

Diagnose der Residuumszirkulation und ihre Bedeutung für die Klimavariabilität der Stratosphäre

Dissertation
zur Erlangung des Grades
“Doktor
der Naturwissenschaften”

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Hermann Asensio
geb. am 21. Januar 1974
in Neuburg an der Donau

Mainz, April 2010

Tag der mündlichen Prüfung: 5. November 2010

D77 - Mainzer Dissertation

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung	1
1.2	Motivation	2
1.3	Überblick	3
2	Grundlagen	4
2.1	Stratosphäre	4
2.2	Wellenausbreitung und Wechselwirkung mit dem Grundzustand .	5
2.3	TEM Gleichungen	6
2.4	ERA-40 Reanalysen	8
3	Spezifische Phänomene und Prozesse in der Stratosphäre	10
3.1	Transport in der mittleren Atmosphäre	10
3.2	Die quasi-zweijährige Schwingung QBO	12
3.3	Plötzliche Stratosphärenenerwärmungen	15
3.4	Sonnenfleckenzyklus	16
3.5	NAO und NAM	18
4	Methode zur Diagnose der Residuumszirkulation	19
4.1	Ausbreitung und Brechen planetarer Wellen in der Stratosphäre .	19
4.1.1	Modellgleichungen	20
4.1.2	Modifiziertes Matsunomodell mit Parametrisierung von Wellenbrechen	22
4.1.3	Randbedingungen	24
4.2	Eliassen-Palm-Fluss Diagnostik	25
4.3	Diagnostik der Residuumszirkulation	30
4.3.1	„Downward Control“	30
4.3.2	Verallgemeinertes Verfahren der Diagnose für endliche Zeitskalen	31
5	Anwendung der Diagnose der Residuumszirkulation auf ERA-40 Daten	35
5.1	Einfluss der QBO	37
5.1.1	Resultate	38
5.1.2	Diskussion	38

5.2	Einfluss der NAO	41
5.2.1	Resultate	42
5.2.2	Diskussion	43
5.3	Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus	45
5.3.1	Resultate	46
5.3.2	Diskussion	50
5.4	Zusammenhang Residuumszirkulation und Polartemperatur . . .	50
5.4.1	Diskussion	53
6	Zusammenfassung und Ausblick	55

Kurzfassung

Mit einem in dieser Arbeit entwickelten Diagnose-Werkzeug wird im Rahmen eines einfachen mechanistischen Modells die Residuumszirkulation in der Stratosphäre ermittelt. Die Residuumszirkulation wird als eine Schlüsselgröße für die Klimavariabilität der Stratosphäre angesehen. Für die Diagnose wird mit einem mechanistischem Modell die Ausbreitung und das Brechen planetarer Wellen beschrieben und der daraus resultierende Wellenantrieb bestimmt. Dieser Wellenantrieb wird verwendet, um mit der numerischen Lösung einer elliptischen Differentialgleichung die Residuumszirkulation zu berechnen.

Dieses Diagnose-Werkzeug wird genutzt, um in atmosphärischen Reanalyse-daten den Zusammenhang der Residuumszirkulation mit verschiedenen Moden stratosphärischer Klimavariabilität zu untersuchen. Während für unterschiedliche Phasen der quasi-zweijährigen Schwingung und der Nordatlantischen Oszillation die Residuumszirkulation deutliche Unterschiede aufzeigt, kann ein Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auf die Residuumszirkulation nicht eindeutig nachgewiesen werden. Eine Datenstudie zeigt, dass in den Wintermonaten Dezember und Januar die Stärke der Residuumszirkulation mit der Temperatur der unteren polaren Stratosphäre signifikant korreliert ist.

Abstract

In this thesis a diagnostic toolbox is developed within the framework of a simplified mechanical model in order to determine the residual circulation in the stratosphere. The residual circulation is regarded as a key quantity in the climate variability of the stratosphere. For the diagnostics a mechanical model is used as a tool to describe both the propagation and dissipation of planetary waves and to calculate the resulting wave drag. This wave drag serves as the input for the numerical solution of an elliptical differential equation which gives the residual circulation.

This diagnostic toolbox is used to analyse in atmospheric reanalyses data the relationship of the residual circulation with different modes of stratospheric climate variability. Different phases of the Quasi-Biennial Oscillation and the North Atlantic Oscillation show a distinct impact on the residual circulation, but a clear evidence of an influence of the 11-year solar cycle on the residual circulation can not be given. A data study shows a significant correlation in the winter month december and january of the strength of the residual circulation with the temperature of the lower polar stratosphere.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung

In der Stratosphäre wird mit der Residuumszirkulation Luft aus den Tropen zu den Polen transportiert, wo diese absinkt. Durch das Absinken befindet sich die Stratosphäre nicht in einem Zustand des Strahlungsgleichgewichtes, auch bei der Verteilung von Spurengasen wie Ozon spielt diese Zirkulation eine wichtige Rolle. Damit prägt die Residuumszirkulation den mittleren Zustand der Stratosphäre und kann als eine Schlüsselgröße zum Verständnis der Klimavariabilität der Stratosphäre angesehen werden.

Das Klima der Stratosphäre zeigt ein beträchtliches Maß an Variabilität, die teilweise durch interne Prozesse beschrieben werden kann, die aber auch extern angeregt wird. Ein Beispiel für die interne Variabilität ist die quasi-zweijährige Schwingung des stratosphärischen Windes am Äquator (QBO, quasi-biennial oscillation). Externe Einflüsse auf die Stratosphäre sind z. B. Vulkanausbrüche oder der 11-jährige Sonnenfleckenzyklus.

Die verschiedenen Moden der stratosphärischen Klimavariabilität sind nicht voneinander unabhängig. So scheint es zwischen dem 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus und der QBO einen Zusammenhang zu geben (siehe Labitzke, 2005; Labitzke und H. van Loon, 1988; Matthes et al., 2004; Matthes, 2003). Das Windregime in der äquatorialen Stratosphäre beeinflusst auch die plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen des Polarwirbels im Winter (Gray et al., 2001). Die Ausbreitung der stationären planetaren Wellen in der Stratosphäre ist durch die Phase der QBO beeinflusst (Hauck, 1997; Hauck und Wirth, 2001) und scheint auch mit der Phase des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus verbunden zu sein (Braesicke, 1994).

Die Ausbreitung und das Brechen planetarer Wellen in der Stratosphäre hat ebenfalls einen Einfluss auf die Temperatur und Stärke des Polarwirbels (Newman et al., 2001). Die Stärke des stratosphärischen Polarwirbels steht wie-

derum in Zusammenhang mit der Arktischen Oszillation (AO) und der Nordatlantischen Oszillation (NAO) in der Troposphäre (Baldwin und Dunkerton, 2001). Durch das Brechen der planetaren Wellen in der Stratosphäre wird die Residuumszirkulation induziert (Haynes et al., 1991), die auch eine wichtige Rolle im Stratosphären-Troposphären Austausch spielt (Holton et al., 1995).

1.2 Motivation

Die genannten Phänomene und Windregime in der Stratosphäre beeinflussen die Residuumszirkulation bzw. werden von dieser beeinflusst. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, ein Werkzeug zu entwickeln, um die Residuumszirkulation explizit zu diagnostizieren. In Haynes et al. (1991) wird dies mit dem „downward control“ Prinzip gelöst für einen stationären Grenzfall, in dieser Arbeit wird die Diagnostik der Residuumszirkulation für endliche Zeitskalen verallgemeinert. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es, diese Diagnostik auf Reanalysedaten anzuwenden um die Zusammenhänge zwischen der Residuumszirkulation und anderen klimatologisch wichtigen Parameter wie der QBO, der NAO und des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus zu untersuchen.

Die Residuumszirkulation wird im Lagrangeschen Sinne „Brewer Dobson Zirkulation“ genannt, in dieser Arbeit wird die Residuumszirkulation näherungsweise durch die „transformierten Euler-gemittelten Gleichungen“ (TEM Gleichungen) beschrieben (Andrews et al., 1987). Mit Hilfe dieser Gleichungen wird in dieser Arbeit eine elliptische Differentialgleichung aufgestellt, deren Lösung die Residuumszirkulation ergibt. Als Eingangsgrößen für die Lösung dieser Differentialgleichung wird die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses benötigt. Zur Bestimmung dieser Größe, die eine maßgebliche Größe für die Grundstrom-Welle-Wechselwirkung darstellt, wird ein Modell zur Ausbreitung und zum Brechen planetarer Wellen verwendet, und zwar das erweiterte Matsunomodell von Hauck und Wirth (2001). Dieses Modell benötigt neben dem Grundzustand des Windes die Störung des Geopotentials an der Tropopause zur Beschreibung der planetaren Wellen als Eingangsgrößen, als Ergebnis liefert dieses Modell die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses. Wenn also der Grundzustand des Windes sowie die planetaren Wellen bekannt sind kann in zwei Schritten die Residuumszirkulation berechnet werden. In dieser Arbeit werden der Grundzustand des Windes und die Amplitude und Phase der planetaren Wellen vor allem aus Reanalysedaten des ECMWF (ERA-40 Daten) extrahiert, um für die einzelnen Monate der ERA-40 Periode sowie für verschiedene Phasen von QBO, NAO und des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus die Residuumszirkulation zu bestimmen.

