte in der nördlichen (südlichen) Hemisphäre einen polwärts gerichteten Wärmetransport kennzeichnen.

In der Südhemisphäre fallen zwei wesentliche Unterschiede zwischen E39/C und ERA auf. Zuerst einmal ist in der Tropopausenregion eine vertikale Verschiebung des Wärmetransports durch transiente Wellen festzustellen: das Modell simuliert weniger Transport zwischen 500 und 200 hPa mit einer maximalen Differenz bei etwa 250 hPa. Oberhalb von 200 hPa wird



in E39/C mehr Wärme polwärts transportiert als in den Reanalysen. Diese Eigenschaft des Modells ist darauf zurückzuführen, dass es eine zu hohe Tropopause aufweist. So liegt das Maximum des südlichen Subtropenjets in den Beobachtungen bei 250 hPa, im Modell hingegen bei 150 hPa (s. Abbildungen 2.2 unten, 6.3). Abbildung 6.12 untermauert somit die in Abschnitt 5.3 geäußerte Vermutung über die Anregung transienter Wellen am Tropopausenjet: offensichtlich sind Scherinstabilitäten am Tropopausenjet die Ursache für die lokalen Maxima der Varianz und damit des Wärmetransports an der Tropopause.

Die zweite gewichtige Differenz zwischen Modell und Reanalysen, was den südhemisphärischen Wärmetransport betrifft, ist über 150 hPa und südlich von 60°S auszumachen. Im Modell tragen dort sowohl transiente als auch stationäre Wellen zu einem Wärmetransport bei, wo in den Reanalysen aufgrund der Windumkehr im Sommer keinerlei Transport stattfindet. Die im Modell südlich von 60°S auftretenden Westwinde ermöglichen so die vertikale Ausbreitung stationärer und transienter Wellen (Abbildungen 6.4 und 6.9).

Welleninteraktion in der polaren Stratosphäre

Doch nun zurück zu der Frage, die dieses Kapitel motiviert: warum ist der nördliche Polarwirbel im Modell so stabil und kalt? Abbildung 6.12 zeigt, dass die gesamten hohen nördlichen Breiten oberhalb von 350 hPa von einem deutlich geringeren Wärmetransport durch transiente Wellen gekennzeichnet ist. Ebenfalls reduziert ist der Transport durch stationäre Wellen zwischen 350 und 50 hPa, ihr Beitrag ist allerdings deutlich geringer. Oberhalb von 50 hPa trägt dieser Wellentyp zu einem wesentlich stärkeren, polwärts gerichteten Wärmetransport bei.

In der Diskussion zu Abbildung 6.6 wurde aufgrund der vertikalen Achsenneigung transienter Moden festgestellt, dass im Wesentlichen nur ostwärts wandernde Wellen eine Neigung mit der Höhe nach Westen aufweisen. Das zeichnet sie als größtenteils barokline Wellen aus, die zum meridionalen Wärmetransport beitragen. Abbildung 6.13 beleuchtet den Beitrag dieser transienten Wellen detaillierter. Links dargestellt ist die Differenz der Varianzsumme ausschließlich ostwärts wandernder Wellen über die ersten drei Wellenzahlen. Der Vergleich der Varianzdifferenzen ostwärts propagierender Wellen nördlich von 60°N zeigt, dass von der Varianzsumme über die Wellenzahlen 1–8 (Abbildung 6.4 oben links) über 90% von den ersten drei Wellenzahlen beigetragen werden (Abbildung 6.13 links). Dies bedeutet, dass die reduzierte Modellvarianz der hohen Breiten fast ausschließlich von den Wellenzahlen 1–3 dominiert wird. In Abbildung 6.13 rechts wird der Wärmetransport durch transiente Wellen ebenfalls auf die Summe über die ersten drei Wellenzahlen beschränkt dargestellt. Hier zeigt sich im Vergleich mit Abbildung 6.12 (unten rechts), dass der gesamte Wärmetransport der nördlichen hohen Breiten von diesen Wellenzahlen bewerkstelligt wird. Dies ist insofern keine Überraschung, als in hohen Breiten nur die kleinsten Wellenzahlen aus der Troposphäre in die Stratosphäre propagieren.

Die folgende Interpretation der vorliegenden Ergebnisse bietet sich an: im Modell werden in hohen Breiten weniger ostwärts wandernde, lange Wellen angeregt. Die Ursache für die geringere Varianz scheint der geringere troposphärische zonale Wind zu sein, denn die Varianzdifferenz durch ostwärts wandernde Wellen der Wellenzahlen 1–3 orientiert sich bis in 150 hPa eng an der Zonalwinddifferenz (Abbildung 6.3). Die geringere troposphärische Aktivität langer transienter Wellen setzt sich bis in die Stratosphäre fort. Zusammen mit den

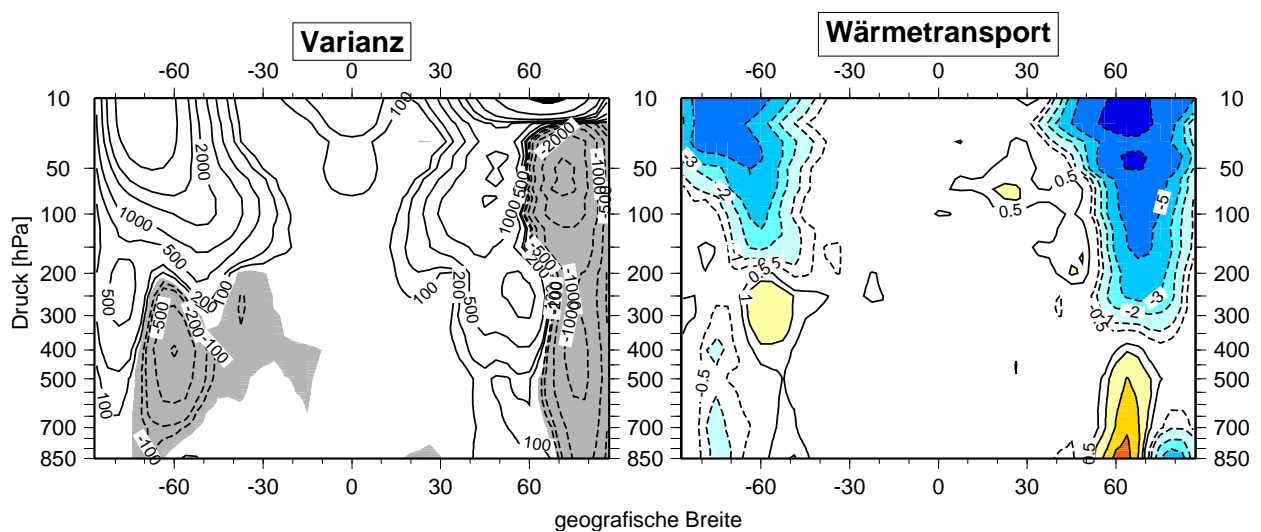


Abbildung 6.13: Differenzen „E39/C - ERA“ der Varianz ostwärts wandernder Wellen [gpm^2] (wie Abbildung 6.4) und des Wärmetransports [Kms^{-1}] (wie Abbildung 6.12) als Summen über die Wellenzahlen 1–3.

überwiegend baroklinen Eigenschaften der ostwärts wandernden Wellen (s. Diskussion zu Abbildung 6.6) impliziert dies einen geringeren meridionalen Wärmetransport [Hartmann, 1979; Mechoso und Hartmann, 1982; Randel, 1988]. Dadurch fällt die Störung und Erwärmung des modellierten Polarwirbels deutlich schwächer als in den Reanalysen aus. Eine stärkere Abkühlung würde aber bedeuten, dass der Temperaturkontrast zwischen Polarwirbel und Aleutenhoch größer ist und damit ein gewichtigeres Welle 1-Muster in der Temperatur bewirkt; Abbildung 6.1 (rechts) bestätigt diese Interpretation. Aus tieferen Temperaturen im Wirbel resultiert ein verstärktes Absinken im Wirbelinneren und damit ein weiteres, tieferes Tiefdruckgebiet. Somit führt die Abkühlung zu tieferen Werten des Geopotenzials im Wirbel (s. Abbildung 6.1 links) und dadurch zu einer stärkeren stationären Welle 1 im Geopotenzial (s. Abbildung 6.10). Erhöht sich der Gradient der geopotenziellen Höhe, dann nehmen die geostrophischen Winde zu; dementsprechend lässt sich in Abbildung 6.1 (Mitte) eine Zunahme der zonalen Windgeschwindigkeiten beobachten.

Oberhalb von 50 hPa simuliert E39/C einen verstärkten Wärmetransport durch stationäre Wellen, wie bereits in der Diskussion zu Abbildung 6.12 bemerkt wurde. Dieser Transport ist auf die überschätzte Welle 1 zurückzuführen: eine stärkere Welle 1 führt zu einer größeren Abweichung des Wirbels von der Symmetrie in Bezug auf den Pol, so dass mehr Luft aus den mittleren Breiten in den Wirbel eingemischt werden kann. Nun wiegt der stärkere Transport durch die Welle 1 den verminderten Transport durch die transienten Moden in der obersten Modellschicht auf; dieses Ergebnis ist aber wenig belastbar, denn hier verfälscht die Dämpfungsschicht das Ergebnis. Genauso vorsichtig sollte die Varianz ostwärts wandernder Wellen in 10 hPa und der dazugehörige Wärmetransport bewertet werden (Abbildung 6.13 links).

Offenbar handelt es sich bei den Modellabweichungen am Polarwirbel um eine Interaktion zwischen transienten und stationären Wellen über den Transport fühlbarer Wärme. Es werden in den hohen Breiten weniger großskalige wandernde Wellen der kleinsten Wellenzahlen angeregt, die in geringerem Maß in die Stratosphäre propagieren. Dies führt zu einem gerin-

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

geren polwärts gerichteten Wärmefluss und damit zu einem stabileren und kälteren Wirbel, als er in Beobachtungen auftritt. Auf diese Weise wird die den Polarwirbel dominierende stationäre Welle 1 deutlich verstärkt.

6.4 Fazit

Modellierte und beobachtete planetare Wellen

Der Vergleich der transienten Wellen zeigt, dass E39/C die gesamte Summe der Varianz wandernder Wellen qualitativ sehr gut abbildet. Im Mittel werden in der Troposphäre zuwenig transiente Wellen angeregt, was vor allen Dingen auf den zonalen Wind, die Orografie und die mangelhafte Auflösung synoptischer Ereignisse zurückzuführen ist. E39/C reproduziert die Verteilung der Varianz transientser Wellen auf die verschiedenen Wellenzahlen und Perioden auf sehr zuverlässige Weise. Die vertikalen Merkmale der modellierten wandernden Wellen wie Amplitude und Phasenverschiebung werden vom Modell befriedigend wiedergegeben; es zeigt sich, dass die Funktion der Stratosphäre als Tiefpassfilter für planetare Wellen von E39/C sehr gut simuliert wird. Das Modell weist außerdem einzelne Wellenkomponenten auf, die theoretisch hergeleiteten und beobachteten Eigenschwingungen der Atmosphäre entsprechen.

In Hinsicht auf stationäre Wellen zeigt sich, dass die Anregung und die Ausbreitung dieses Wellentyps von der Stärke und Richtung des zonalen Winds bestimmt werden. Auffällig ist eine zu starke stationäre Welle der Wellenzahl 1 in der nördlichen extratropischen Stratosphäre im Modell, die einen zu kalten und stabilen Polarwirbel kennzeichnet. Die plausible Ursache für diese starke Welle 1 im Modell scheint eine Interaktion von langen, ostwärts wandernden Moden der kleinsten Wellenzahlen mit der stationären Welle 1 über den Transport fühlbarer Wärme zu sein. Ein schwächerer modellierter Zonalwind in den hohen nördlichen Breiten ist der Grund für die schwächeren, ostwärts wandernden Wellen.

Modellierter und beobachteter zonaler Wind

Im Verlauf des vorliegenden Kapitels hat sich wiederholt herausgestellt, dass der zonale Wind eine bestimmende Rolle bei der Anregung und Ausbreitung planetarer Wellen spielt. So zeigt sich, dass die Windrichtung und -geschwindigkeit auf die Aktivität sowohl von stationären als auch auf transiente Wellen Einfluss nehmen. Aus diesem Grund folgt nun eine kurze Zusammenfassung der Unterschiede, die zwischen dem modellierten und dem beobachteten zonalen Wind im zeitlichen Mittel auftreten (Abbildungen 2.2 unten und 6.3); zudem werden mögliche Gründe für die auftretenden Differenzen erörtert.

- Die Subtropenjets in E39/C sind in beiden Hemisphären zwischen etwa 10 und 25% stärker als in den Reanalysen. Die Hauptursache für diese Überschätzung ist der so genannte „cold bias“ [Boer et al., 1992; Gates et al., 1999]. Die meisten Klimamodelle weisen diese Temperaturabweichung auf, bei der im Modell die obere Troposphäre und untere Stratosphäre in mittleren und hohen Breiten deutlich kälter als beobachtet simuliert werden. Die maximale Temperaturabweichung durch den „cold bias“ in E39/C liegt im DJF-Mittel bei 8 K (NH) bzw. 18 K (SH). Gleichzeitig ist die obere tropische Troposphäre im Modell etwas zu warm (etwa 2 K). Aus diesen Temperaturfehlern ergibt sich ein wesentlich größerer meridionaler Temperaturgradient zwischen etwa 400 und 100 hPa, was der thermischen Windgleichung (Gleichung 2.3) entsprechend zu höheren Geschwindigkeiten des zonalen Winds führt. Die Maxima der Subtropenjets liegen im Modell um 50 bis 100 hPa höher als in den Reanalysen, und zwar aufgrund der insgesamt höheren Modelltropopause in mittleren Breiten [Santer et al., 2003].