1.3 Überblick

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: in Kapitel 2 werden Grundlagen über die Stratosphäre, ein grundlegendes Gleichungssystem für die Dynamik der Stratosphäre und die in dieser Arbeit verwendeten Reanalysedaten (ERA-40) vorgestellt. In Kapitel 3 wird der Stand der Forschung über spezifische Phänomene und Prozesse in der Stratosphäre erörtert, insbesondere wird auf Transportprozesse und den sogenannten Holton-Tan Mechanismus eingegangen. Weiterhin wird ein Überblick gegeben über die Rolle der NAO und des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus in der Stratosphäre. Die Methode zur Diagnose der Residuumszirkulation wird in Kapitel 4 vorgestellt. Dort wird zunächst das erweiterte Matsunomodell zur Beschreibung der Ausbreitung und des Brechens planetarer Wellen vorgestellt und die Diagnostik des Eliassen-Palm-Flusses beschrieben. Anschliessend wird erläutert, wie mit diesen Ergebnissen die Residuumszirkulation durch das Lösen einer elliptischen Differentialgleichung bestimmt wird. In Kapitel 5 wird diese Methode zur Bestimmung der Residuumszirkulation auf Reanalysedaten angewendet und die Ergebnisse in Bezug auf QBO, der NAO und dem 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus diskutiert und die Korrelation der Stärke der Residuumszirkulation mit der Temperatur der unteren polaren Stratosphäre untersucht. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 6 zusammengefasst und ein Ausblick auf noch lohnende Anwendungen der hier präsentierten Diagnostik der Residuumszirkulation gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Stratosphäre

Die Stratosphäre verdankt ihren Namen der stabilen Schichtung, die durch einen vertikal positiven Temperaturgradienten charakterisiert wird. Dieser Temperaturgradient wird im wesentlichen durch die Ozonkonzentration hervorgerufen, die in etwa 35 km Höhe ihr Maximum hat und die solare Einstrahlung im UV-Bereich stark absorbiert. Unterhalb der Stratosphäre liegt die Troposphäre, die bis zum Erdbodenfläche reicht, die Grenze zwischen Stratosphäre und Troposphäre wird Tropopause genannt. Aufsteigende Luftpakte in der Troposphäre werden durch die stabile Schichtung ab der Tropopausenregion abgebremst und können nicht weiter konvektiv aufsteigen. Die Stratopause begrenzt die Stratosphäre nach oben und bezeichnet die Grenze zur Mesosphäre, in der die Temperatur mit der Höhe wieder abnimmt.

Im Winter der jeweiligen Hemisphäre bildet sich in der Stratosphäre ein starker Polarnachtstrahlstrom mit hohen Windgeschwindigkeiten von teilweise über 50ms^{-1} , siehe auch Abbildung 2.1. Gezeigt wird dort eine Klimatologie des zonalgemittelten Zonalwindes \bar{u} , die aus den ERA-40 Daten für den Monat Dezember erstellt wurde. In der oberen Stratosphäre in der Südhemisphäre herrschen für diesen Monat die Ostwinde vor, während die Nordhemisphäre durch den Polarnachtstrahlstrom geprägt wird. Der Polarnachtstrahlstrom begrenzt den Polarwirbel. Auf der Südhalbkugel ist der Polarwirbel im südhemisphärischen Winter deutlich stärker ausgeprägt als auf der Nordhalbkugel im nordhemisphärischen Winter. Gelegentlich wird der Polarwirbel durch vertikale Ausbreitung von Wellen aus der Troposphäre stark gestört, so dass er zusammenbricht und es zu den sogenannten plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen kommt. Dieses Phänomen tritt vor allem in der Nordhemisphäre auf, weitere Details zu den plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen sind im Abschnitt 3.3 zu finden.

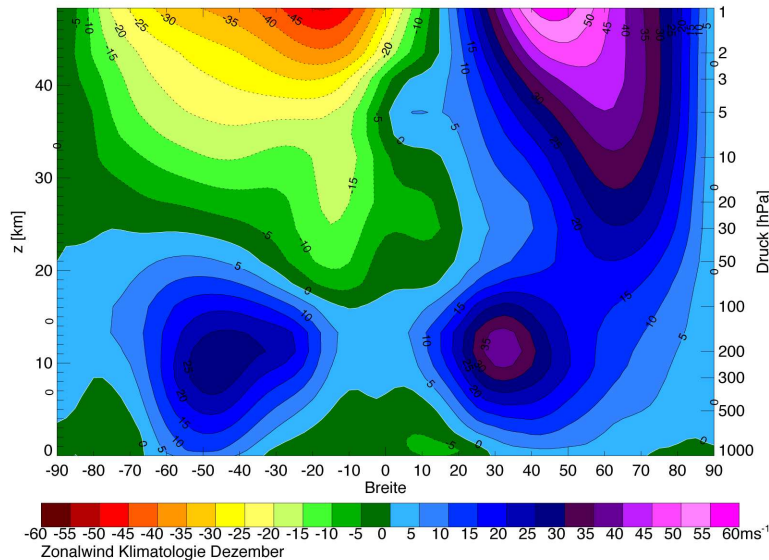


Abbildung 2.1: Klimatologie des zonalgemittelten Zonalwindes \bar{u} für den Monat Dezember erstellt aus den ERA-40 Daten. Die subtropischen Strahlströme in der oberen Troposphäre in 200 hPa Höhe sind gut zu erkennen, das Maximum der Windgeschwindigkeit findet sich in der Stratosphäre in dem Polarnachtstrahlstrom in der Nordhemisphäre.

In der oberen äquatorialen Stratosphäre wechseln sich Windregimes mit West- und Ostwinden mit einer halbjährigen Periode ab (semi-annual oscillation SAO), in der unteren äquatorialen Stratosphäre wird eine quasi-zweijährige Schwingung der Windrichtungen beobachtet (quasi-biennial oscillation, QBO). Die QBO bestimmt nicht nur das Windregime in der unteren äquatorialen Stratosphäre, sondern beeinflusst über Wechselwirkungen des Grundstroms mit atmosphärischen Wellen die globale Dynamik der Atmosphäre (Baldwin et al., 2001), siehe auch Abschnitte 3.2 und 5.1.

2.2 Wellenausbreitung und Wechselwirkung mit dem Grundzustand

In der Atmosphäre gibt es verschiedene Formen von Wellenbewegungen, die mit Wärme- und Impulsflüssen verknüpft sind. Als Wellen werden hier Abweichungen von einem Grundzustand bezeichnet, wobei unter Grundzustand eine in der Regel stationäre Lösung der Bewegungsgleichung gemeint ist. Die Wellen können je nach ihren Eigenschaften in verschiedene Typen eingeordnet werden. Bei den Schwerewellen ist die Rückstellkraft die Auftriebskraft bzw. die Schwerkraft. Die planetaren Wellen oder die Rossby-Wellen ergeben sich aus der Kugelgestalt

der Erde und der Erdrotation.

Die Schwerewellen breiten sich vertikal bis in die Mesosphäre aus, bis sie aufgrund abnehmender Dichte der Atmosphäre instabil werden und brechen. Dadurch wird Impuls meist von der Erdoberfläche oder unteren Atmosphärenschichten bis in die obere Atmosphäre transportiert.

Planetare Wellen werden in der Troposphäre z. B. durch die Überströmung von Gebirgen angeregt und können sich horizontal und vertikal ausbreiten. Die planetaren Wellen können auch durch Erhaltung der potentiellen Vorticity beschrieben werden, siehe Kapitel 4.1. Die planetaren Wellen können sich aber nicht beliebig ausbreiten, sondern werden unter bestimmten Bedingungen des Grundstroms an sogenannten kritischen Linien instabil und brechen, was eine Wechselwirkung der Welle mit dem Grundzustand darstellt.

2.3 TEM Gleichungen

Grundlegende Eigenschaften der Stratosphäre können mit den sogenannten TEM Gleichungen (Transformed Eulerian Mean Equations) beschrieben werden. In der Notation von Andrews et al. (1987) in quasigeostrophischer Näherung und in Kugelkoordinaten lauten sie:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* - \bar{X} = \frac{\nabla \cdot \vec{F}}{\rho_0 a \cos \phi}, \quad (2.3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{w}^* \theta_{0z} - \bar{Q} = 0, \quad (2.3.2)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v}^* \cos \phi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0, \quad (2.3.3)$$

$$f \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{aH} e^{\frac{-\kappa z}{H}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} = 0. \quad (2.3.4)$$

Diese zonalgemittelten Gleichungen haben als Koordinatenachsen die geographische Breite ϕ und die Höhe z ,

$$z \equiv -H \ln \left(\frac{p}{p_s} \right),$$

mit der Skalenhöhe H , dem Druck p und einem Referenzdruck p_s . Die Zeit wird hier mit t bezeichnet, a steht für den Erdradius, $\rho_0 = \rho_0(z)$ ist das Dichteprofil der Atmosphäre. θ ist die potentielle Temperatur, $\theta_0 = \theta_0(z)$ ist ein Referenzprofil der potentiellen Temperatur, die Schreibweise θ_{0z} steht für $\frac{d\theta_0}{dz}$. Der Coriolisparameter f ist hier

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (2.3.5)$$

mit der Rotationsgeschwindigkeit der Erde Ω . Für die Notation der TEM Gleichungen wurde die *mittlere Residuumszirkulation* (\bar{v}^*, \bar{w}^*) definiert als

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} \right) \quad (2.3.6)$$

und

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos \phi \frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} \right). \quad (2.3.7)$$

Der Überstrich $\bar{}$ über einer Größe bezeichnet deren zonales Mittel, die Abweichungen davon werden mit einem $'$ gekennzeichnet, also

$$v'(\lambda, \phi, z, t) = v(\lambda, \phi, z, t) - \bar{v}(\phi, z, t)$$

für den Meridionalwind v , mit λ als geographischer Länge, und

$$w'(\lambda, \phi, z, t) = w(\lambda, \phi, z, t) - \bar{w}(\phi, z, t)$$

für den Vertikalwind w . In der Impulsgleichung 2.3.1 steht \bar{u} für den zonalgemittelten Zonalwind und \bar{X} bezeichnet weitere nicht konservative Kräfte. Der Eliassen-Palm Fluss \vec{F} in Gleichung 2.3.1 ist gegeben durch

$$\vec{F} = (0, -\rho_0 a (\cos \phi) \overline{v'u'}, \rho_0 a (\cos \phi) f \overline{v'\theta'}/\theta_{0z}). \quad (2.3.8)$$

Der Term \bar{Q} in der Gleichung 2.3.2 für die potentielle Temperatur steht für diabatische Effekte. In der Gleichung für den thermischen Wind 2.3.4 steht R für die Gaskonstante für trockene Luft und κ ist $\kappa = \frac{R}{C_P} \approx \frac{2}{7}$ mit der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck C_P .

Der Vorteil in der Betrachtung der TEM Gleichungen für die Dynamik der Stratosphäre gegenüber anderen ebenfalls möglichen Gleichungssystemen liegt in dem Term mit der Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses auf der rechten Seite der Impulsgleichung 2.3.1. Nach Andrews et al. (1987) gilt die „Eliassen-Palm Relation“

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot F = D, \quad (2.3.9)$$

mit dem Term D für nichtkonservative Prozesse und der Wellenaktivitätsdichte A . Für konservative Wellen mit stationärer Amplitude sind sowohl $D = 0$ als auch $\frac{\partial A}{\partial t} = 0$ und es gilt hierfür das „Eliassen-Palm Theorem“:

$$\nabla \cdot F = 0 \quad (2.3.10)$$

Damit kann für die TEM Gleichungen 2.3.1, 2.3.2, 2.3.3 und 2.3.4 gezeigt werden, dass für konservative, stationäre Wellen ein möglicher Grundstrom gegeben

ist durch

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \bar{v}^* = \bar{w}^* = 0$$

(Andrews et al., 1987). Dies ist ein Beispiel für das Nichtbeschleunigungs-Theorem von Charney und Drazin („Charney-Drazin Nonacceleration Theorem“): durch eine konservative, stationäre Welle wird der Grundstrom nicht beeinflusst. Physikalische Prozesse, die mit einer Grundstrom-Welle Wechselwirkung verknüpft sind, müssen daher die Voraussetzungen des Nichtbeschleunigungs-Theorems verletzen (Andrews et al., 1987). Ein Beispiel dafür wird in dieser Arbeit näher untersucht, nämlich das Brechen planetare Wellen in der Stratosphäre. Durch diesen Prozess wird $\nabla \cdot F \neq 0$ und es wird eine Residuumszirkulation induziert, siehe Kapitel 4 und 5.

2.4 ERA-40 Reanalysen

Das Europäische Zentrum für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF) erstellt operationell täglich globale Analysen des physikalischen Zustandes der Erdatmosphäre, wie z. B. Felder von Temperatur, Wind, Geopotenzial und Feuchtegrößen. Diese Felder dienen als Anfangszustand für die numerischen Wettervorhersagen. In die Analyse gehen neben den meteorologischen Beobachtungen von Bodenstationen, Bojen, Schiffen, Radiosonden, Flugzeugen und Satelliten auch die vorangegangene Vorhersage als Hintergrund mit in die Analyse ein. Das Assimilationsverfahren im operationellen Betrieb wird ständig verbessert und erweitert, z. B. um neue Satelliten-Sensoren mit zu integrieren.

Für den Zeitraum von September 1957 bis August 2002 wurden am ECMWF mit einem 3-dimensionalen variationellen Datenassimilationsverfahren, der 3D-Var, Reanalysen der Erdatmosphäre neu berechnet. Die so erstellten Felder bilden die ERA-40 Daten (Uppala et al., 2005). Hierbei steht ERA für ECMWF Reanalysen. Diese globalen Analysen liegen in dieser Periode täglich zu den synoptischen Zeitpunkten 00, 06, 12 und 18 UTC vor, bei einer horizontalen Maschenweite von etwa 125 km in einem reduzierten Gauss-Gitter oder einer spektralen Auflösung von T159, und 60 vertikalen Modell-Schichten bis 0.1 hPa. Zusätzlich wurden noch numerische Wettervorhersagen ausgehend von diesen Zeitpunkten archiviert.

Aus diesen Datenmengen wurden weitere Produkte generiert, so sind auch Monatsmittel der atmosphärischen Felder auf einem $2,5^\circ$ Gitter auf 23 Druckflächen verfügbar. Die Druckflächen sind 1000, 925, 850, 775, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10, 7, 5, 3, 2 und 1 hPa.

Die ERA-40 Daten stellen für den Zeitraum von September 1957 bis August 2002 die momentan beste verfügbare Näherung an den tatsächlichen (unbekannten) Zustand der Atmosphäre dar. Dennoch sollte angemerkt werden, dass nicht alle Felder der ERA-40 Reanalysen fehlerfrei sind. In Uppala et al. (2005) wird

explizit auf zwei Probleme hingewiesen. Die Konzentration der Feuchte in den Tropen ist systematisch zu hoch, da für die ERA-40 Reanalysen die Messdaten einiger Satellitensensoren nur über wolkenfreien bzw. regenfreien Gebieten in der Assimilation genutzt werden. In diesen Gebieten ist der Hintergrundzustand der für die Assimilation genutzten Vorhersagen im Vergleich zu den Messdaten zu trocken, was zu einer Erhöhung der Feuchte durch das Assimilationsverfahren führt; zu Problemen kann diese Erhöhung der Feuchte in benachbarten Gebieten ohne Messdaten führen, in denen diese Inkremente verwendet werden. Falls die Feuchte in diesen Gebieten schon im Hintergrundzustand nahe der Sättigungskonzentration ist, kann durch die Datenassimilation auch die Niederschlagsmenge erhöht werden, siehe Uppala et al. (2005). Ein weiteres systematisches Problem der ERA-40 Reanalysen findet sich in dem Vertikalwind. In Uppala et al. (2005) wird festgestellt, dass der Vertikaltransport in der Stratosphäre in den atmosphärischen Feldern der ERA-40 Reanalysen überhöht ist im Vergleich zu Messungen und somit die Brewer-Dobson-Zirkulation zu stark ist. Verifiziert wird dies in Uppala et al. (2005) durch die Ozonkonzentration und der Wasserdampfkonzentration in der Stratosphäre und der Verweildauer der Luft („Alter der Luft“) in der Stratosphäre.