6. Vergleich von Modell und Reanalysen

- Die stratosphärische Windumkehr von West- auf Ostwind in der südlichen Hemisphäre im Südsommer wird vom Modell in den mittleren und hohen Breiten nicht simuliert. Ein möglicher Grund für die mangelhafte modellierte Windverteilung in der südlichen Stratosphäre ist der Umstand, dass der Modelloberrand zu niedrig gewählt ist, was die zuverlässige Abbildung der diabatischen Zirkulation betrifft.
- Die Windgeschwindigkeiten der hohen nördlichen Breiten oberhalb von 100 hPa sind in E39/C höher als beobachtet. Dies ist die direkte Folge des im Modell zu stabilen und kalten Polarwirbels, was im Verlauf dieses Kapitels bereits mehrfach erwähnt wurde.
- An der tropischen Tropopause treten im Modell Windgeschwindigkeiten von über 10 ms^{-1} auf, in Beobachtungen liegt dagegen eine sehr geringe zonale Komponente des Winds vor. Nun ist die tropische Troposphäre im Modell etwas zu warm, wie eben erwähnt wurde; die tropische Tropopausenregion ist dagegen kälter als beobachtet (bis zu 8 K). Deshalb liegt im Modell ein größerer vertikaler Temperaturgradient vor, der stärkere Konvektion auslöst. Mehr Konvektion bewirkt einen größeren polwärts gerichteten meridionalen Wind (Hadley-Zirkulation). Es ist allerdings unwahrscheinlich, dass die große Differenz des zonalen Winds bei etwa 5°N und 150 hPa auf eine stärkere Hadley-Zelle zurückgeht, denn die Coriolis-Kraft ist bei dieser Breite gering und vermutlich nicht in der Lage, dem Horizontalwind eine so starke zonale Komponente zu verleihen. Sicherlich spielt aber die zwangsläufige Parametrisierung der kleinskaligen Konvektionsprozesse eine Rolle, was diesen Modellfehler betrifft.
- Es ergeben sich größere Abweichungen des Modellwinds in den beiden obersten Modellschichten (10 und 20 hPa), und zwar durch Diffusion in der Dämpfungsschicht.

Weitere Vorgehensweisen

Zum einen wäre es interessant, E39/C mit einer gleichartigen Modellversion zu vergleichen, in der der Modelloberrand höher als 10 hPa liegt. Als eine solche Modellkonfiguration bietet sich das MAECHAM-Modell an [Manzini und McFarlane, 1998; Manzini und Feichter, 1999]. Es unterscheidet sich von ECHAM4 im Wesentlichen dadurch, dass sein oberer Rand in der unteren Mesosphäre bei 0.01 hPa (80 km) liegt. Dadurch berücksichtigt MAECHAM Prozesse in der Troposphäre und der gesamten Stratosphäre. Durch das Projekt KODYACS² liegen mittlerweile zwei langjährige transiente Klima-Chemie-Simulationen vor, die mit E39/C bzw. mit MAECHAM/CHEM [Steil et al., 2003] gerechnet wurden. Die Randbedingungen der beiden Simulationen stimmen weitgehend überein, so dass die dynamischen Auswirkungen eines höheren oberen Modellrands anhand dieser Klimaläufe untersucht werden können. Eine wichtige Modellverbesserung betrifft die horizontale Auflösung des Modells. Zum einen trägt eine höhere Horizontalauflösung zu einer weniger idealisierten und damit abgeflachten Orografie bei (s. Abbildung 6.9) und führt somit zu einer realistischeren orografischen Anregung planetarer Wellen. Ein anderer Vorteil einer höheren Auflösung betrifft synoptische Ereignisse, die auf die Troposphäre und auf die Stratosphäre Einfluss nehmen. So hat sich anhand verschiedener Modelle gezeigt, dass Modelle mit Auflösungen von T21 oder T30

²Verbundprojekt im Rahmen des Atmosphärenforschungsprogramms (AFO2000) des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) unter Beteiligung des DLR-Instituts für Physik der Atmosphäre in Oberpfaffenhofen und des Max-Planck-Instituts für Chemie in Mainz

im Vergleich mit Modellversionen mit höherer Auflösung (z.B. T42, T106) einen zu geringen meridionalen Impulsfluss [Palmer et al., 1986], zu wenige blockierende Situationen [Tibaldi et al., 1997] und zu schwache Tiefdruckgebiete [Senior, 1995; Stendel und Roeckner, 1998] simulieren.

Eine reduzierter Modellfehler der Temperatur um die extratropischen Tropopause („cold bias“) könnte schließlich dazu beitragen, dass E39/C realistischere Geschwindigkeiten des zonalen Winds im Bereich der Subtropenjets simuliert. Erste Ergebnisse aus dem COBI-Projekt³ deuten darauf hin, dass eine in Teilen fehlerhafte Wasserdampfverteilung im Modell zu tiefe Temperaturen im Bereich der Tropopause bewirkt. Ursache hierfür ist aller Wahrscheinlichkeit nach der zu diffusive (weil semi-Lagrange'sche) Wasserdampftransport. Ein verbesserter Transport von Wasserdampf in Klimamodellen (z.B. rein Lagrange'scher Transport, Reithmeier und Sausen [2002]) könnte somit indirekt dazu beitragen, dass die Anregung und Ausbreitung planetarer Wellen in E39/C realistischer abgebildet wird. Allerdings können an dieser Stelle noch keine abschließenden Aussagen getroffen werden, weil das COBI-Projekt noch bis Anfang 2005 läuft.

³Verbundprojekt im Rahmen des Deutschen Klimaforschungsprogramms (DEKLIM) des BMBF

Kapitel 7

Planetare Wellen in Modellsimulationen

In Kapitel 5 wurde zuerst ein Überblick über planetare Wellen anhand von Beobachtungsdaten gegeben. Anschließend folgte mit Kapitel 6 ein Vergleich des E39/C-Modells mit Beobachtungen, um bewerten zu können, wie gut das Modell die Entstehung und Ausbreitung planetarer Wellen simuliert.

Das Ziel des vorliegenden Kapitels ist es, die möglichen Ursachen des im Mittel vergleichsweise labilen und warmen Polarwirbels im Zukunftsszenario „2015“ zu ergründen. Die Temperaturzunahme der arktischen Stratosphärentemperaturen führt in der Zeitscheibe „2015“ zu einer Erholung der arktischen Ozonkonzentrationen, die von anderen Klima-Chemie-Modellen bis 2015 nicht simuliert wird [Austin et al., 2003].

Schnadt et al. [2002] schließen aus, dass die Erwärmung der arktischen Stratosphäre von „1990“ nach „2015“ aufgrund von Strahlungseffekten stattfindet. Schnadt und Dameris [2003] berichten, dass die Ursache für die Temperaturzunahme in der vertikalen Ausbreitung stationärer Wellen liegen muss und von der Nordatlantischen Oszillation gesteuert wird. Im Folgenden sollen diese Hypothesen detailliert überprüft werden.

Allen Ergebnissen der folgenden Abschnitte liegen 20-Jahres-Mittel des Nordwinters (DJF) zu Grunde, die für die drei Zeitebenen „1960“, „1990“ und „2015“ berechnet wurden.

7.1 Dynamik des Polarwirbels

In Abbildung 7.1 sind die geopotenzielle Höhe, der zonale Wind und die Temperatur in 50 hPa für die verschiedenen Zeitebenen dargestellt. Diese Größen ermöglichen es, die wesentlichen dynamischen Unterschiede des Nordpolarwinters zwischen den verschiedenen Zeitscheibenexperimenten zu bewerten.

Der Vergleich der Simulationen „1960“ und „1990“ zeigt einen deutlich stabileren und kälteren Polarwirbel in „1990“. Dies zeigen die drei dargestellten Größen übereinstimmend. Die geopotenzielle Höhe liegt in „1990“ in den polaren Breiten bis zu 100 gpm niedriger als in „1960“ (oben links). Die Folge ist ein größerer meridionaler Gradient des Geopotenzials und somit ein stärkeres Tiefdruckgebiet. Mit einem größeren meridionalen Gradienten des Drucks geht ein stärkerer geostrophischer Wind einher, der gut vom zonalen Wind angenähert wird (oben Mitte). Die den Wirbel umströmenden Westwinde sind ein Maß für die Stabilität des Wirbels: ein größerer zonaler Wind isoliert die Luft im Wirbelinneren stärker von der Umge-

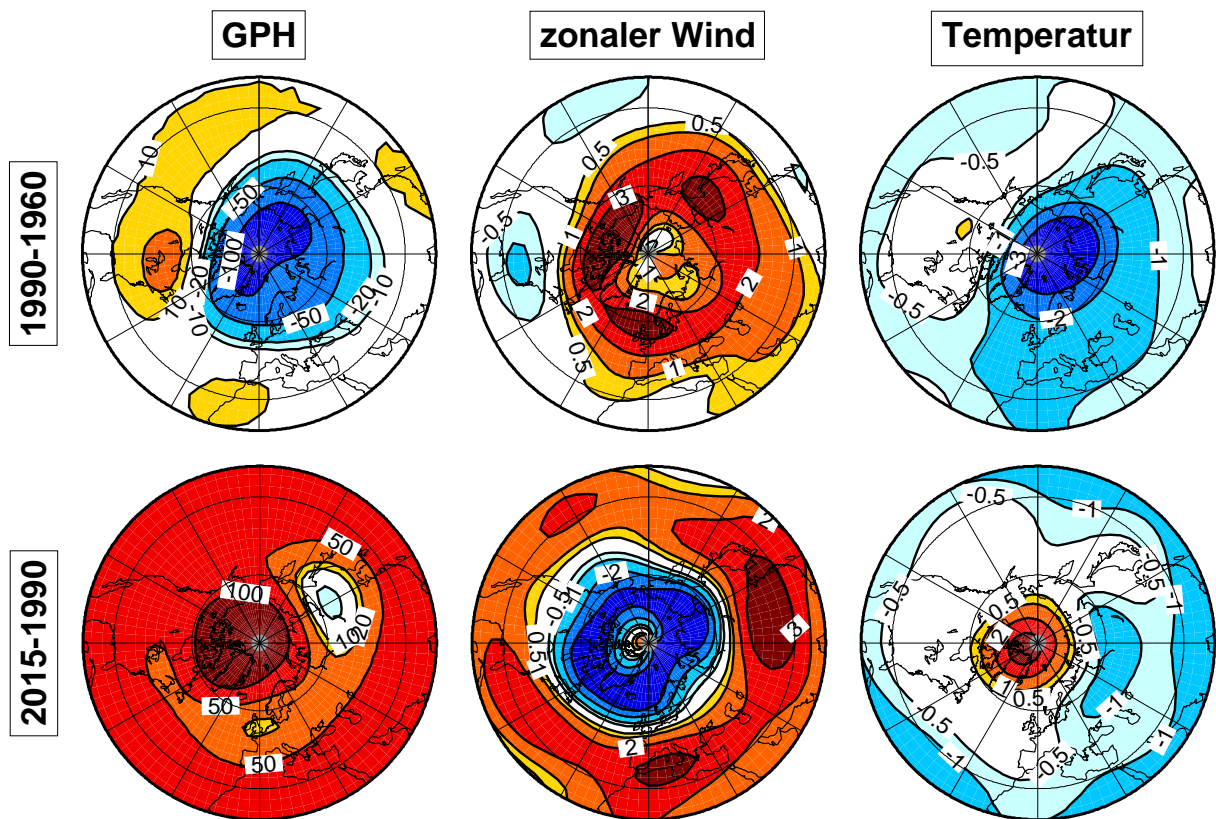


Abbildung 7.1: Wie in Abbildung 6.1, aber für die Differenzen „1990“-„1960“ (oben) und „2015“-„1990“ (unten). Isolinien für: geopotenzielle Höhe bei ± 10 , 20, 50 und 100 gpm; Zonalwind bei ± 0.5 , 1, 2 und 3 ms^{-1} ; Temperatur bei ± 0.5 , 1, 2 und 3 K.

bungsluft. Wird die Einmischung von Luft außerhalb des Wirbels reduziert, dann kann sich der Polarwirbel stärker abkühlen (oben rechts).

Was ist der Grund für den stärkeren Polarwirbel in „1990“? Die Ursache liegt primär in der Veränderung der Treibhausgaskonzentrationen mit der Zeit (s. Abschnitt 4.2.1). Nimmt die Konzentration von Treibhausgasen aufgrund von natürlichen und anthropogenen Emissionen zu, dann absorbieren diese Gase in der dichteren Troposphäre deutlich mehr vom Erdboden ausgehende infrarote Strahlung. Vor allem CO_2 strahlt aber stark im infraroten Bereich aus. Geht die Absorption infraroter Strahlung durch CO_2 in der Stratosphäre aus dem eben erwähnten Grund zurück, dann resultiert daraus ein kühlender Effekt. Insgesamt erwärmt sich die Troposphäre auf Kosten der Stratosphäre, deren Temperaturen abnehmen [z.B. Rind et al., 1990; Roeckner et al., 1999]. Abbildung 7.2 (links) zeigt deutlich, dass sich die Stratosphäre zwischen „1960“ und „1990“ abkühlt, während sich die Troposphäre leicht erwärmt. Die Abkühlung durch den Treibhauseffekt wird in den polaren Regionen noch durch die Abnahme des stratosphärischen Ozons verstärkt, das vor allem durch anthropogene Chloremissionen zerstört wird. Geht die stratosphärische Ozonkonzentration zurück, dann absorbiert die Stratosphäre weniger solare Energie und emittiert folglich weniger infrarote Strahlung.