Hier in dieser Arbeit verwende ich den Vertikalwind aus den ERA-40 Reanalysen nicht. Der Grundzustand der Atmosphäre wird in dieser Arbeit durch die Monatsmittel folgender Felder der ERA-40 Reanalysen beschrieben:

- Geopotenzial
- Temperatur
- horizontale Windkomponenten (meridional und zonal).

Kapitel 3

Spezifische Phänomene und Prozesse in der Stratosphäre

In diesem Kapitel wird auf spezifische Phänomene und Prozesse in der Stratosphäre eingegangen und der aktuelle Stand der Forschung wiedergegeben.

3.1 Transport in der mittleren Atmosphäre

Der Abbau des stratosphärischen Ozons ist ein chemischer Prozess, der durch dynamische Prozesse in der Atmosphäre kontrolliert wird (Shepherd, 2008). Dies geschieht direkt durch den Transport von Ozon und durch indirekte Effekte auf die Ozonchemie durch die Temperatur und den Transport von chemischen Spurengasen (Shepherd, 2008). Neben dem Troposphären-Stratosphären Austausch in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre (UTLS, „upper troposphere/lower stratosphere“) entlang von Isentropen spielt auch die Brewer-Dobson Zirkulation, die näherungsweise mit der Residuumszirkulation identisch ist, eine wichtige Rolle in Bezug auf den Transport in der mittleren Atmosphäre (Shepherd, 2007). Diese Zirkulation wird durch das Brechen von planetaren Wellen induziert, weshalb Holton et al. (1995) auch von einer „extra-tropischen wellengetriebenen Pumpe“ sprechen, siehe auch Abbildung 3.1. Durch die Brewer-Dobson Zirkulation kommt es über den Tropen zum Aufsteigen und über den Polen zum Absinken stratosphärischer Luft und es werden Spurenstoffe wie Ozon von den Tropen zu den Polen transportiert. Neben Ozon ist Wasserdampf ein häufig untersuchtes und gemessenes Spurengas in der Stratosphäre, bei dem das interessante Phänomen des „tropischen Magnetband“ (tropical tape recorder) beobachtet wird, siehe Shepherd (2000). Neben der Oxidation von Methan ist der Transport aus der Troposphäre in die tropische Stratosphäre eine wichtige Quelle von stratosphärischem Wasserdampf. Wasserdampf wird in den Tropen

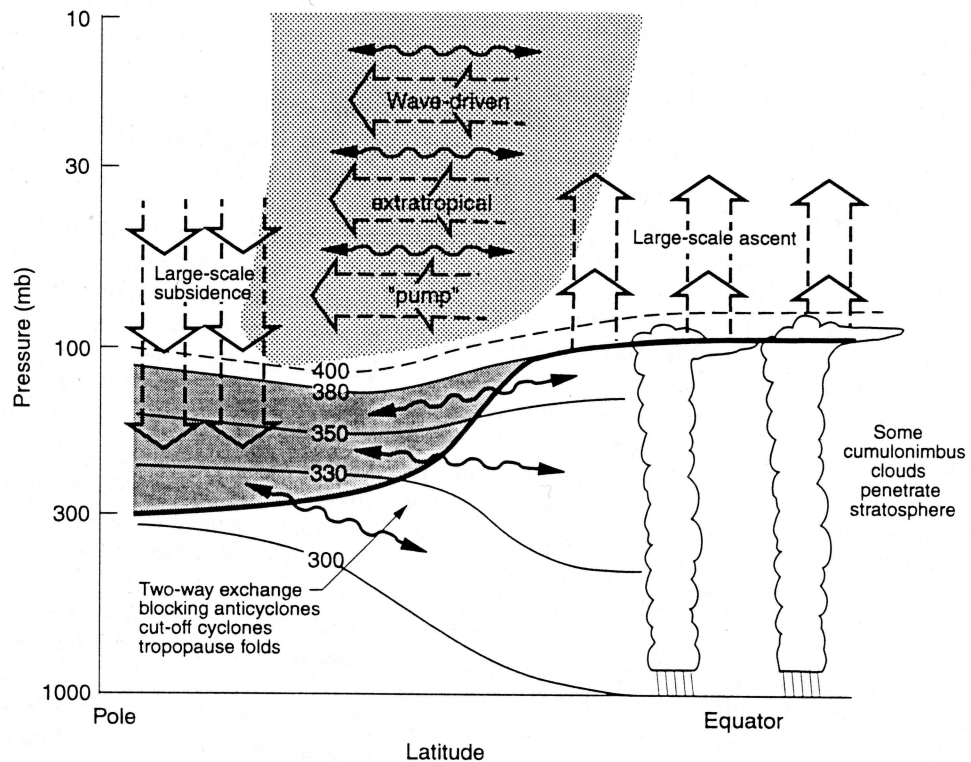


Abbildung 3.1: Dynamische Aspekte des Troposphären-Stratosphären Austausch aus Holton et al. (1995). Die Tropopause ist durch die dicke durchgezogene Linie dargestellt, die dünnen Linien stellen Isentropen, Flächen konstanter potentieller Temperatur, dar mit Markierungen in Kelvin. Entlang der Isentropen ist ein Austausch zwischen der oberen Troposphäre und der im Bild dunkel schattiert dargestellten unteren Stratosphäre möglich, z.B. über Transportprozesse die von Turbulenz, Tropopausenfaltungen oder Kaltlufttropfen hervorgerufen werden. In den Tropen ist es auch möglich, dass durch Konvektion troposphärische Luft durch die Tropopause hindurch in die Stratosphäre gelangt. Die oberen Stratosphäre ist durch meridionalen Transport von den Tropen zu den Polen mit großskaliges Aufsteigen in den Tropen und großskaliges Absinken über den Polen gekennzeichnet. Diese Zirkulation wird durch das Brechen von planetaren Wellen in dem hell schattierten Bereich induziert, die sogenannte extra-tropische wellengetriebene Pumpe („wave-driven extratropical pump“).

durch Konvektion in der Troposphäre in Höhe der Tropopause gebracht, wobei der größte Teil des Wassers durch Niederschlag wieder ausfällt. Die Dehydrationsrate und die verbleibende Wasserdampfkonzentration der Luft, die in die Stratosphäre gelangt, hängt von der Temperatur in der Höhe der Tropopause ab. Da diese Temperatur einen Jahresgang zeigt - mit einem Minimum in nordhemisphärischen Winter und einem Maximum im Sommer - ist in dem aufsteigenden Ast der Brewer-Dobson Zirkulation die Wasserdampfkonzentration dieser Jahresgang aufgeprägt, man könnte auch sagen „aufgezeichnet“, so dass dieses Phänomen „tropisches Magnetband“ genannt wird (Shepherd, 2000).

McLandress und Shepherd (2009) untersuchen mit dem globalen Klimamodell CMAM (Canadian Middle Atmosphere Model) den Einfluss des anthropogenen Klimawandels auf die Brewer-Dobson-Zirkulation. Nach dieser Studie wird eine Verstärkung der Brewer-Dobson Zirkulation in den nächsten 150 Jahren vorhergesagt, McLandress und Shepherd (2009) finden bei detaillierten Untersuchungen der Modellergebnisse des CMAM ein verstärktes Absinken über der Arktis im nordhemisphärischen Winter, aber ein abgeschwächtes Absinken über der Antarktis im südhemisphärischen Frühjahr. Dies führen sie in ihrer Arbeit nach Untersuchungen an der Rolle von Schwerewellen, synoptische Wellen und planetaren Wellen an dem Antrieb der Brewer-Dobson Zirkulation auf Änderungen des Flusses der Wellenaktivität stationärer planetarer Wellen zurück; warum diese Änderungen auf den beiden Hemisphären ein asymmetrisches Verhalten zeigen bleibt eine offene Frage.

3.2 Die quasi-zweijährige Schwingung QBO

In der äquatorialen Stratosphäre zeigt sich mit der quasi-zweijährigen Schwingung (quasi-biennial oscillation, QBO) ein beeindruckendes Phänomen, welches das Windregime in der tropischen Stratosphäre dominiert und einen Einfluss auf die globale Dynamik in der Stratosphäre hat (Baldwin et al., 2001). Zonalsymmetrische von Westwinde und Ostwinde über dem Äquator wechseln mit einer Periode von 22 bis 34 Monaten, wobei die einzelnen Windzonen von ca. 50 km Höhe bis 16 km Höhe absinken. In Abbildung 3.2 wird aus den Berliner Stratosphären Daten (Labitzke und Collaborators, 2002) eine Zeitreihe von 1953 bis 2000 von Windmessungen mit Radiosonden in der Nähe des Äquators gezeigt. Diese Punktmessungen (oder „Nadelstiche“) können als repräsentativ für den gesamten äquatorialen Gürtel angesehen werden.