Von „1990“ nach „2015“ bietet sich ein deutlich anderes Bild als beim Vergleich der Veränderungen von „1960“ auf „1990“. In Abbildung 7.1 ist insgesamt ein schwächerer und wär-

7. Planetare Wellen in Modellsimulationen

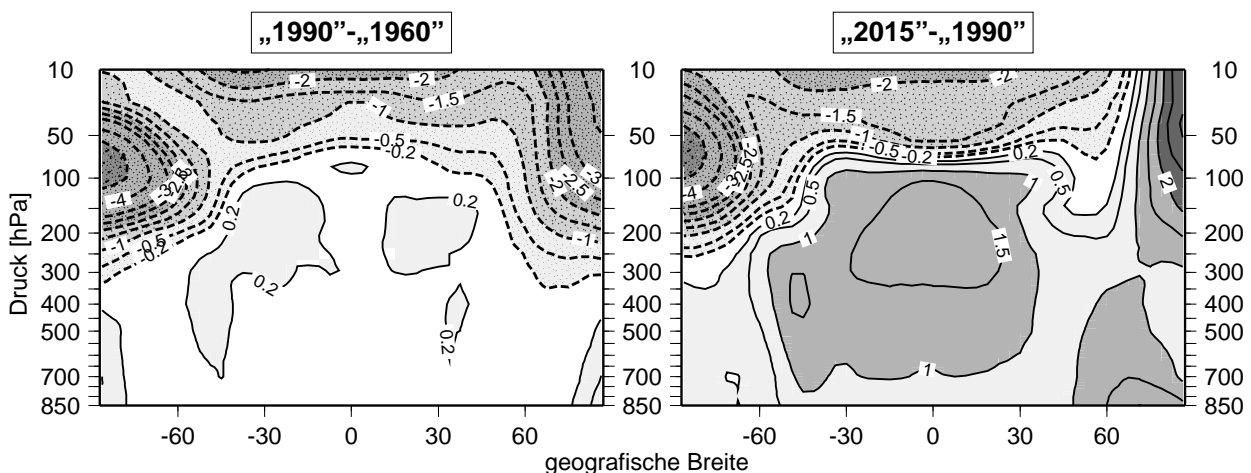


Abbildung 7.2: Temperaturdifferenzen „1990“-„1960“ und „2015“-„1990“ für DJF. Isolinien bei $\pm 0.2, 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4$ und 5 K.

merer Polarwirbel in „2015“ festzustellen. Die geopotenzielle Höhe der 50 hPa-Druckfläche (unten links) ist in „2015“ in der gesamten Nordhemisphäre zwischen 50 und 100 gpm größer als in „1990“. In den polaren Breiten liegt sie um über 100 gpm höher. Während die Abnahme der polaren geopotenziellen Höhe in 50 hPa zwischen „1960“ und „1990“ im Wesentlichen ein stratosphärisches Phänomen ist, liegt die Ursache für die hemisphärisch größeren Werte in „2015“ auch in der Troposphäre. Der Vergleich der Temperatur (Abbildung 7.2 rechts) in der mittleren Troposphäre zwischen den beiden Zeitebenen zeigt, dass die Temperatur in der gesamten Troposphäre zunimmt [Schnadt et al., 2002]. Neben dem weiteren Anstieg in der Emission von klimarelevanten Spurenstoffen sind vermutlich auch die verwendeten, insgesamt höheren Meeresoberflächentemperaturen für die troposphärische Temperaturzunahme verantwortlich (s. auch Abbildung 7.11). Mit der Erwärmung der Troposphäre dehnt sich diese aus, so dass die geopotenzielle Höhe aller Druckflächen zwischen dem Erdboden und der unteren Stratosphäre zunehmen muss. Die moderate Abkühlung der mittleren Stratosphäre aufgrund der weiteren Zunahme von Treibhausgasen führt dazu, dass auch in 50 hPa noch deutlich höhere Werte der geopotenziellen Höhe zu finden sind, auch wenn die Ursache dafür in der Troposphäre liegt (Abbildung 7.1 unten rechts). Die Änderung der geopotenziellen Höhe liegt in Polnähe deutlich über dem hemisphärischen Durchschnitt. Der Vergleich der Muster im Geopotenzial und in der Temperatur legt nahe, dass der Grund für die überdurchschnittlich große Zunahme der polaren geopotentiellen Höhe in der Erwärmung des Polarwirbels zu finden ist. Insgesamt implizieren die Änderungen zwischen „1990“ und „2015“ einen wärmeren und weniger ausgeprägten Tiefdruckwirbel und damit auch schwächere zirkumpolare Winde (unten Mitte). In den Subtropen hingegen nimmt der zonale Wind zu; eine plausible Erklärung zu diesem Phänomen soll in der Diskussion zu Abbildung 7.3 geliefert werden.

Die Darstellung der Differenzen des zonalen Winds in Abbildung 7.3 für die verschiedenen Zeitscheiben bestätigt, dass es sich bei den dynamischen Veränderungen zwischen „1960“ und „1990“ um ein hauptsächlich stratosphärisches Phänomen aufgrund der strahlungsbedingten Abkühlung der Stratosphäre handelt. Hier führen die kälteren polaren Temperaturen

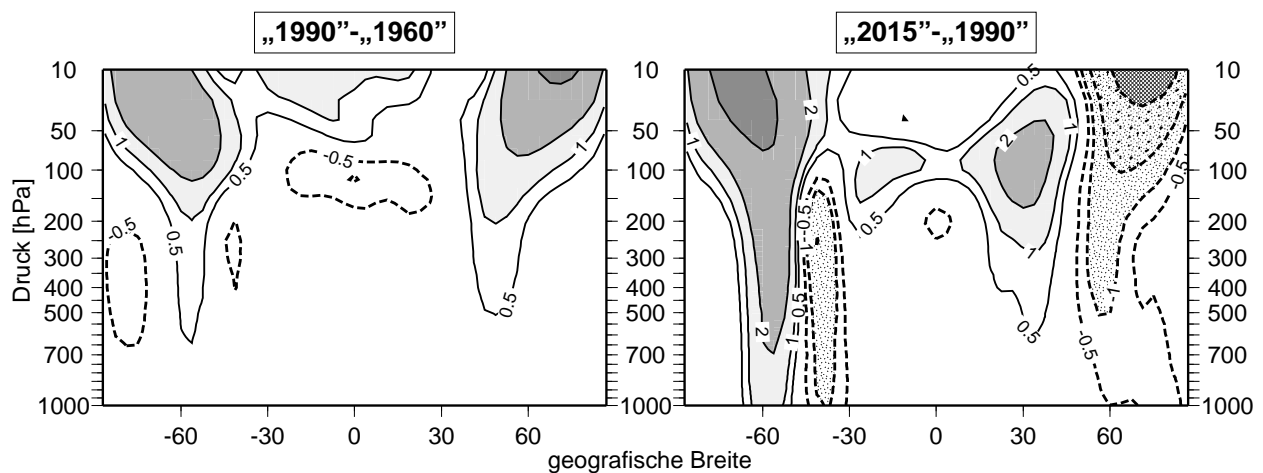


Abbildung 7.3: Differenzen des zonalen Winds für „1990“-„1960“ und „2015“-„1990“. Isolinien bei ± 0.5 , 1, 2 und 5 ms^{-1} .

zu einem größeren meridionalen Temperaturgradienten, der wiederum stärkere zonale Winde zur Folge hat. Winddifferenzen von über 1 ms^{-1} sind nur oberhalb von 200 hPa zu finden und kennzeichnen in der nördlichen Hemisphäre den intensiveren Polarwirbel.

Die dargestellte Differenz des zonalen Winds zwischen „1990“ und „2015“ (rechts) erhärtet die Vermutung, dass sich die Dynamik der Troposphäre aufgrund der Erwärmung deutlich verändert. Gut zu erkennen ist, dass Änderungen des zonalen Winds auch in der Troposphäre zu finden sind. In den mittleren Breiten treten Abweichungen von bis zu 20% im gesamten Bereich zwischen Erdboden und Tropopause auf. Die geringeren zonalen Winde der hohen nördlichen Breiten in „2015“ sind eine Folge der wesentlich wärmeren Polarregion, durch die der meridionale Temperaturgradient reduziert wird. Die subtropischen Winde in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre sind in „2015“ stärker als in „1990“, wie in der Diskussion zu Abbildung 7.1 schon erwähnt wurde. Die Ursache hierfür ist offensichtlich die Erwärmung der tropischen Troposphäre. Diese bewirkt erstens einen größeren meridionalen Temperaturgradienten und zweitens eine Anhebung der Tropopause. Über die thermische Windgleichung (Gleichung 2.3) begünstigen beide Effekte einen stärkeren Subtropenjet.

Nun zurück zu der Frage, warum der nördliche Polarwirbel im Zeitscheibenexperiment „2015“ labiler und wärmer als in „1990“ ist. Schnadt et al. [2002] zeigen, dass eine Zunahme von Treibhausgasen die stratosphärischen Temperaturen reduziert. Schnadt et al. [2002] stellen die Temperaturdifferenz dar, um die sich die Stratosphäre strahlungsbedingt abkühlt, wenn sie sich aufgrund von höheren Treibhausgaskonzentrationen auf ein neues Gleichgewicht eingestellt hat. Ihre Abbildung zeigt zwar die Differenz der Experimente „1980“ und „2015“, die Aussage gilt aber genauso für die Differenz „2015“-„1990“: nehmen die Treibhausgaskonzentrationen zu, dann wäre eigentlich eine weitere Abkühlung in der gesamten Stratosphäre zu erwarten. In Polnähe müsste darüber hinaus noch ein weiterer Effekt für eine kältere Stratosphäre sorgen: zwar wird von der bodennahen Emission von FCKW im Experiment „2015“ angenommen, dass sie verschwindend gering ist. Wegen der langen Lebenszeit von FCKW in der Stratosphäre wird aber davon ausgegangen, dass dort noch beträchtliche Mengen an anthropogen emittiertem Chlor an einer weiteren Ozonzerstörung

7. Planetare Wellen in Modellsimulationen

beteiligt sind (s. Tabelle 4.1).

Offenbar sind weder Strahlungseffekte durch Treibhausgase noch die Modellchemie dafür verantwortlich, dass sich die polare Stratosphäre in „2015“ erwärmt; beide Effekte ließen eigentlich eine Abkühlung erwarten. Die Ursache muss also in der Dynamik zu finden sein. Die in Schnadt et al. [2002] geäußerte Vermutung, dass planetare Wellen in diesem Fall eine wesentliche Rolle spielen, soll im Folgenden geprüft werden.

7.2 Stationäre Wellen

Welche planetaren Wellen spielen eine wichtige Rolle bei der Erwärmung des Polarwirbels? Diese Frage soll im Folgenden geklärt werden. Einen deutlichen Hinweis gibt die Betrachtung der Wärmeflüsse durch stationäre und transiente Wellen. Zuerst einmal zeigt sich, dass transiente Moden, im Gegensatz zu stationären Wellen, offenbar keine Änderungen im Wärmetransport zwischen den drei Zeitebenen bewirken (nicht dargestellt). Abbildung 7.4 stellt die Änderungen in den Wärmefläüssen durch stationäre Wellen dar. Ganz offensichtlich spielen stationäre Wellen eine wesentliche Rolle, was die dynamischen Veränderungen des modellierten Polarwirbels im Vergleich zwischen den verschiedenen Zeitebenen betrifft.

Gut zu erkennen ist, dass die größten Differenzen zwischen „1960“ und „1990“ in den hohen Breiten der Stratosphäre auftreten. Hier transportieren stationäre Wellen in „1990“ wesentlich weniger Energie in Richtung des Nordpols. Auf diese Weise unterstützt der geringere Wärmetransport durch stationäre Wellen offenbar die Abkühlung der polaren Region durch Treibhauseffekt und Ozonzerstörung.

Von „1990“ nach „2015“ ergibt sich ein sehr ähnliches Bild, allerdings mit dem entgegengesetzten Vorzeichen. Auch hier sind die größten Differenzen in der Stratosphäre zu finden, und zwar in den mittleren und hohen Breiten. Der deutlich größere polwärts gerichtete Wärmetransport in „2015“ scheint die abkühlende Wirkung durch die erwähnten Strahlungs- und chemischen Prozesse mehr als aufzuwiegen und erwärmt so den Polarwirbel. Dies ist vermutlich der wichtigste Grund, warum die stratosphärischen Temperaturen auf den beiden Zeitebenen „1960“ und „2015“ so nah beieinander liegen.

In den hohen Breiten der Troposphäre treten Differenzen im Wärmetransport auf, die das entgegengesetzte Vorzeichen der stratosphärischen Transportdifferenz aufweisen, mit einer Zunahme des meridionalen Transports „1960“ nach „1990“ und einer Abnahme von „1990“ nach „2015“. Die mögliche Ursache für dieses Muster wird im folgenden Abschnitt 7.3 erörtert.