Generell beträgt die Amplitude der Windstärke um die 20ms^{-1} , meridional um den Äquator folgt die Amplitude einer Gaußglocke mit einer Halbwertsbreite von 12° (Baldwin et al., 2001).

Angeregt wird die QBO durch ein Spektrum von Kelvinwellen, Rossby-Schwerewellen und Schwerewellen, die durch Brechen an den Scherungszonen

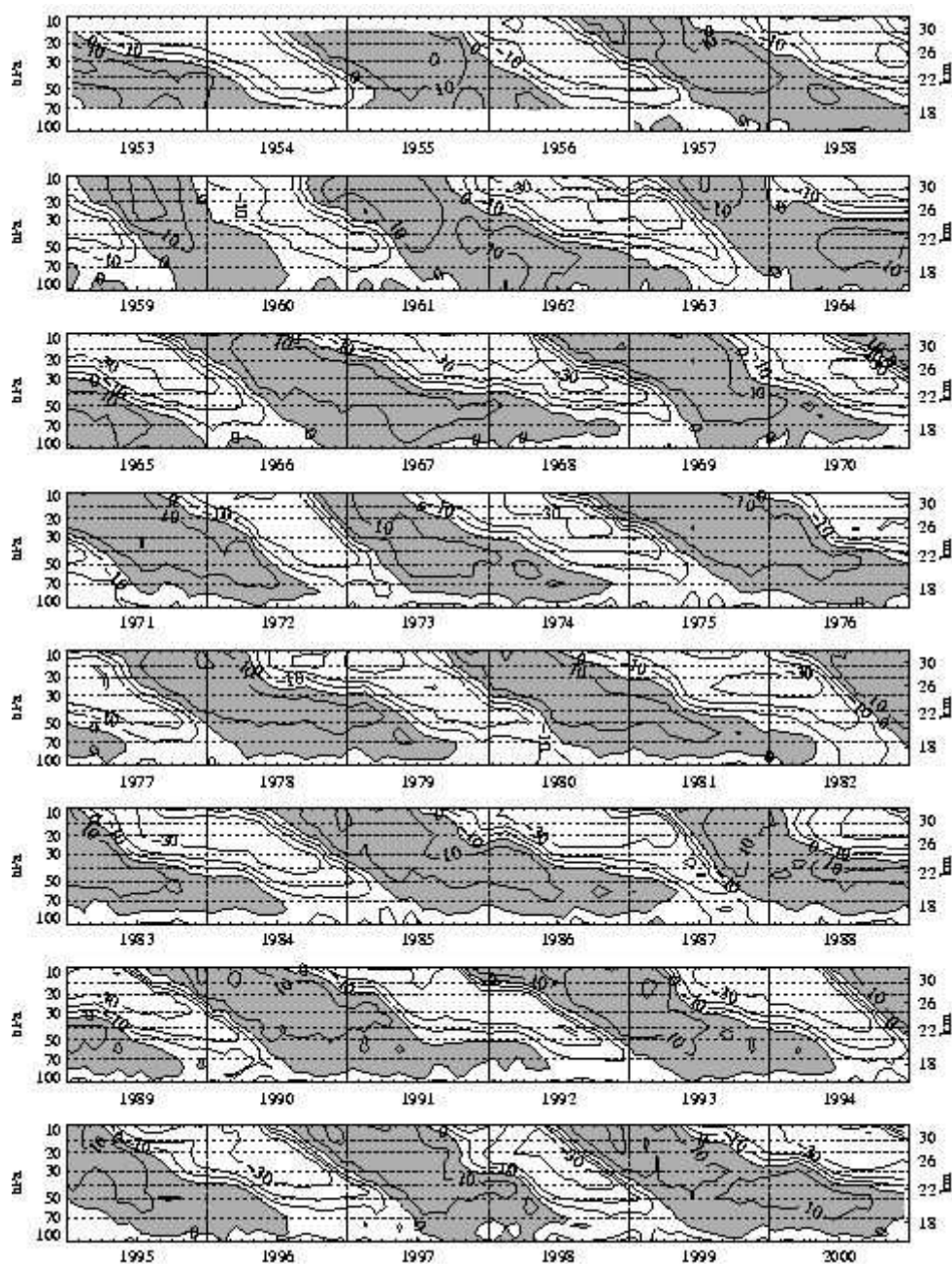


Abbildung 3.2: Gezeigt wird eine Zeitreihe von 1953 - 2000 aus Monatsmitteln des Zonalwindes, der mit Radiosonden am Äquator gemessen wurde: Januar 1953 - August 1967, Canton Island ($3^{\circ}S/172^{\circ}W$); September 1967 - Dezember 1975 Gan/Malediven ($1^{\circ}S/73^{\circ}E$); ab Januar 1976 Singapur ($1^{\circ}N/104^{\circ}E$). Die Vertikalachse ist die Höhe und die Horizontalachse ist die Zeit, die Konturlinien im Abstand von 10ms^{-1} stellen den Zonalwind dar, Ostwinde sind grau hinterlegt. Ost- und Westwinde wechseln sich in einer quasi-zweijährigen Schwingung ab, daher der Name „Quasi-Biennial Oscillation“ (QBO). Das Bild ist den Berliner Stratosphären Daten (Labitzke und Collaborators, 2002) entnommen.

Impuls von der Troposphäre in die Stratosphäre und in die Mesosphäre übertragen. Die Wellen breiten sich vertikal nach oben aus bis ihre Gruppengeschwindigkeit gebremst wird und an kritischen Zonen die Wellen brechen, an den Stellen wo $|\bar{u} - c|$ klein ist (\bar{u} ist der zonalgemittelte Wind und c die Phasengeschwindigkeit der Welle). Je nach der zonalen Phasengeschwindigkeit der Wellen und der Zonen der Windscherung in der Stratosphäre findet der Impulseintrag durch das Wellenbrechen in verschiedenen Höhen statt; mit diesem Mechanismus kann das Absinken der Windanomalien erklärt werden (Baldwin et al., 2001). Die so entstandenen Änderungen im Grundstrom und die daraus resultierenden Schwingungen sind nicht mit der Periode der antreibenden (tropischen) Wellen verbunden. Da die Änderungen im Grundstrom auch die Ausbreitung der extratropischen Wellen modifizieren, hat die QBO einen Einfluss in der gesamten Stratosphäre.

Holton und Tan (1980) haben einen Zusammenhang zwischen der QBO in den Tropen und dem Geopotential in 50 hPa in hohen Breiten beschrieben. Als QBO Index haben Holton und Tan (1980) den mittleren Zonalwind in 50 hPa in Balboa (Panama, $9^\circ N$) verwendet und je nach Vorzeichen (West- oder Ostphase) des QBO Index Monatsmittel des Geopotentials für die Nordhemisphäre aus Daten von 1962 - 1977 gebildet. Während einer QBO-West Phase ist das Geopotential signifikant niedriger als während einer QBO-Ost Phase und während der QBO-West Phase ist der Polarwirbel stärker ausgeprägt und kälter als während einer QBO-Ost Phase. Dieser Zusammenhang wird „Holton und Tan Mechanismus“ genannt. Erklärt wird dieser Mechanismus mit der Ausbreitung planetarer Wellen in der Stratosphäre, siehe z. B. Baldwin et al. (2001): die planetaren Wellen breiten sich von der Troposphäre in die Stratosphäre nach oben und Richtung Äquator aus, wobei sich die stationären Wellen nur in Zonen mit Westwind nach oben ausbreiten können, aber nicht in Ostwindzonen. Durch die QBO wird die kritische Linie mit $\bar{u} = 0$ verschoben, bei einer QBO-West Phase können sich die planetaren Wellen bis über den Äquator hinaus ausbreiten, wohingegen bei einer QBO-Ost Phase die Wellenausbreitung auf der Winterhemisphäre nicht mehr möglich ist. Durch Wellenbrechen kommt es zu einem Impulsübertrag von der Welle in den Grundstrom; bei einer QBO-Ost Phase ist die Wechselwirkung der Wellen mit dem Grundstrom in der Winterhemisphäre stärker ausgeprägt als während der QBO-West Phase und der Polarwirbel wird bei einer QBO-Ost Phase stärker gestört. In Dunkerton und Baldwin (1991) wird gezeigt, dass in der Tat durch die QBO im Winter in der Nordhemisphäre der Eliassen-Palm Fluss (Fluss der Wellenaktivitätsdichte, siehe Abschnitt 4.2) ausserhalb der Tropen moduliert wird und dass die Divergenz des Eliassen-Palm Flusses eine gute Korrelation zu den beobachteten Tendenzen des Grundstroms (zeitliche Änderungen des Drehimpuls) aufweist.