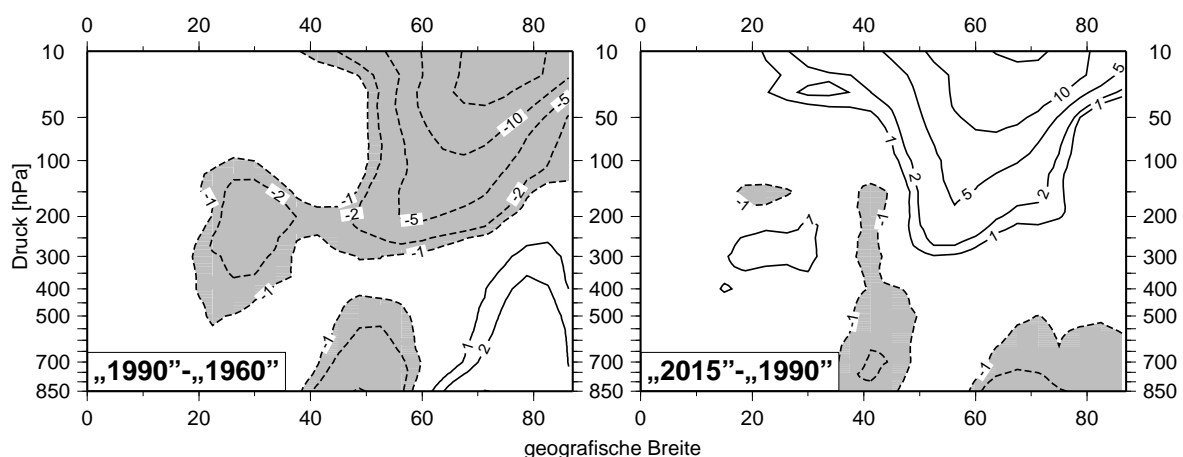


Abbildung 7.4: Meridionale Flüsse fühlbarer Wärme durch stationäre Wellen der ersten acht Wellenzahlen in der Nordhemisphäre als Differenz „1990“-„1960“ und „2015“-„1990“. Negative Werte (schattiert) kennzeichnen einen geringeren polwärts gerichteten Wärmefluss in „1990“ bzw. „2015“. Isolinien bei $\pm 1, 2, 5, 10$ und 20 Kms^{-1} .

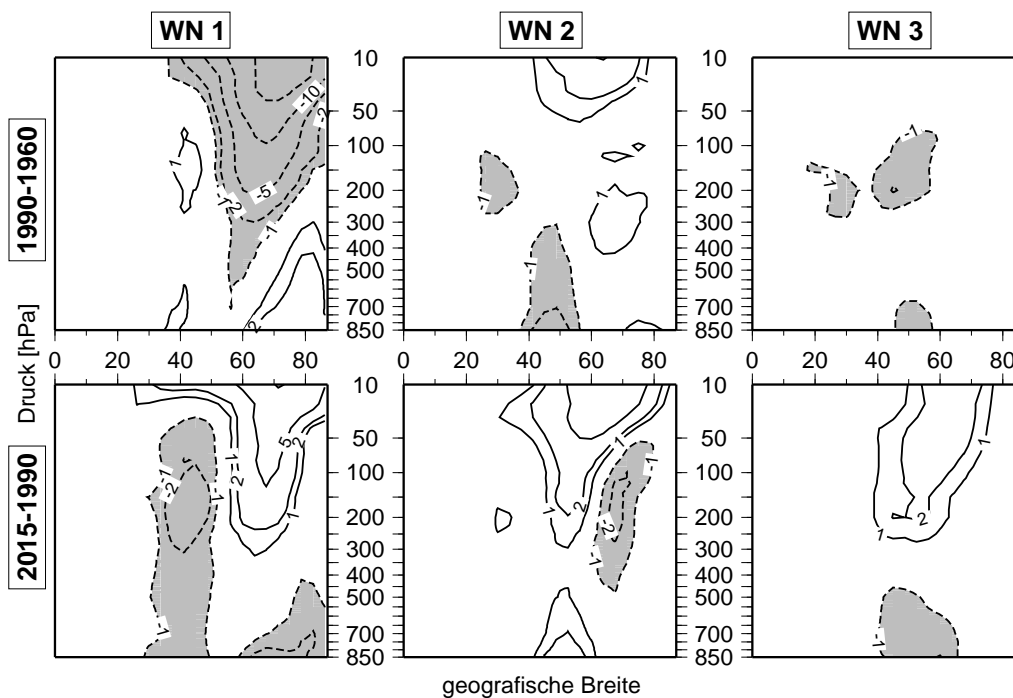


Abbildung 7.5: Wie Abbildung 7.4, aber in die Beiträge der ersten drei Wellenzahlen aufgespalten.

Welche Wellenzahlen tragen zum Wärmetransport in den hohen stratosphärischen Breiten bei? Abbildung 7.5 zeigt die Differenz des Wärmetransports durch stationäre Wellen für die ersten drei Wellenzahlen. Zwischen den Zeitscheiben „1960“ und „1990“ wird die Differenz des Wärmetransports von der Wellenzahl 1 dominiert, die fast ausschließlich für den in „1990“ geringeren meridionalen Wärmetransport in der Stratosphäre verantwortlich ist. Von „1990“ nach „2015“ hingegen teilt sich die Änderung des stratosphärischen Transports zu ähnlichen Teilen auf die ersten drei Wellenzahlen auf. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass die Ursachen der unterschiedlichen Dynamik von „1960“ auf „1990“ hauptsächlich in der Stratosphäre und von „1990“ nach „2015“ auch in der Troposphäre liegen: einerseits lässt die starke Abnahme des Wärmetransports aufgrund der Wellenzahl 1 („1960“ nach „1990“) darauf schließen, dass sich die Eigenschaften des Polarwirbel verändern, der von dieser Wellenzahl dominiert wird. Andererseits verteilt sich die Differenz des Wärmetransports von „1990“ nach „2015“ gleichmäßig auf die ersten drei Wellenzahlen und deutet damit auf ein Forcing hin, das keine Wellenzahlen bevorzugt. Ein solches Forcing könnte die Folge der in „2015“ insgesamt wärmeren und damit dynamisch aktiveren Troposphäre sein, die mehr barokline stationäre Wellen anregt.

Ist es möglich, von einer höheren Varianz stationärer Wellen auf einen stärkeren Wärmefluss zu schließen? Diese Frage lässt sich anhand von Abbildung 7.6 beantworten. Dargestellt ist die Amplitude der stationären Wellenzahl 1 in 50 hPa für die verschiedenen Zeitebenen. Im Lauf der Zeit nimmt die maximale Amplitude der Welle 1 zu, während sich das Muster nach Osten verschiebt. Die Welle 1 verstärkt sich also kontinuierlich von „1960“ bis „2015“. Wie oben diskutiert, reduziert sich der Beitrag dieser Mode zum Wärmefluss aber stark von „1960“ nach „1990“, während er von „1990“ nach „2015“ wieder zunimmt. Dies verdeut-

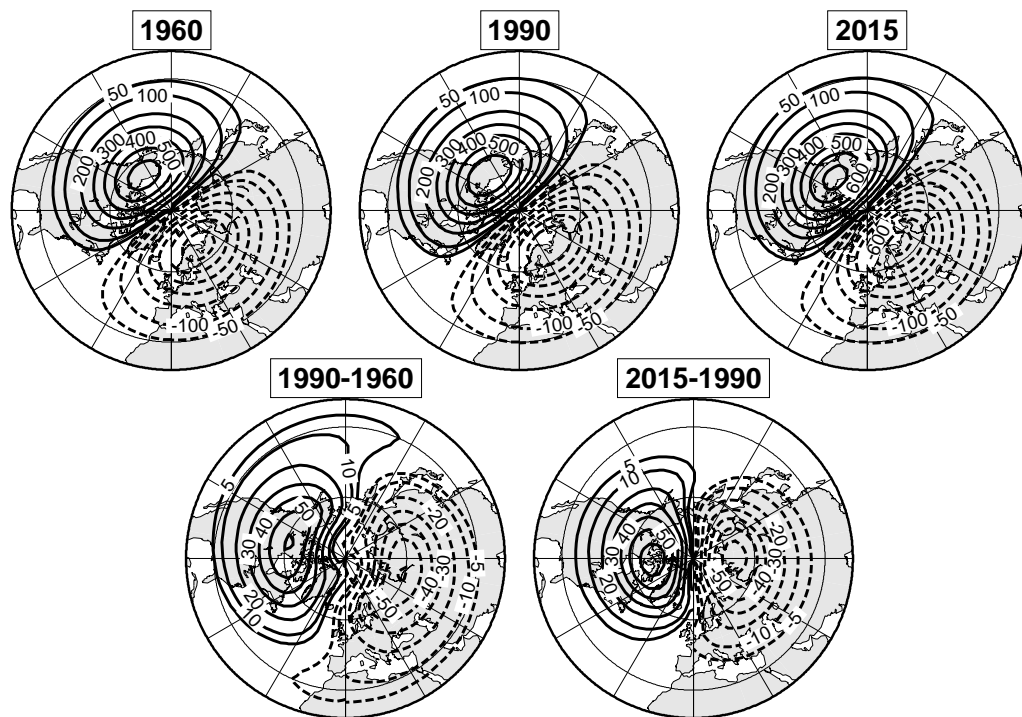


Abbildung 7.6: Zeitlich gemittelte Amplituden der geopotenziellen Höhe für DJF der Wellenzahl 1 in 30 hPa für die drei Zeitscheiben (oben, Isolinien bei $\pm 50, 100, 200, 300, 400, 500, 600$ und 700 gpm) und ihrer Differenzen (unten, Isolinien bei $\pm 5, 10, 20, 30, 40, 50$ und 60 gpm).

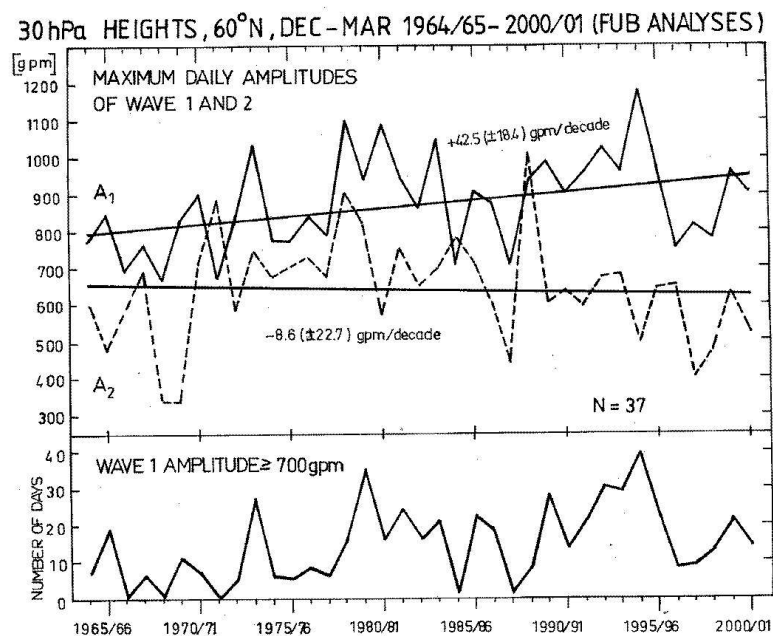


Abbildung 7.7: Amplituden der stationären Wellen 1 und 2 bei 60°N in 30 hPa im Zeitraum 1964–2001 aus Analysen der FU Berlin. Naujokat [2002], persönliche Mitteilung.

licht, dass die Interpretation der Varianz stationärer Wellen nur begrenzt möglich ist, was den Wärmetransport durch diesen Wellentyp betrifft.

Bei der stetigen Zunahme der Wellenzahl 1 könnte es sich natürlich auch um ein Modellartefakt handeln, das auf eine zunehmende Labilisierung des Modellsystems durch steigende troposphärische Temperaturen zurückzuführen ist. Allerdings simuliert E39/C mit der Zunahme der stationären Welle 1 einen Trend, der sich auch in Beobachtungen niederschlägt. So zeigen die Berliner Analysen für den Zeitraum 1964–2000, dass die Amplituden der Welle 1 im Nordwinter deutlich zunehmen (Abbildung 7.7).

Die Berliner Analysen zeigen in 30 hPa und 60°N eine Amplitudenzunahme der Welle 1 von etwa 43 gpm pro Dekade. Diese Entwicklung wird von E39/C sehr gut wiedergegeben, das in 60°N zwischen „1960“ und „1990“ eine Amplitudendifferenz von etwa 120 gpm über 30 Jahre simuliert und diesen Trend auch von „1990“ bis „2015“ wiedergibt (etwa 100 gpm über 25 Jahre).