3.3 Plötzliche Stratosphärenenerwärmungen

In einigen Wintern bricht in der Stratosphäre der Polarwirbel zusammen und es kommt zu starken Erwärmungen. Dabei kann sich die vorherrschende Windrichtung von Westwinden zu Ostwinden umkehren. Die Temperatur in Polnähe kann in 10 hPa Höhe innerhalb einer Woche um bis zu 40-60 K ansteigen (Andrews et al., 1987)! Diese Ereignisse werden „plötzliche Stratosphärenenerwärmungen“ genannt. Erklärt wird dieses Phänomen üblicherweise (siehe z. B. Andrews et al. (1987)) mit einer Änderung der Ausbreitungsrichtung der planetaren Wellen. Kurz vor den plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen breiten sich die planetaren Wellen nicht mehr nach oben mit einer Komponente Richtung Äquator aus, sondern haben eine Komponente in Richtung der polaren oberen Stratosphäre wo sie dann brechen. Durch diese „Fokussierung“ der Wellen kommt es zu einer Konvergenz des Eliassen-Palm Flusses, was eine starke Kraft auf den Grundstrom bedeutet (die rechte Seite der Impulsgleichung 2.3.1 wird groß). Diese Kraft kann dann zu einem Zusammenbruch des Polarwirbels führen.

Die Ausbreitungsrichtung der planetaren Wellen und das Wellenbrechen hängen von dem Grundstrom des Winds in der Stratosphäre ab, so dass das Auftreten von plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen über den Pol auch von entfernten Windregimes beeinflusst werden kann, wie durch die QBO über den oben beschriebenen Holton und Tan Mechanismus. Gray et al. (2001) zeigen in einer Datenstudie, dass nicht nur über den Holton und Tan Mechanismus die Windregime der unteren äquatorialen Stratosphäre mit den Temperaturen über dem Nordpol korrelieren, sondern auch die Windregime mit einer halbjährigen Schwingungsperiode (semi-annual oscillation SAO) der oberen äquatorialen Stratosphäre eine starke Korrelation mit den Temperaturen über dem Nordpol in 24 km Höhe zeigen.

Newman et al. (2001) stellen sich die Frage, durch was die Temperatur in der Arktis im Frühjahr kontrolliert wird. In dieser Studie finden Newman et al. (2001) eine starke Korrelation der stratosphärischen polaren Temperaturen im März mit dem troposphärischen Wärmefluss der planetaren Wellen im Januar und Februar; ein starker Antrieb durch planetare Wellen im Winter führt zu wärmeren Temperaturen in der unteren Stratosphäre in der Arktis am Anfang des Frühjahrs, während im Vergleich dazu ein schwächerer Antrieb durch die planetaren Wellen zu kälteren Temperaturen in der Arktis im Frühjahr führt.

Mit Hilfe von Modellexperimenten untersuchen Naito und Yoden (2006) mit einer statistischen Analyse das Verhalten der planetaren Wellen beim Auftreten von plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen in Abhängigkeit der Phase der QBO. Die aufwärts gerichtete Komponente und die äquatorwärts gerichtete Komponente des Eliassen-Palm Flusses in der unteren Stratosphäre in mittleren Breiten sind bei einer QBO-West Phase vor und nach plötzlichen Stratosphäre-

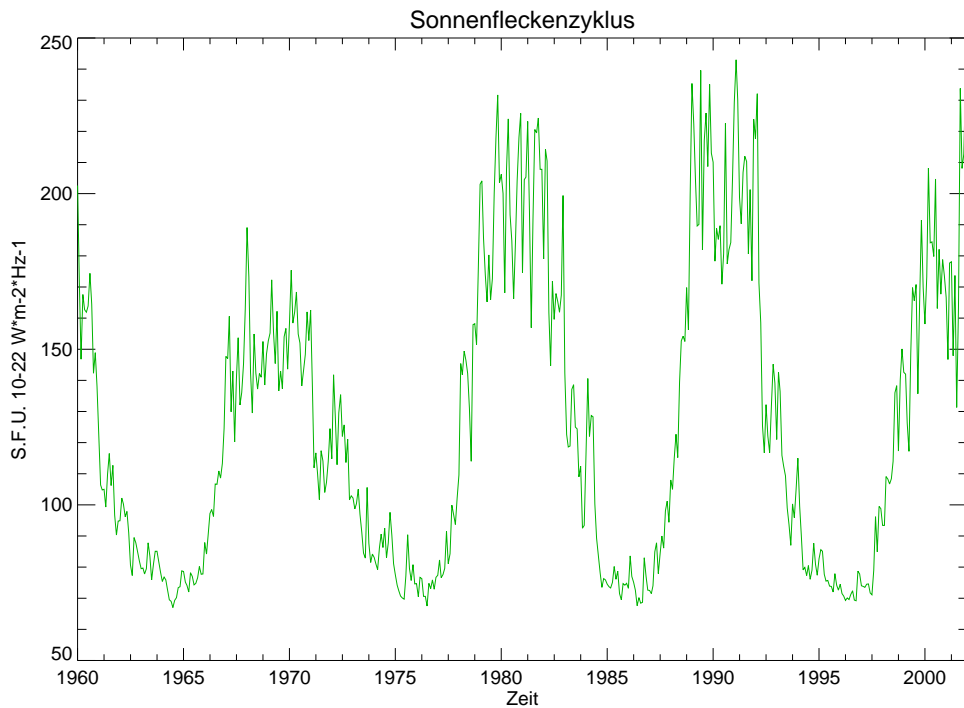


Abbildung 3.3: Der Sonnenfleckenzyklus in S.F.U. (solar flux units), 1 S.F.U. = $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^4 \text{ jansky}$, gemessen in Ottawa/Penticton, Kanada

nerwärmungen größer als bei einer QBO-Ost Phase.

3.4 Sonnenfleckenzyklus

Die Sonneneinstrahlung in die Atmosphäre der Erde ist nicht konstant, auch wenn die Verwendung des Wortes „Solarkonstante“ für die Energiequelle dies nahe legt. Mit der Zu- und Abnahme der Anzahl der Sonnenflecken schwankt auch die solare Aktivität mit einer Periode von 11 Jahren. Eine Zeitreihe von Messungen der emittierten Sonnenstrahlung bei 10,7 cm Wellenlänge aus Ottawa/Penticton ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Inwieweit dieser sogenannte Sonnenfleckenzyklus Sinn einen Einfluss auf das Klima der Erde hat und auf welche Art und Weise die Stratosphäre auf diese solare Variabilität reagiert, wurde in einer Reihe von Studien untersucht (Haigh, 2007; Baldwin und Dunkerton, 2005; Matthes, 2003; Kodera und Kuroda, 2002). Der Einfluss des Sonnenfleckenzyklus auf die Stratosphäre hängt scheinbar auch mit der Phase der QBO zusammen (Lu et al., 2009; Labitzke et al., 2006; Matthes et al., 2004; Braesicke, 1994; Labitzke und H. van Loon, 1988).

Erste Untersuchungen über den Einfluss des Sonnenfleckenzyklus auf den

	QBO-Ost	QBO-West
Signal der QBO	warmer, schwacher Polarwirbel	kalter, starker Polarwirbel
Sonnenfleckenmaximum	kalter, starker Polarwirbel	warmer, schwacher Polarwirbel
Sonnenfleckenminimum	warmer, schwacher Polarwirbel	kalter, starker Polarwirbel

Tabelle 3.1: Der Einfluss des Sonnenfleckenzyklus und der QBO auf den Polarwirbel im Winter der Nordhemisphäre nach Labitzke und H. van Loon (1988). Die erste Zeile gibt den Holton und Tan Mechanismus wieder.

Polarwirbel in der Stratosphäre im Winter haben Labitzke und H. van Loon (1988) durchgeführt. Nach dieser Datenstudie wird der Holton und Tan Mechanismus durch den Sonnenfleckenzyklus modifiziert; während des Minimums des Sonnenfleckenzyklus ist bei einer QBO-Ost Phase der Polarwirbel schwächer ausgeprägt und wärmer als bei einer QBO-West Phase, was in Übereinstimmung mit dem Holton und Tan Mechanismus ist. Bei einem Maximum des Sonnenfleckenzyklus hingegen ist nach Labitzke und H. van Loon (1988) bei einer QBO-Ost Phase der Polarwirbel im Winter der Nordhemisphäre stärker ausgeprägt und kälter als bei einer QBO-West Phase, siehe auch Tabelle 3.1. Braesicke (1994) hat den Einfluss des Grundzustandes des zonalgemittelten Windes in der Stratosphäre für diese Fälle (QBO-Ost, QBO-West, Sonnenfleckenmaximum, Sonnenfleckenminimum) auf die Ausbreitung der planetaren Wellen untersucht. Der Eliassen-Palm Fluss, der den Impulstransport und den Wärmetransport durch die Wellen widerspiegelt, ist bei den verschiedenen Grundzuständen unterschiedlich, leider wird in Braesicke (1994) die Divergenz des Eliassen-Palm Flusses, der ein Maß für die Grundstrom-Welle-Wechselwirkung darstellt, nicht untersucht. Dennoch gibt diese Studie einen Hinweis, dass durch den Sonnenfleckenzyklus die Ausbreitung der planetaren Wellen in der Stratosphäre modifiziert wird und so der Sonnenfleckenzyklus einen Einfluss auf die Dynamik der Stratosphäre haben könnte. Labitzke (2004) und Labitzke et al. (2006) legen nahe, dass durch den Sonnenfleckenzyklus in Kombination mit der Phase der QBO die Residuumszirkulation (Brewer-Dobson Zirkulation) beeinflusst werden könnte. Kadera und Kuroda (2002) untersuchen mit Reanalysedaten des National Centre for Environmental Prediction (NCEP) den Einfluss des Sonnenfleckenzyklus auf die Dynamik der Stratosphäre in der Stratopausenregion. Durch Wechselwirkung der planetaren Wellen mit dem zonalen Grundstrom scheint der relativ schwache direkte Strahlungseffekt in der oberen Stratosphäre einen großen Einfluss auf den Polarnachtstrahlstrom und die Brewer-Dobson Zirkulation auch in der unteren Stratosphäre zu haben. In Matthes (2003) und Matthes et al. (2004) werden mit dem Globalen Zirkulationsmodell FUB-CMAM (Freie Universität Berlin Climate Middle Atmosphere Model) die Beobachtungen in Simulationsrechnungen nachvollzogen. Durch Wechselwirkung mit planetaren Wellen können sich Anomalien der Windfelder in den Wintermonaten von der oberen

Stratosphäre in die untere Stratosphäre und sogar in die Troposphäre ausbreiten (Baldwin und Dunkerton, 2005). Dies wird durch weitere Modellstudien in Haigh (2007) bestätigt. In einer Studie unter Verwendung der ERA-40 Daten des ECMWF finden Lu et al. (2009) ebenfalls mit dem Sonnenfleckenzyklus verbundene Anomalien in den Windfeldern, die sich von der oberen Stratosphäre nach unten und polwärts ausbreiten, dabei wird die Struktur dieser Signale durch die Phase der QBO moduliert.

3.5 NAO und NAM

Anomalien in der Stratosphäre können auch einen Einfluss auf die Troposphäre haben. Baldwin und Dunkerton (2001) betrachten Anomalien des NAM („Northern Annular Mode“), den sie auf Basis von Anomalien des Geopotentials für verschiedene Höhen berechnen. Am Boden wird der NAM auch „Arctic Oscillation“ (AO) genannt und ist über dem Nordatlantik eng mit der Nordatlantischen Oszillation (NAO) verbunden (Wallace, 2000). Der NAO Index ist dabei der Luftdruckunterschied zwischen dem subtropischen Hoch („Azorenhoch“) und dem nordatlantischen Tief („Islandtief“). Baldwin und Dunkerton (2001) und Dall’Amico und Egger (2007) zeigen, dass Anomalien der NAM sich von der oberen Stratosphäre nach unten in die untere Stratosphäre bis in die Troposphäre hinein ausbreiten können. Weiterhin ist die Stärke des stratosphärischen Polarwirbels mit der AO bzw. der NAO verbunden. Nach Baldwin und Dunkerton (2001) weist ein stark negativer Index der NAO auf einen schwachen Polarwirbel hin, während ein stark positiver NAO Index auf einen starken Polarwirbel hinweist. Der Mechanismus für diese Kopplung bleibt in dieser Studie unklar, Baldwin und Dunkerton (2001) vermuten, dass in erster Linie die Residuumszirkulation in der unteren Stratosphäre, die durch das Brechen planetarer Wellen induziert wird, für diese vertikale Kopplung verantwortlich ist.

Kapitel 4

Methode zur Diagnose der Residuumszirkulation

Durch das Brechen planetarer Wellen in der Stratosphäre kommt es zu einer Wechselwirkung der Welle mit dem Grundstrom und dadurch wird eine Residuumszirkulation angetrieben. In diesem Kapitel wird ein neues Diagnose-Werkzeug beschrieben, mit der diese Residuumszirkulation bestimmt werden kann. Dafür wird zunächst in Abschnitt 4.1 ein modifiziertes Matsuno-Modell vorgestellt, mit dem die Ausbreitung und das Brechen planetarer Wellen beschrieben wird. Bei gegebener Welle am unteren Rand des Modellgebiets in Höhe der Tropopause kann mit Hilfe dieses Modells als maßgebliche Größe für die Grundstrom-Welle Wechselwirkung die Divergenz des Eliassen-Palm Flusses bestimmt werden, siehe Abschnitte 4.1.3 und 4.2. In einem weiteren Schritt kann aus der Divergenz des Eliassen-Palm Flusses die Residuumszirkulation diagnostiziert werden, siehe Abschnitt 4.3. In dem hier vorgestellten Verfahren wird dafür die Lösung einer elliptischen Differentialgleichung bestimmt.

4.1 Ausbreitung und Brechen planetarer Wellen in der Stratosphäre

Ein Standard-Modell zur Beschreibung der Ausbreitung planetarer Wellen in der Stratosphäre wurde in Matsuno (1970) vorgestellt, in Hauck (1997) und Hauck und Wirth (2001) wurde das Matsuno-Modell ergänzt mit einer Parametrisierung von Wellenbrechen; dieses erweiterte Matsuno-Modell wird in diesem Abschnitt vorgestellt.

4.1.1 Modellgleichungen

Matsuno hat in seiner Studie zur Ausbreitung der planetaren Wellen die linearisierte Gleichung für die quasigeostrophische potentielle Vorticity in Kugelkoordinaten abgeleitet (Matsuno, 1970), hierbei überlagern Störungen mit kleiner Wellenamplitude einen geostrophisch balancierten Grundzustand des Zonalwindes. Der Notation von Andrews et al. (1987) folgend werden in dieser Arbeit die Koordinaten mit (λ, ϕ, z) bezeichnet, dabei ist λ die geographische Länge, ϕ die geographische Breite und z die Höhe in log-p Koordinaten, d.h.

$$z \equiv -H \ln \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (4.1.1)$$

mit dem Luftdruck p , der Skalenhöhe $H = 7\text{km}$ und dem Referenzdruck $p_0 = 200\text{hPa}$; der mittlere Erdradius wird mit $a = 6370\text{km}$ gewählt und die Zeit mit t bezeichnet. Nach Andrews et al. (1987) lautet in diesem Koordinatensystem die linearisierte Gleichung für die quasigeostrophische potentielle Vorticity

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) q' + a^{-1} \bar{q}_\phi v' = 0. \quad (4.1.2)$$

Hier ist

$$v' = (fa \cos \phi)^{-1} \Phi'_\lambda, \quad (4.1.3)$$

$$q' = \frac{1}{fa^2} \left[\frac{\Phi'_{\lambda\lambda}}{\cos^2 \phi} + \frac{f^2}{\cos \phi} \left(\frac{\cos \phi}{f^2} \Phi'_\phi \right)_\phi + \frac{f^2 a^2}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right] \quad (4.1.4)$$

und

$$\bar{q}_\phi = 2\Omega \cos \phi - \left[\frac{(\bar{u} \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} \right]_\phi - \frac{a}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 f^2}{N^2} \bar{u}_z \right)_z \quad (4.1.5)$$

sowie

$$f = 2\Omega \cos \phi. \quad (4.1.6)$$

In dieser Notation stehen die Größen u für den Zonalwind, v für den Meridionalwind, q für die quasigeostrophische potentielle Vorticity (PV) und Φ für das Geopotential. Die Dichte ist von der Höhe abhängig mit $\rho_0(z) = \rho_r e^{-\frac{z}{H}}$ mit ρ_r als der Dichte im Referenzniveau, in dieser Arbeit bei 200hPa. Weiterhin steht N für die Brunt-Väisälä-Frequenz, f für den Coriolisparameter und Ω für die Winkelgeschwindigkeit der Erde mit $\Omega = 7,295 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$. Der Querstrich $\bar{}$ über einer Größe bezeichnet das zonale Mittel dieser Größe und der Strich $'$ die Abweichung davon, ein tiefgestelltes λ , ϕ oder z bezeichnet die entsprechende partielle Ableitung der Größe.