7.3 Kopplung von NAO und Polarwirbel

Der Vergleich der Dynamik in den einzelnen Zeitscheiben legt nahe, dass eine Kopplung zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre besteht, und zwar über die Nordatlantische Oszillation (Abschnitt 2.1.4). Abbildung 7.8 stellt den NAO-Index in den drei Zeitscheiben dar, und zwar als Abweichungen vom Mittelwert aus den vier E39/C-Simulationen „1960“, „1980“ [Schnadt et al., 2002], „1990“ und „2015“. Die mittleren Abweichungen (durchgezogene Striche) der einzelnen Zeitscheiben zeigen, dass der Index zwischen „1960“ und „1990“ zunimmt, um dann nach „2015“ deutlich abzunehmen. Dies bedeutet, dass die mittlere Druckdifferenz zwischen Islandtief und Azorenhoch in „1990“ besonders hoch ist. In einer NAO-Extremkomposit-Studie vergleichen Schnadt und Dameris [2003] die Temperatur und den zonalen Wind aus den Reanalysen des ECMWF mit jenen der E39/C-Simulation „1990“ (s. Abbildung 7.9 links außen und Mitte links). Für diese Studie wurden für ERA aus insgesamt 15 verfügbaren Wintern (1979–1993) jene Winter ermittelt, die sich außerhalb der σ -Standardabweichung befinden, was jeweils drei Winter ober- und unterhalb der Standardabweichung ergab. Anschließend wurden die relevanten dynamischen Größen über die drei positiven und die drei negativen Extremwinter gemittelt, um damit die positive mit der negativen modellierten NAO-Phase vergleichen zu können. Für die Simulation „1990“ wurde das gleiche Verfahren angewendet, das zweimal vier Extremwinter aus den 20 verfügbaren Jahren ergab.

Es stellte sich übereinstimmend heraus, dass in der positiven NAO-Phase die arktische Stratosphäre kälter als in der negativen Phase ist. Vor allem in der Stratosphäre der mittleren und hohen Breiten sind die Geschwindigkeiten des zonalen Winds in der positiven Phase zudem deutlich höher. Somit reproduziert E39/C den kälteren und stabileren Wirbel, der die positive NAO-Phase auszeichnet.

Neben diesen Ergebnissen zum zonalen Wind und zur Temperatur von Schnadt und Dame-

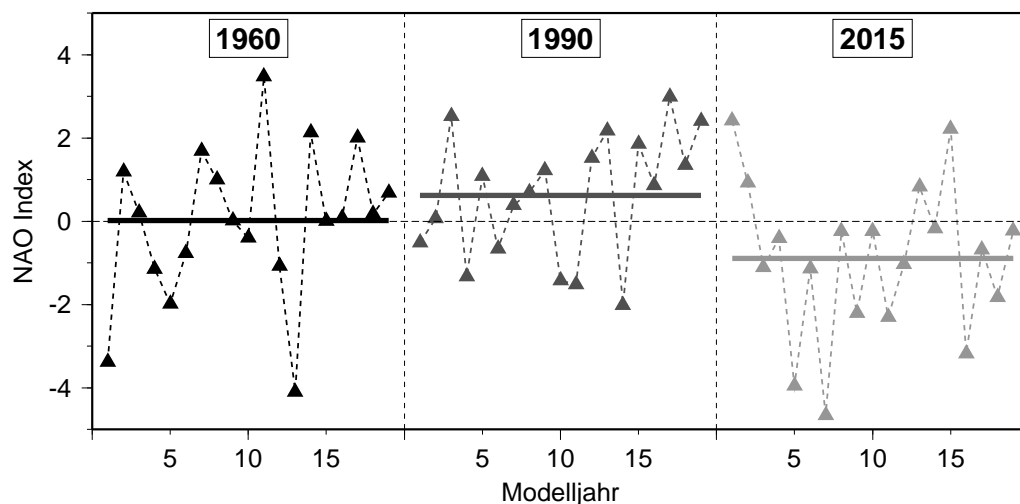


Abbildung 7.8: Anomalien des NAO-Index der drei Zeitscheibenexperimente als Mittel DJF für die einzelnen Winter (Dreiecke) und das jeweilige 19-Jahres-Mittel (durchgezogener Strich). Nach Schnadt und Dameris [2003].

7. Planetare Wellen in Modellsimulationen

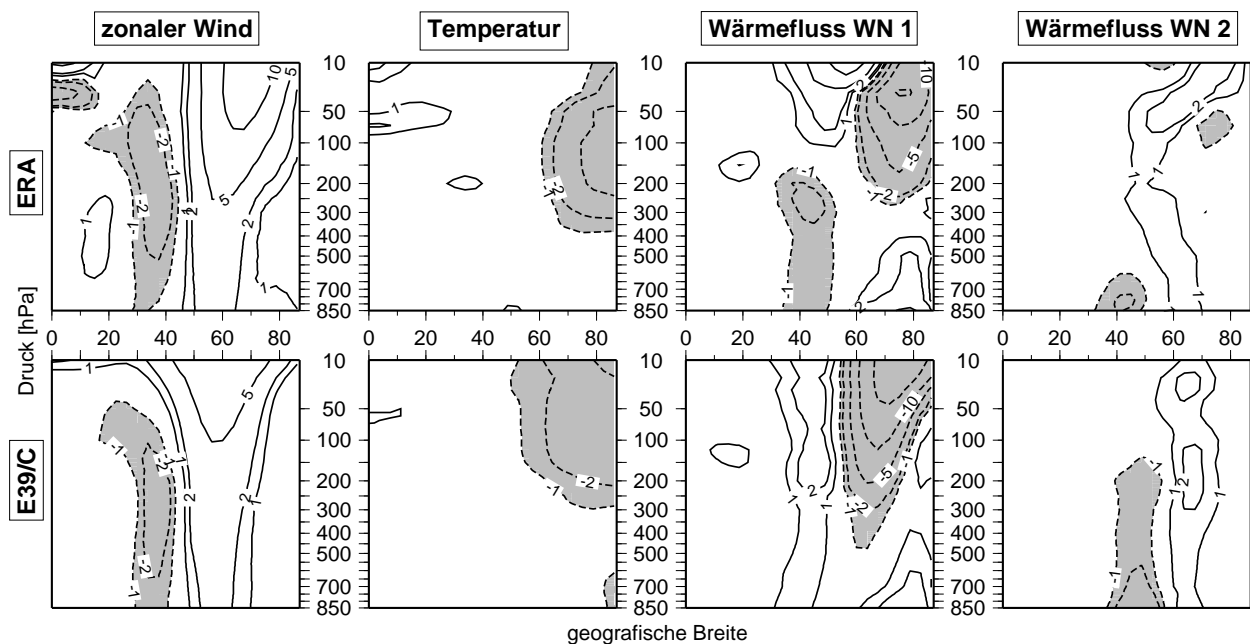


Abbildung 7.9: Zonaler Wind (Isolinien bei $\pm 1, 2, 5$ und 10 ms^{-1}), Temperatur (Isolinien bei $-5, -2, -1$ und 1 K) und Wärmetransport durch die stationären Wellen 1 und 2 (Isolinien bei $-40, -30, -20, -10, -5, -2, -1, 1, 2$ und 5 Kms^{-1}) als Differenz der beiden Extremkomposite ($\text{NAO}_{\text{pos}} - \text{NAO}_{\text{neg}}$) für ERA und E39/C.

ris [2003] wurden anhand der gleichen Kompositstudie zusätzlich noch die Flüsse fühlbarer Wärme durch die stationären Wellen 1 und 2 berechnet und in Abbildung 7.9 (Mitte rechts und rechts außen) aufgetragen¹. Die Darstellung der Wärmeflüsse zeigt, dass E39/C qualitativ und quantitativ gute Ergebnisse liefert, was den Einfluss der NAO auf den Wärmefluss durch stationäre Wellen angeht. So zeigt sich in Übereinstimmung mit Beobachtungen für der Welle 1, dass E39/C in der positiven Phase in hohen Breiten weniger fühlbare Wärme in der Stratosphäre und mehr Wärme in der Troposphäre polwärts transportiert. Bei dieser Wellenzahl bildet das Modell auch den beobachteten stärkeren Wärmetransport in der Stratosphäre in mittleren Breiten ab. Nördlich von 60°N transportiert die stationäre Welle 2 in der positiven Phase sowohl im Modell wie auch in den Beobachtungen mehr Wärme polwärts als in der negativen Phase.

Die gerade erörterten Ergebnisse der NAO-Kompositstudie demonstrieren die Fähigkeit von E39/C, die Kopplung der NAO mit dem arktischen Polarwirbel zuverlässig wiederzugeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde anhand der Zeitscheiben eine gleichartige Kompositstudie durchgeführt, um den Beitrag der NAO zur zeitlichen Veränderung des Polarwirbels besser abschätzen zu können. Aus jeder der drei ausgewerteten Zeitscheiben wurden, wie oben beschrieben, je vier Jahre mit dem größten bzw. kleinsten NAO-Index bestimmt (s. Abbildung 7.8).

Es zeigt sich, dass die Differenzen der Extremkomposite ($\text{NAO}_{\text{pos}} - \text{NAO}_{\text{neg}}$) im Vergleich zwischen den einzelnen Zeitscheiben qualitativ und quantitativ sehr gut übereinstimmen (nicht

¹ In Abbildung 7.9 wurden die Beiträge der Wellenzahl 3 zum Wärmefluss nicht dargestellt, weil unter den ohnehin verschwindenden Differenzen kein übereinstimmendes Signal zu finden war.

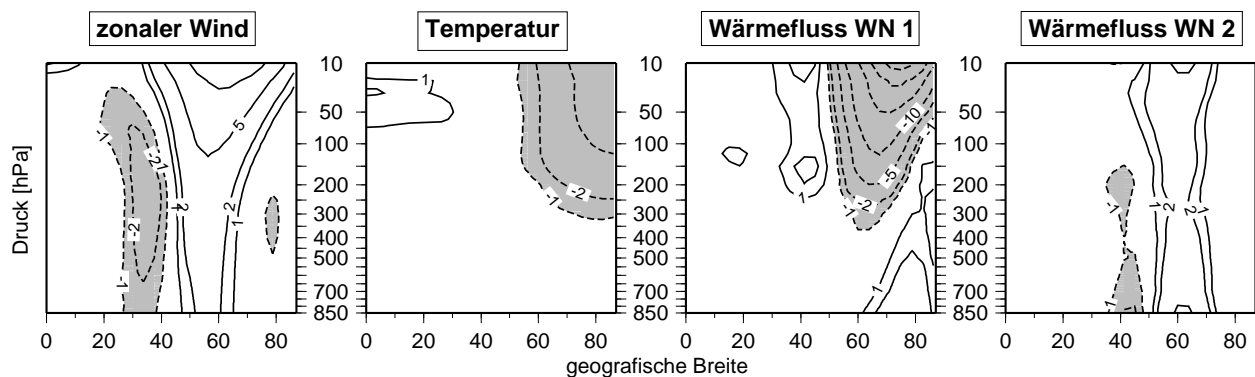


Abbildung 7.10: Differenz der Extremkomposite (NAO_{pos} - NAO_{neg}) wie in Abbildung 7.9, aber für die Zeitscheiben. Die Komposite wurden über die drei Zeitscheiben gemittelt.

dargestellt). Dies bedeutet, dass E39/C die für die NAO relevante Dynamik in jeder Zeitscheibe verlässlich wiedergibt, und zwar unabhängig von der zeitlichen Entwicklung des NAO-Index, der von „1960“ nach „1990“ zu- und von „1990“ nach „2015“ abnimmt (Abbildung 7.8). Alle Zeitscheiben simulieren – in Übereinstimmung mit Beobachtungen und unabhängig von ihrem mittleren NAO-Index – in der positiven NAO-Phase einen stärkeren Zonalwind um 60°N, einen kälteren Polarwirbel, einen deutlich schwächeren Wärmetransport durch die stationäre Welle 1 und einen etwas stärkeren Transport durch die Welle 2. Die gute quantitative Übereinstimmung der drei Zeitebenen reflektiert vermutlich auch die recht ähnliche interannuale Variabilität des Index in den drei Zeitscheiben (Abbildung 7.8),

Abbildung 7.10 zeigt den zonalen Wind, die Temperatur und die Wärmeflüsse stationärer Wellen als Differenz zwischen der positiven und der negativen Phase. Für diese Abbildung und die damit verbundene Diskussion wurden die Differenzen der Extremkomposite aufgrund der großen Ähnlichkeit der Zeitscheiben untereinander über alle drei Zeitscheiben gemittelt. Wie stark orientieren sich nun die erwähnten dynamischen Größen in den drei Zeitebenen an der Veränderung des NAO-Index (Abbildung 7.8)? In der Tat lassen die Änderungen der in Abbildung 7.10 betrachteten Größen auf eine Kopplung zwischen der NAO und der Intensität des nördlichen Polarwirbels schließen:

- **Temperatur:** Zwischen „1960“ und „1990“ kühlt sich die polare Stratosphäre bei zunehmendem NAO-Index ab und erwärmt sich nach „2015“ bei gleichzeitiger Abnahme des Index (s. Abbildungen 7.1 rechts, 7.2). Die Entwicklung der Temperatur richtet sich somit nach dem Verlauf des NAO-Index, der Abbildung 7.10 entsprechend in der positiven NAO-Phase eine kältere arktische Stratosphäre mit sich bringt.
- **Zonaler Wind:** Der zonale Wind in den mittleren und hohen Breiten folgt ebenfalls der zeitlichen Entwicklung des NAO-Index, indem er von „1960“ nach „1990“ an Stärke gewinnt, um dann auf der Zeitebene „2015“ wieder abzunehmen (Abbildung 7.3).
- **Wärmefluss durch stationäre Wellen:** Die Änderungen des Wärmeflusses durch die Wellenzahl 1 entspricht qualitativ sehr genau jener, die von den Differenzen der Extremkomposite vorgegeben wird (Abbildungen 7.5 links, 7.10 unten links). So ist das Dipolmuster (mehr Transport in der arktischen Troposphäre/weniger in der arktischen

Stratosphäre) in den Differenzen der Zeitebenen deutlich zu erkennen. In der Diskussion zu Abbildung 7.4 wurde erwähnt, dass der troposphärische Wärmetransport in hohen Breiten von „1960“ nach „1990“ zu- und von „1990“ nach „2015“ abnimmt; anhand von Abbildung 7.5 ist ersichtlich, dass diese Änderung des Wärmetransports ein Welle 1-Muster ist, und Abbildung 7.10 zeigt, dass es aufgrund der NAO entsteht.

- **Varianz transienter Wellen:** Neben den gerade diskutierten Größen zeigt sich die Signatur der NAO auch in der Varianz transienter Wellen (nicht dargestellt). Mit einer Abnahme des NAO-Index geht niedrigere troposphärische Windgeschwindigkeiten und damit auch eine geringere Windscherung einher, so dass sich in der negativen NAO-Phase weniger transiente Wellen bilden. Zwar nimmt die transiente Wellenaktivität zwischen „1960“ und „1990“ kaum zu, dafür fällt der Rückgang der Aktivität nach „2015“ aber umso deutlicher aus und ist in allen Höhen zu finden.

Die stationäre Wellenzahl 2 weist, im Gegensatz zu Welle 1, keinen sichtbaren Beitrag durch die NAO auf (Abbildungen 7.5 Mitte, 7.10 unten rechts). Darüber hinaus transportiert die Welle 3 ähnlich viel Wärme wie die beiden ersten Wellenzahlen, obwohl keine Auswirkungen der NAO auf den Wärmetransport durch die Welle 3 gefunden wurden. Daraus kann geschlossen werden, dass der Wärmetransport der Wellenzahlen 2 und 3 auf den drei Zeitebenen nicht erkennbar von der NAO gesteuert wird.

7.4 Fazit

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels stellte sich heraus, dass die Stratosphäre von „1990“ nach „2015“ ein troposphärisches Forcing erfährt, das den Polarwirbel der Nordhemisphäre erwärmt. Diese Forcing scheint teilweise durch die Nordatlantische Oszillation bedingt zu sein, die in ihrer negativen Phase einen größeren Wärmetransport durch die stationäre Wellenzahl 1 induziert. Das Signal des Transports durch die Wellenzahlen 2 und 3 hingegen stammt zwar auch aus der Troposphäre, weist aber keinen Einfluss durch die NAO auf. Sehr wahrscheinlich entstehen diese Beiträge zum Wärmeffluss durch die insgesamt wärmere Troposphäre in „2015“, in der mehr barokline stationäre Wellen angeregt werden.

Die Erwärmung der Troposphäre wird zum Teil durch die höheren Treibhausgaskonzentrationen bewirkt. Vermutlich stammt aber der größere Beitrag zur Troposphärenenerwärmung aus dem Energieeintrag durch höhere Meeresoberflächentemperaturen (s. Abbildung 7.11). So ist zwischen „1990“ und „2015“ eine wesentlich größere Zunahme der SST als von „1960“ nach „1990“ erkennbar.

Einerseits impliziert eine höhere SST über die troposphärischen Temperaturen eine erhöhte Dynamik, was wiederum die verstärkte Bildung von planetaren Wellen zur Folge hat. Dafür spricht, dass sich der stratosphärische Wärmetransport zwischen „1990“ und „2015“ nicht auf eine bestimmte Wellenzahl beschränkt, sondern gleichmäßig über die ersten drei Wellenzahlen verteilt. Andererseits ist die SST ein bestimmender Faktor für die NAO-Phase [Paeth et al., 2003]; dies mag erklären, warum der NAO-Index nach „2015“ so deutlich abnimmt. Die SST nimmt also auf die NAO Einfluss und bewirkt damit indirekt ein deutliches Signal im stratosphärischen Wärmeffluss bei der stationären Wellenzahl 1.

Die Ergebnisse des vorliegenden Kapitels zeigen, dass die SST höchstwahrscheinlich einen großen Einfluss auf die Dynamik der Stratosphäre hat. Nun liegen dem Zukunftsszenario „2015“ Meeresoberflächentemperaturen zu Grunde, die nur teilweise auf Beobachtungen

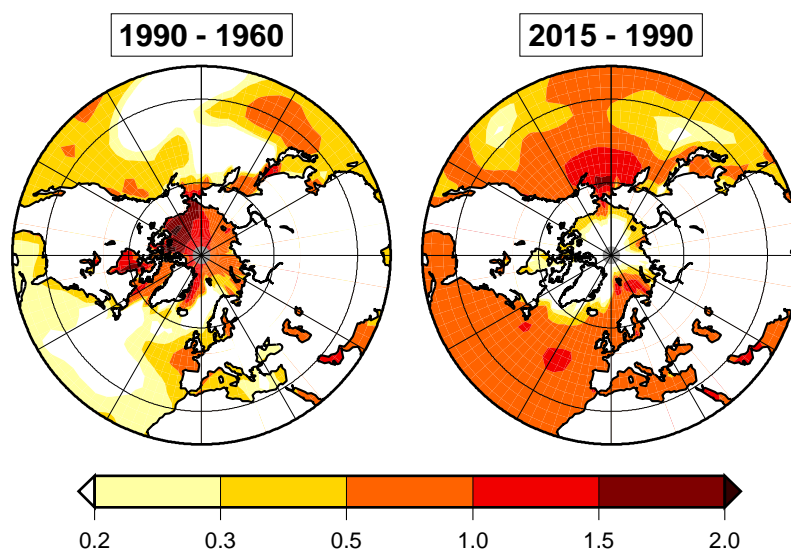


Abbildung 7.11: Für die Zeitscheiben verwendete Meeresoberflächentemperaturen (Jahresmittel) als Differenzen „1990“-„1960“ und „2015“-„1990“ in K.

beruhen können (s. Abschnitt 4.2.1). Zusätzlich berücksichtigen sie auch ein Zehn-Jahres-Mittel der SST aus einer Simulation. Nun zeigt Abbildung 7.11 eine starke Erwärmung der SST nach „2015“, die sicherlich als obere Grenze der möglichen SST-Zunahme angesehen werden muss; es ist sehr unwahrscheinlich, dass sich die Oberfläche der nordhemisphärischen Ozeane in nur 25 Jahren im Mittel um 0.5 bis 1 K erwärmt. Dementsprechend vorsichtig sollten die Ergebnisse bewertet werden, die in diesem Kapitel diskutiert wurden. In diesem Licht ist der Klimazustand der Zeitscheibe „2015“ weniger als eine Prognose für das Jahr 2015 sondern vielmehr als ein Sensitivitätsexperiment anzusehen, das einen Ausblick auf einen zukünftigen dynamischen Zustand der Atmosphäre gibt, der sich bei einem starken Anstieg der SST einstellen könnte.

Zu Beginn dieses Kapitels wurde darauf hingewiesen, dass andere Klima-Chemie-Modelle für 2015 keine Erholung der arktischen Ozonkonzentrationen simulieren, die mit einem wärmeren Polarwirbel einhergehen [Austin et al., 2003]. Im Projekt SCOUT² ist geplant, alle in Austin et al. [2003] verglichenen Modelle mit der gleichen SST zu betreiben; dies könnte dazu beitragen, die Wirkung der SST auf die Dynamik der Stratosphäre im E39/C-Modell noch besser zu bewerten.

²Stratosphere-climate links with emphasis on the upper troposphere and lower stratosphere, 6. Rahmenprogramm der Europäischen Union

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde erstmals ein interaktiv gekoppeltes Klima-Chemie-Modell (CCM) mit Werkzeugen untersucht, die einen detaillierten Einblick in die Entstehung und Ausbreitung sowie in die dynamischen Auswirkungen von planetaren Wellen ermöglichen.

Die in Kapitel 3 vorgestellte Methodik erlaubt es, diesen großskaligen Wellentyp anhand von Zeitreihen räumlicher Fourierkoeffizienten aus Beobachtungs- und Modelldaten zu extrahieren. Durch die verschiedenen Analyseverfahren lassen sich planetare Wellen nach bestimmten Kriterien kategorisieren, z.B. in transiente und stationäre Anteile, in zonale Wellenzahlen und Perioden oder in barotrope und barokline Moden. Zusätzlich wurde eine Diagnostik verwendet, die die meridionalen Flüsse von Impuls und fühlbarer Wärme für stationäre und transiente Moden bei einzelnen Wellenzahlen berechnet.

Die vorgestellten Werkzeuge wurden auf Reanalysedaten des ECMWF (ERA15) und auf drei Zeitscheibenexperimente mit dem gekoppelten Klima-Chemie-Modell E39/C angewendet.

Die Untersuchung der Beobachtungsdaten in Kapitel 5 zeigt, dass die verschiedenen Analysemethoden sehr gut geeignet sind, verschiedenen Wellenmoden spezifische Anregungs- und Ausbreitungsmechanismen zuzuordnen. Außerdem ermöglichen sie es, die dynamischen Auswirkungen von transienten und stationären Wellen in Form von Wärme- und Impulstransport zu quantifizieren.

Ein zentraler Punkt dieser Arbeit besteht im Vergleich der von E39/C simulierten Eigenschaften planetarer Wellen mit denen aus Beobachtungen. In Kapitel 6 zeigt sich, dass das Modell qualitativ erstaunlich gute Ergebnisse liefert, was die Verteilung der Varianz transienter Wellen auf die betrachteten Wellenzahlen, Perioden, Breiten und Druckniveaus betrifft. In der gesamten Troposphäre werden jedoch im Modell zuwenig transiente Wellen angeregt; dieses Defizit entsteht aufgrund der geringen horizontalen Auflösung des Modells, die eine nur grob aufgelöste Modellorografie und die ungenügende Berücksichtigung extratropischer Zyklonen mit sich bringt. E39/C gelingt es, die vertikale Struktur transienter Wellen richtig zu reproduzieren. Darüber hinaus zeigt die Untersuchung der vertikalen Strukturen, dass das Modell solche Wellenmoden simuliert, die Eigenschwingungen der Atmosphäre entsprechen.

Die Analyse der stationären Wellen im Vergleich zwischen Modell und Reanalysen ergibt, dass die troposphärische Varianz dieses Wellentyps im Modell überwiegend vom mittleren zonalen Wind bestimmt wird und nicht von der Orografie. Das bedeutet für zukünftige Modellverbesserungen, dass die realistische Simulation des zonalen Winds Vorrang vor einer höher aufgelösten Modellorografie haben sollte. Nun richtet sich die Stärke des zonalen Winds nach dem meridionalen Gradienten der Temperatur, der im Modell aufgrund des „cold bias“ zu groß ist und somit stärkere Subtropenjets bewirkt; insofern sollte auch der Beseitigung der Temperaturfehler im Modell eine hohe Priorität eingeräumt werden.

In Zusammenhang mit dem Modellvergleich wurde auch die konkrete Frage aufgeworfen und beantwortet, weshalb der arktische Polarwirbel vom Modell im Mittel deutlich kälter und stabiler als beobachtet abgebildet wird. Hier stellt sich heraus, dass die wahrscheinlichste Ursache in der zu geringen modellierten Anregung ostwärts wandernder barokliner Wellen der Wellenzahlen 1–3 in den hohen Breiten liegt. Diese Moden bewirken in der Stratosphäre einen zu geringen polwärts gerichteten Wärmetransport, wodurch der modellierte Polarwirbel stärker als beobachtet auskühlen kann.

Wenn es mit einem Klimamodell gelingt, sowohl einen gewünschten mittleren Klimazustand der Gegenwart als auch beobachtete Trends der nahen Vergangenheit zu reproduzieren, dann erlaubt ein solches Modell den Blick in eine nahe mögliche Zukunft. Anhand von Kapitel 7 wurden die dynamischen Auswirkungen planetarer Wellen in drei Zeitscheibensimulationen für die Jahre 1960, 1990 und 2015 untersucht. In diesem Zusammenhang wurde die spezielle Frage geklärt, warum E39/C im Gegensatz zu den meisten anderen gekoppelten Klima-Chemie-Modellen im Nordwinter für die Zeitscheibe „2015“ einen wärmeren und labileren Polarwirbel als in „1990“ simuliert, mit dem eine Zunahme der stratosphärischen Ozonkonzentrationen in der Nordhemisphäre einhergeht [Austin et al., 2003].

Der Vergleich der drei E39/C-Zeitscheibensimulationen „1960“, „1990“ und „2015“ zeigt, dass verschiedene Faktoren die Charakteristika des modellierten arktischen Polarwirbels bestimmen.

Von „1960“ nach „1990“ erwärmen zum einen Treibhausgase wie z.B. Kohlendioxid die Troposphäre, während sie kühlend auf die Stratosphäre einwirken. Diese Abkühlung trägt zu einem kälteren und stabileren Polarwirbel in „1990“ bei. Gleichzeitig nimmt der Index der Nordatlantischen Oszillation zu und führt so zu einem geringeren polwärts gerichteten Transport von fühlbarer Wärme durch die stationäre Welle 1 in „1990“.

Von „1990“ bis „2015“ kühlt die Stratosphäre aufgrund der Zunahme von Treibhausgasen weiter ab. Allerdings ist dies nicht der Fall in der arktischen Stratosphäre, wo die Temperaturen in „2015“ deutlich höher als in „1990“ liegen. Da der reine Strahlungseffekt der erhöhten Treibhausgaskonzentrationen zu einer weiteren Abkühlung führt, muss der Grund für die Erwärmung dynamisch begründet sein. Es stellt sich heraus, dass ein verstärkter meridionaler Wärmefluss durch stationäre Wellen die polare Stratosphäre erwärmt. Der Transport wird zu sehr ähnlichen Anteilen durch die ersten drei Wellenzahlen bewerkstelligt und geht auf die insgesamt wärmere Troposphäre zurück. Der NAO-Index nimmt von „1990“ nach „2015“ deutlich ab, was sich im verstärkten Wärmetransport durch die stationäre Welle 1 äußert.

Die wärmere Troposphäre einerseits und die Abnahme des NAO-Index andererseits gehen auf den deutliche Anstieg der Meeresoberflächentemperaturen von „1990“ nach „2015“

zurück. Die SST hat somit einen großen Einfluss auf die stratosphärische Dynamik über die vertikale Ausbreitung planetarer Wellen. Allerdings ist die Zeitscheibe „2015“ eher als Sensitivitätsexperiment und weniger als eine zuverlässige Prognose für die nahe Zukunft zu bewerten; die starke Zunahme der hier verwendeten, von einem Atmosphäre-Ozean-Modell prognostizierten SST für 2015 scheint eher unwahrscheinlich. Dennoch liefert das Experiment „2015“ interessante Einblicke, die bei der Bewertung möglicher zukünftiger Entwicklungen der Dynamik der Atmosphäre hilfreich sind.

Die verwendeten Analysemethoden sind Verfahren, die schon seit einigen Jahren existieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Methodiken aber erstmals dazu benutzt, um ein gekoppeltes Klima-Chemie-Modell auf seine Fähigkeit hin zu untersuchen, planetare Wellen zu simulieren. Es zeigt sich, dass sich die Verfahren sehr gut zur Untersuchung und Bewertung einzelner dynamischer Prozesse eignen, die mit großskaligen Wellen in Zusammenhang stehen. Bisher wurden Klimamodelle im Vergleich mit Beobachtungen nur sehr spärlich auf ihre Fähigkeit hin untersucht, die Eigenschaften dieses für die Dynamik so wichtigen Wellentyps realistisch wiederzugeben. Ergebnisse der vorliegenden Arbeit haben mittlerweile dazu geführt, dass der hier verwendeten Methodik eine hohe Priorität zugeordnet wurde, um damit zukünftig die Dynamik gekoppelter Klima-Chemie-Modelle prozessorientiert zu verbessern¹.

In dieser Arbeit beschränkt sich die Bewertung der von E39/C simulierten planetaren Wellen auf den Vergleich zwischen dem Zeitscheibenexperiment „1990“ und den Reanalysedaten des ECMWF (ERA15). Mittlerweile ist aber eine transiente Klimasimulation mit E39/C für den Zeitraum 1960–2000 fertig gestellt worden (AFO2000-Projekt KODYACS). Inzwischen liegen auch die neuen Reanalysedaten des ECMWF (ERA40) für den selben Zeitraum vor. Die Analyse dieser Datensätze wird es einerseits sicherlich erlauben, neue Erkenntnisse über die in Beobachtungsdaten auftretenden planetaren Wellen zu gewinnen und mögliche zeitliche Veränderungen ihrer Eigenschaften zu identifizieren. Zum anderen werden es diese Modell- und Beobachtungsdaten ermöglichen, die Stärken und Schwächen von E39/C in Bezug auf die Dynamik planetarer Wellen besser zu bewerten und damit weitere Anregungen zur Verbesserung des Modells zu liefern.

Weitere lohnende Arbeiten könnten darin bestehen, den gerade angesprochenen transienten E39/C-Lauf mit dem vom MAECHAM4/CHEM-Modell gerechneten Lauf zu vergleichen, der im Rahmen des KODYACS-Projektes am MPI Mainz fertig gestellt wurde (s. Abschnitt 6.4). Dieser Vergleich könnte dazu beitragen, neue Erkenntnisse über die Wirkung des oberen Rands von E39/C auf die Reflexion vertikal propagierender planetarer Wellen zu gewinnen [Perlwitz und Harnik, 2003]. Zusätzlich könnte ein solcher Vergleich dabei helfen, die Wirkung planetarer Wellen auf die obere Stratosphäre und untere Mesosphäre besser zu quantifizieren.

Die in Kapitel 7 diskutierten Ergebnisse deuten darauf hin, dass die Meeresoberflächentemperaturen in E39/C eine wichtige Rolle für die atmosphärische Dynamik spielen. Deshalb wäre es einerseits wünschenswert, anhand eines Sensitivitätsexperiments die Wirkung einer geänderten SST auf die von E39/C simulierte Dynamik abzuschätzen, indem z.B. alle Rand-

¹Internationaler Workshop CCM2003 zur prozessorientierten Validierung gekoppelter Klima-Chemie-Modelle im Rahmen des SPARC-Projekts (Stratospheric Processes and their Role in Climate) des WCRP (World Climate Research Program), siehe auch unter <http://www.pa.op.dlr.de/workshops/ccm2003/>.

bedingungen des Experiments „2015“ beibehalten werden und nur die SST für „1990“ statt für „2015“ verwendet wird. Andererseits wird der im SCOUT-Projekt geplante Vergleich verschiedener Klima-Chemie-Modelle dazu beitragen, die Fähigkeiten von E39/C besser einzuordnen, was den dynamischen Modellresponse auf die SST betrifft (s. Abschnitt 7.4).

Schließlich bietet es sich an, die Wirkung einer gegenüber E39/C erhöhten horizontalen Auflösung zu untersuchen, was z.B. mit verschiedenen Versionen von ECHAM5 [Roeckner et al., 2003] möglich wäre. Dadurch könnten zum einen extratropische Zyklonen realistischer simuliert und zum anderen die Anregung planetarer Wellen an einer genaueren Modellorografie verbessert werden.

Eine wichtige noch ausstehende Arbeit wird darin bestehen, die in dieser Arbeit vorgestellten und angewendeten Analyseverfahren zu einem Softwarepaket zu schnüren, das einfach zu bedienen ist und nur minimale technische Unterstützung erfordert. Dieses Programmpaket soll in naher Zukunft solchen Gruppen zur Verfügung gestellt werden, die ihre Klima-Chemie-Modelle hinsichtlich der dynamischen Auswirkungen planetarer Wellen untersuchen wollen.

Abkürzungsverzeichnis

AMIP	Atmospheric Model Intercomparison Project
CDK	Charney-Drazin-Kriterium
CHEM	Chemie-Modul, MPI Mainz
DJF	Dezember-Januar-Februar
E39/C	ECHAM.L39(DLR)/CHEM
ECHAM	Klimamodell, MPI Hamburg
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
ENSO	El Niño-Southern Oscillation
ERA	ECMWF-Reanalysen
FCKW	Fluorchlorkohlenwasserstoffe
GPH	Geopotenzielle Höhe
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
JJA	Juni-Juli-August
KODYACS	Kopplung von Dynamik und Chemie in der Stratosphäre
MAECHAM	Mittelatmosphären-ECHAM
NAO	Nordatlantische Oszillation
NH	Nordhemisphäre
PV	Potenzielle Vorticity
SH	Südhemisphäre
SST	Sea Surface Temperature
T30	Horizontale Modellauflösung ($3.75^\circ \times 3.75^\circ$)
WFA	Wellenzahl-Frequenz-Analyse
CH ₄	Methan
CO ₂	Kohlendioxid
N ₂ O	Lachgas

Literaturverzeichnis

- Ambaum, M. H. P. und B. J. Hoskins, 2002: The NAO troposphere-stratosphere connection. *J. Climate*, **15**, 1969–1978.
- Andrews, D. G., J. R. Holton und C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press.
- Asselin, R., 1972: Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487–490.
- Austin, J., D. Shindell, S. R. Beagley, C. Brühl, M. Dameris, E. Manzini, T. Nagashima, P. Newman, S. Pawson, G. Pitari, E. Rozanov, C. Schnadt und T. G. Shepherd, 2003: Uncertainties and assessments of chemistry-climate models of the stratosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 1–27.
- Benkovitz, C. M., M. T. Scholtz, J. Pacyna, L. Tarrason, J. Dignon, E. C. Voldner, P. A. Spiro, J. A. Logan und T. E. Graedel, 1996: Global gridded inventories of anthropogenic emissions of sulfur and nitrogen. *J. Geophys. Res.*, **101**, 29239–29253.
- Blackman, R. B. und J. W. Tukey, 1958: *The measurement of power spectra from the point of view of communication engineering*. Dover Publications, New York.
- Blackmon, M. L., 1976: A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1607–1623.
- Blackmon, M. L. und N.-C. Lau, 1980: Regional characteristics of the northern hemisphere wintertime circulation: A comparison of the simulation of a GFDL general circulation model with observations. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 497–514.
- Boer, G., K. Arpe, M. Blackburn, M. Deque, W. L. Gates, T. L. Hart, H. LeTreut, E. Roeckner, D. A. Sheinin, I. Simmonds, R. N. B. Smith, T. Tokioka, R. T. Wetherald und D. Williamson, 1992: Some results from an intercomparison of the climates simulated by 14 general circulation models. *J. Geophys. Res.*, **97**, 12771–12786.
- Bourke, W., 1988: Spectral methods in global climate and weather prediction models. In *Schlesinger, NATO ASI Series*, Seiten 169–220.
- Brühl, C. und P. J. Crutzen, 1993: MPIC Two-dimensional model. In: *The atmospheric effect of stratospheric aircraft, NASA Ref. Publ. 1292* (eds: M.J. Prather and E.E. Remsberg), Seiten 103–104.

- Burg, J. P., 1978: A new technique for time series data. *In Childers, IEEE Press*, Seiten 34–41.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteorol.*, **4**, 135–163.
- Charney, J. G. und P. G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83–109.
- Charney, J. G. und A. Eliassen, 1949: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, **1**, 38–54.
- Childers, D. G. (Hrsg.), 1978: *Modern Spectrum Analysis*. IEEE Press (reprint series), New York.
- Claussen, M., U. Lohmann, E. Roeckner und U. Schulzweida, 1994: A global data set of land-surface parameters. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany, Report 135*.
- Dickinson, R. E., 1968: Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984–1002.
- Dörnbrack, A., 2004: *persönliche Mitteilung*. DLR Oberpfaffenhofen.
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.
- Eliassen, A. und E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys. Publikasjoner*, **22**, 1–23.
- Farrell, B., 1982: The initial growth of disturbances in a baroclinic flow. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1663–1686.
- Fleer, H., 1983: Das Kreuzspektrum. *promet*, **1/2**, 30–34.
- Gates, W. L., 1992: AMIP: The atmospheric model intercomparison project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **73**, 1962–1970.
- Gates, W. L., J. S. Boyle, C. Covey, C. G. Dease, C. M. Doutriaux, R. Drach, M. Fiorino, P. J. Gleckler, J. J. Hnilo, S. M. Marlais, T. J. Phillips, G. L. Potter, B. D. Santer, K. R. Sperber, K. E. Taylor und D. N. Williams, 1999: An overview of the results of the atmospheric model intercomparison project (AMIP I). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **80**, 29–55.
- Gibson, J. K., P. Kallberg, S. Uppala, A. Hernandez, A. Nomura und E. Serrano, 1997: ERA description. *ECMWF Re-Analysis Project Report Series*, **1**, 1–72.
- Günther, G. und M. Dameris, 1995: Air mass exchange across the polar vortex edge during a simulated stratospheric warming. *Ann. Geophys.*, **13**, 745–756.
- Hartmann, D. L., 1979: Baroclinic instability of realistic zonal mean states to planetary waves. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1226–2349.

- Hayashi, Y., 1977: On the coherence between progressive and retrogressive waves and a partition of space-time power-spectra into standing parts. *J. Meteor. Soc. Japan*, **16**, 368–373.
- Hayashi, Y., 1979: A generalized method of resolving transient disturbances into standing and traveling waves by space-time spectral analysis. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1017–1029.
- Hayashi, Y., 1982: Space-time spectral analysis and its applications to atmospheric waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 156–171.
- Hayashi, Y. und D. G. Golder, 1977: Space-time spectral analysis of mid-latitude disturbances appearing in a GFDL general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 237–262.
- Hein, R., M. Dameris, C. Schnadt, C. Land, V. Grewe, I. Köhler, M. Ponater, R. Sausen, B. Steil, J. Landgraf und C. Brühl, 2001: Results of an interactively coupled atmospheric chemistry-general circulation model: Comparison with observations. *Ann. Geophys.*, **19**, 435–457.
- Held, I. M., M. Ting und H. Wang, 2002: Northern winter stationary waves: theory and modeling. *J. Climate*, **15**, 2125–2144.
- Hirooka, T. und I. Hirota, 1985: Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part II: Second antisymmetric and symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 536–548.
- Hirota, I. und T. Hirooka, 1984: Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part I: First symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1253–1267.
- Holton, J. R., 1992: *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, San Diego, USA.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood und L. Pfister, 1985: Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, **33**, 403–439.
- Hurrell, J. W., 1995: Decadal trends in the North Atlantic Oscillation and relationships to regional temperature and precipitation. *Science*, **269**, 676–679.
- Hurrell, J. W., 2003: Climate variability: North Atlantic and Arctic Oscillation. J. Holton, J. Pyle und J. Curry (Hrsg.). *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, Seiten 439–445.
- IPCC, 1990: *Climate change, The IPCC Scientific Assessment*. J. T. Houghton et al. (Hrsg.). Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- IPCC, 1996: *Climate Change 1995, The science of climate change*. J. T. Houghton et al. (Hrsg.). Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- IPCC, 1999: *Aviation and the global atmosphere*. J.E. Penner, D.H. Lister, D.J. Griggs, D.J. Dokken und M. McFarlane (Hrsg.). Cambridge University Press, Cambridge, UK.

- IPCC, 2001: *Climate Change 2001: The Scientific Basis*. J. T. Houghton et al. (Hrsg.). Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Jakobs, H. J. und H. Hass, 1987: Normal modes as simulated in a three-dimensional circulation model of the middle atmosphere including regional gravity wave activity. *Ann. Geophys.*, **5A**, 103–114.
- James, I. N., 1994: *Introduction to Circulating Atmospheres*. Cambridge University Press.
- Juckes, M. N. und M. E. McIntyre, 1987: A high-resolution one-layer model of breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature*, **338**, 590–596.
- Kasahara, A., 1976: Normal modes of ultra-long waves in the atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 669–690.
- Klawe, M., 1998: Ursachen für die Änderungen der transienten Wellen in einem anthropogen veränderten Klima. Diplomarbeit, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln.
- Krüger, K., B. Naujokat und K. Labitzke, 2004: The unusual midwinter warming in the southern hemisphere stratosphere 2002: a comparison to northern hemisphere phenomena. *J. Atmos. Sci.*, **akzeptiert**.
- Labitzke, K., 1981: The amplification of height wave 1 in January 1979: a characteristic precondition for the major warming in February. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 983–989.
- Lamb, H., 1917: On waves in an elastic plate. *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, **93**, 114–128.
- Land, C., 1999: *Untersuchungen zum globalen Spurenstofftransport mit dem Atmosphärenmodell ECHAM4.L39(DLR)*. Dissertation, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München. verfügbar als Forschungsbericht 1999-32, DLR Köln.
- Land, C., J. Feichter und R. Sausen, 2002: Impact of vertical resolution on the transport of passive tracers in the ECHAM4 model. *Tellus*, **54**, 344–360.
- Land, C., M. Ponater, R. Sausen und R. Roeckner, 1999: The ECHAM4.L39(DLR) atmosphere GCM, Technical description and model climatology. *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Köln, Forschungsbericht Nr. 31*, ISSN 1434–8454.
- Lin, B.-D., 1982: The behavior of winter stationary planetary waves forced by topography and diabatic heating. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1206–1226.
- Longuet-Higgins, H. C., 1968: The eigenfunctions of Laplace's tidal equation over a sphere. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **269**, 511–607.
- Lorenz, E. N., 1955: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, **7**, 157–167.
- Madden, R., 1979: Observations of large-scale traveling Rossby waves. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**, 1935–1949.

- Manzini, E. und J. Feichter, 1999: Simulation of the SF₆ tracer with the middle atmosphere MAECHAM4 model: Aspects of the large-scale transport. *J. Geophys. Res.*, **104**, 31097–31108.
- Manzini, E. und N. A. McFarlane, 1998: The effect of varying the source spectrum of a gravity wave parametrization in a middle atmosphere general circulation model. *J. Geophys. Res.*, **103**, 31523–31539.
- Matsuno, T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871–888.
- McIntyre, M. E. und T. N. Palmer, 1983: Breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature*, **305**, 593–600.
- McIntyre, M. E. und T. N. Palmer, 1984: The “surf zone” in the stratosphere. *J. Atm. Terr. Phys.*, **46**, 825–849.
- Mechoso, C. R. und D. L. Hartmann, 1982: An observational study of traveling planetary waves in the southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1921–1935.
- Miller, M. J., T. N. Palmer und R. Swinbank, 1989: Parameterization and influence of subgrid-scale orography in general circulation and numerical weather prediction models. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **40**, 84–109.
- Miyoshi, Y., 1999: Numerical simulation of the 5-day and 16-day waves in the mesopause region. *Earth Planets Space*, **51**, 763–772.
- Miyoshi, Y. und T. Hirooka, 1999: A numerical experiment of excitation of the 5-day wave by a GCM. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1698–1707.
- Newman, P. A. und E. R. Nash, 2000: Quantifying the wave driving of the stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **105**, 12485–12497.
- Paeth, H., M. Latif und A. Hense, 2003: Predictability of 20th century NAO variability. *Clim. Dyn.*, **21**, 63–75.
- Palmer, T. N., G. J. Shutts und R. Swinbank, 1986: Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **112**, 1001–1039.
- Park, S. K. und K. W. Miller, 1988: Random number generators: good ones are hard to find. *Comm. of the ACM*, **31 (10)**, 1192–1201.
- Pawson, S. und T. Kubitz, 1996: Climatology of planetary waves in the northern stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **101**, 16987–16996.
- Peixoto, J. P. und A. H. Oort, 1992: *Physics of climate*. Springer-Verlag.
- Perlwitz, J. und H.-F. Graf, 1995: The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of the northern hemisphere in winter. *J. Climate*, **8(10)**, 2281–2295.

- Perlwitz, J. und N. Harnik, 2003: Observational evidence of a stratospheric influence on the troposphere by planetary wave reflection. *J. Climate*, **16**, 3011–3026.
- Phillips, N. A., 1954: Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model. *Tellus*, **6**, 273–286.
- Randel, W. J., 1988: The seasonal evolution of planetary waves in the southern hemisphere stratosphere and troposphere. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **114**, 1385–1409.
- Reithmeier, C. und R. Sausen, 2002: ATTILA - Atmospheric Tracer Transport in a Lagrangian Model. *Tellus*, **54B**, 278–299.
- Rind, D., R. Suozzo, N. K. Balachandran und M. Prather, 1990: Climate change and the middle atmosphere. Part I: The doubled CO₂ climate. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 475–494.
- Rodgers, C. D. und A. J. Prata, 1981: Evidence for a traveling two-day wave in the middle atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9661–9664.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, S. Brinkop, L. Dümenil, M. Esch, E. Kirk, F. Lunkeit, M. Ponater, B. Rockel, R. Sausen, U. Schlese, , S. Schubert und M. Windelband, 1992: Simulation of the present-day climate with the ECHAM Model: Impact of model physics and resolution. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany, Report 93*.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dümenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese und U. Schulzweida, 1996: The atmospheric general circulation model ECHAM4: Model description and simulation of present-day climate. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany, Report 218*, ISSN 0937–1060.
- Roeckner, E., L. Bengtsson, J. Feichter, J. Lelieveld und H. Rodhe, 1999: Transient climate change simulations with a coupled atmospheric ocean GCM including the tropospheric sulfur cycle. *J. Climate*, **12**, 3004–3032.
- Roeckner, E., G. Bäuml, 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, 2003: The atmospheric general circulation model ECHAM5 – Part 1. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany, Report 349*, ISSN 0937–1060.
- Rogers, J. C., 1997: North Atlantic storm track variability and its association to the North Atlantic Oscillation and climate variability of Northern Europe. *J. Climate*, **10(7)**, 1635–1647.
- Rossby, C.-G., 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Mar. Res.*, **2**, 38–55.
- Santer, B. D., R. Sausen, T. M. L. Wigley, J. S. Boyle, K. AchutaRao, C. Doutriaux, J. E. Hansen, G. A. Meehl, E. Roeckner, R. Ruedy, G. Schmidt und K. E. Taylor, 2003: Behavior of tropopause height and atmospheric temperature in models, reanalyses, and observations: Decadal changes. *J. Geophys. Res.*, **108(D1)**, 4002, doi:10.1029/2002JD002258.

- Schlesinger, M. E. (Hrsg.), 1988: *Physically-based modelling and simulation of climate and climatic change - Part I*, Band C 243 von *NATO ASI Series*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Schmitt, A. und B. Brunner, 1997: Emissions from aviation and their development over time. In: *Pollutants from air traffic – results from atmospheric research 1992–1997*, DLR-Mitteilungen, 97–04, DLR Köln, Seiten 37–52.
- Schnadt, C., 2001: *Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der stratosphärischen Ozonschicht mit einem interaktiv gekoppelten Klima-Chemie-Modell*. Dissertation, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München. verfügbar als Forschungsbericht 2001-19, DLR Köln.
- Schnadt, C. und M. Dameris, 2003: Relationship between North Atlantic Oscillation changes and stratospheric ozone recovery in the Northern Hemisphere in a chemistry-climate model. *Geophys. Res. Lett.*, **30**(9), 1487–1490.
- Schnadt, C., M. Dameris, M. Ponater, R. Hein, V. Grewe und B. Steil, 2002: Interaction of atmospheric chemistry and climate and its impact on stratospheric ozone. *Clim. Dyn.*, **18**, 501–517.
- Senior, C. A., 1995: The dependence of climate sensitivity on the horizontal resolution of a GCM. *J. Climate*, **8**, 2860–2880.
- Simmons, A. J. und L. Bengtsson, 1984: Atmospheric general circulation models: their design and use for climate studies. In *J. T. Houghton (Hrsg.), The Global Climate*. Cambridge Univ. Press, London, Seiten 37–62.
- Simmons, A. J. und D. M. Burridge, 1981: An energy and angular-momentum conserving vertical finite difference scheme and hybrid vertical coordinates. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 758–766.
- Simmons, A. J. und J. K. Gibson, 2000: The ERA-40 Project Plan. *ECMWF ERA-40 Project Report Series*, **1**, 1–63.
- Smagorinsky, J., 1953: The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **79**, 342–366.
- Smith, A. K., 1983: Stationary waves in the winter stratosphere: seasonal and interannual variability. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 245–261.
- Speth, P. und R. A. Madden, 1983: Space-time spectral analyses of northern hemisphere geopotential heights. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1086–1100.
- Steil, B., C. Brühl, E. Manzini, P. J. Crutzen, J. Lelieveld, P. J. Rasch, E. Roeckner und K. Krüger, 2003: A new interactive chemistry climate model. 1: Present day climatology and interannual variability of the middle atmosphere using the model and 9 years of HALOE/UARS data. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4290, doi:10.1029/2002JD002971.

- Steil, B., M. Dameris, C. Brühl, P. J. Crutzen, V. Grewe, M. Ponater und R. Sausen, 1998: Development of a chemistry module for GCMs: first results of a multiannual integration. *Ann. Geophys.*, **16**, 205–228.
- Stendel, M. und E. Roeckner, 1998: Impacts of horizontal resolution on simulated climate statistics in ECHAM4. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany, Report 253*, ISSN 0937–1060.
- Thompson, D. W. J. und J. M. Wallace, 1998: The Arctic Oscillation signature in the winter-time geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.
- Tibaldi, S., F. D’Andrea, E. Tosi und E. Roeckner, 1997: Climatology of northern hemisphere blocking in the ECHAM model. *Clim. Dyn.*, **13**, 649–666.
- Ting, M. F., H. L. Wang und L. H. Yu, 2001: Nonlinear stationary wave maintenance and seasonal cycle in the GFDL R30 GCM. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2331–2354.
- Williamson, D. L. und P. J. Rasch, 1994: Water vapor transport in the NCAR CCM2. *Tellus*, **46**, 34–51.
- Wu, D. L. und J. H. Jiang, 2002: MLS observations of atmospheric gravity waves over Antarctica. *J. Geophys. Res.*, **107(D24)**, 4773, doi:10.1029/2002JD002390.
- Zangvil, A., 1977: On the presentation and interpretation of spectra of large-scale disturbances. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1469–1473.
- Zhou, S., M. E. Gelman, A. J. Miller und J. P. McCormack, 2000: An inter-hemisphere comparison of the persistent stratospheric polar vortex. *Geophys. Res. Lett.*, **27(8)**, 1123–1126.

Danksagung

Mein besonders herzlicher Dank gilt PD Dr. Martin Dameris vom DLR Oberpfaffenhofen für die interessante Themenstellung und für die hervorragende Betreuung in allen Stadien der Arbeit. Deine engagierte Unterstützung habe ich jederzeit als beispielhaft empfunden.

Ich danke auch Prof. Dr. Martin Riese von der Bergischen Universität Wuppertal herzlich für die Begutachtung meiner Arbeit und für die zahlreichen Hilfestellungen im Zusammenhang mit dem Promotionsverfahren. Es ist schwer vorstellbar, dass ein Promotionsverfahren noch schneller und reibungsloser durchgeführt werden könnte, als es mit Deiner Hilfe der Fall war.

Vielen Dank auch an Prof. Dr. Klaus-Ulrich Großmann und Prof. Dr. Peter Grassberger von der Bergischen Universität Wuppertal für ihre Bereitschaft, als Prüfer in meiner Promotionsprüfung zu fungieren. Ihr Interesse und Ihre Freundlichkeit haben viel dazu beigetragen, den Tag meiner Prüfung erfolgreich zu gestalten.

Kaffee- und Mittagspausen, sinnvolle Gespräche zur Erweiterung des persönlichen und fachlichen Horizonts und sinnlose zur Entspannung, Hilfe bei Bürokratie- sowie Hard- und Softwareproblemen, aufmunternde Worte und vieles mehr – all das wäre nicht möglich gewesen ohne eine Reihe netter und hilfsbereiter Kollegen vor allem der Abteilung 1 am Institut für Physik der Atmosphäre. Ich werde die letzten $5\frac{1}{2}$ Jahre in sehr guter Erinnerung behalten.

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung und Ermutigung in den letzten Jahren sowie meiner Frau Karina, die jederzeit ein offenes Ohr für meine Ausschweifungen zum Thema und mein gelegentliches Gejammer hatte und die mich durchgehend konstruktiv unterstützt hat.