Für einen stationären Wellenansatz mit der zonalen Wellenzahl s der Form

$$\Phi' = e^{\frac{z}{2H}} \Re \Psi(\phi, z) e^{is\lambda} \quad (4.1.7)$$

und der weiteren Annahme von konstanten N zur Vereinfachung ergibt sich die Gleichung

$$\frac{f^2}{a^2 \cos \phi} \left(\frac{\cos \phi}{f^2} \Psi_\phi \right)_\phi + \frac{f^2}{N^2} \Psi_{zz} + n_s^2 \Psi = 0, \quad (4.1.8)$$

wobei

$$n_s^2 = \frac{\bar{q}_\phi}{a\bar{u}} - \frac{s^2}{a^2 \cos^2 \phi} - \frac{f^2}{4N^2 H^2} \quad (4.1.9)$$

der quadrierte Brechungsindex ist (Andrews et al., 1987).

Für eine (numerische) Lösung von Gleichung 4.1.8 wird der zonale Grundzustand von $\bar{u}(\phi, z)$ als gegeben vorausgesetzt, angetrieben wird die Welle durch Vorgabe von Φ'_{TP} an der Tropopause als untere Randbedingung. Aus der komplexen Lösung Ψ der Gleichung 4.1.8 ergibt sich mit

$$\Phi'_A = e^{\frac{z}{2H}} \sqrt{(Re\Psi)^2 + (\Im\Psi)^2} \quad (4.1.10)$$

die Amplitude Φ'_A der planetaren Welle und mit

$$\Phi'_{ph} = e^{\frac{z}{2H}} \arctan \frac{\Im\Psi}{Re\Psi} \quad (4.1.11)$$

die Phase Φ'_{ph} der planetaren Welle.

Für die kritischen Linien mit $\bar{u}(\phi, z) = 0$ ist Gleichung 4.1.8 singular, daher wurde in Matsuno (1970) ein zusätzlicher Dämpfungsterm eingeführt, durch den der Nenner des ersten Terms der Gleichung 4.1.9 modifiziert wird. Mit der Dämpfung lautet die Gleichung für die quasigeostrophische potentielle Vorticity

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) q' + a^{-1} \bar{q}_\phi v' = -\alpha q', \quad (4.1.12)$$

mit dem Ansatz aus Gleichung 4.1.7 ergibt sich wieder eine elliptische Differentialgleichung

$$\frac{f^2}{a^2 \cos \phi} \left(\frac{\cos \phi}{f^2} \Psi_\phi \right)_\phi + \frac{f^2}{N^2} \Psi_{zz} + n_s^2 \Psi = 0, \quad (4.1.13)$$

wobei hier der Brechungsindex n_s^2 nun eine komplexe Größe ist:

$$n_s^2 = \frac{\bar{q}_\phi}{a\bar{u} - \frac{i\alpha \cos \phi}{s}} - \frac{s^2}{a^2 \cos^2 \phi} - \frac{f^2}{4N^2 H^2}. \quad (4.1.14)$$

Der Dämpfungskoeffizient α ist eine positive Größe, in Matsuno (1970) wird der kleine Wert $\alpha = 5 \times 10^{-7} s^{-1}$ verwendet. Physikalisch wird α in Matsuno (1970) als ein Koeffizient der Rayleigh-Reibung und der Newtonschen Kühlung interpretiert.

4.1.2 Modifiziertes Matsunomodell mit Parametrisierung von Wellenbrechen

In Hauck (1997) und Hauck und Wirth (2001) wurde die Gleichung 4.1.12 für die quasigeostrophische Vorticity erweitert mit einem Dämpfungsterm δ nach einer Parametrisierung von Wellenbrechen von Garcia (1991):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) q' + a^{-1} \bar{q}_\phi v' = -[\alpha + \delta(\phi, z)] q'. \quad (4.1.15)$$

Garcia verfolgt bei der Bestimmung der Dämpfungsrate einen analogen Ansatz wie Lindzen (1981), nach dem für „gesättigte“ Wellen das Brechen von Schwerewellen parameterisiert wird. Die zusätzliche lokale Dämpfungsrate $\delta(\phi, z)$ wird an den Orten im Modellgebiet berechnet, in denen ein Kriterium für das Wellenbrechen erfüllt wird. Nach Garcia (1991) lautet dieses Kriterium

$$R = \frac{|q'_\phi|}{\bar{q}_\phi} \geq 1. \quad (4.1.16)$$

Die Dämpfungsrate δ wird bestimmt über die Erhaltungsgleichung für stationäre Rossbywellen

$$\nabla \cdot (\mathbf{c}_g A) = -2\delta A, \quad (4.1.17)$$

mit der Gruppengeschwindigkeit

$$\mathbf{c}_g = (c_{gl}, c_{gm}) \quad (4.1.18)$$

für die lokalen Wellenzahlen l und m in meridionaler und vertikaler Richtung und der Wellenaktivitätsdichte

$$A = \frac{1}{2} a \rho_0 \frac{\overline{q'^2}}{\bar{q}_\phi} \quad (4.1.19)$$

(Andrews et al., 1987).

Für die Bestimmung der Dämpfungsrate δ wird die WKBJ Näherung für die Dispersionsrelation planetarer Wellen verwendet, d.h. es wird angenommen, dass die Phase der Welle in räumlichen Richtungen schneller variiert als der Grundzustand. Mit dieser Annahme und für gesättigte Wellen mit $R = 1$ ergibt sich nach Garcia (1991) und Hauck (1997) für die Dämpfungsrate δ der Ausdruck

$$\delta(\phi, z) = c_{gl} \left[-\frac{5}{4} \frac{\bar{u}_\phi}{(\bar{u} - c)} \right] + c_{gm} \left[\frac{1}{2H} - \frac{3}{4} \frac{\bar{u}_z}{(\bar{u} - c)} \right] \quad (4.1.20)$$

mit der Phasengeschwindigkeit der Welle c . Für stationäre Wellen mit einer

Phasengeschwindigkeit von $c = 0$ lautet dieser Ausdruck

$$\delta(\phi, z) = \frac{2kl}{K^2} \left[-\frac{5}{4a} \bar{u}_\phi \right] + \frac{2k\epsilon m}{K^2} \left[\frac{\bar{u}}{2H} - \frac{3}{4} \bar{u}_z \right] \quad (4.1.21)$$

mit $K^2 = k^2 + l^2 + \epsilon(m^2 + 0.25H^2)$ und $\epsilon = (f/N)^2$. In dieser Notation ist l die meridionale und m die vertikale lokale Wellenzahl. Die lokale zonale Wellenzahl k ergibt sich mit der Wellenzahl s (vergleiche Gleichung 4.1.7) aus

$$k = 2\pi s / (a \cos \phi). \quad (4.1.22)$$

Die lokalen Wellenzahlen l und m berechnen sich im Rahmen der WKBJ-Näherung aus der Phase Φ'_{ph} der planetaren Welle mit

$$l = \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'_{ph}}{\partial \phi} \quad (4.1.23)$$

und

$$m = \frac{\partial \Phi'_{ph}}{\partial z}. \quad (4.1.24)$$

Details der Herleitung der Gleichungen 4.1.20 und 4.1.21 finden sich in Garcia (1991) und Hauck (1997).

Wenn der Ansatz der stationären Welle (Gleichung 4.1.7) in die Gleichung 4.1.15 mit dem zusätzlichen Dämpfungsterm eingesetzt wird ergibt sich die modifizierte Modellgleichung

$$\hat{u}_\delta \frac{f^2}{\cos \phi} \left(\frac{\cos \phi}{f^2} \Psi_\phi \right)_\phi + \hat{u}_{\alpha_n} \frac{f^2 a^2}{N^2} \Psi_{zz} + \hat{n}_s^2 \Psi = 0, \quad (4.1.25)$$

mit

$$\hat{u}_\delta = \bar{u} - \frac{i(\alpha_r + \delta)}{s} a \cos \phi \quad (4.1.26)$$

und

$$\hat{u}_{\alpha_n} = \bar{u} - \frac{i\alpha_n}{s} a \cos \phi \quad (4.1.27)$$

sowie einem modifizierten Brechungsindex

$$\hat{n}_s^2 = a \bar{q}_\phi - \hat{u}_\delta \frac{s^2}{\cos^2 \phi} - \hat{u}_{\alpha_n} \frac{f^2 a^2}{4N^2 H^2}. \quad (4.1.28)$$

Das modifizierte Matsunomodell (Gleichung 4.1.15) ist nichtlinear, da die lokale Dämpfungsrate $\delta(\phi, z)$ von den lokalen Wellenzahlen l und m und damit von Φ' beziehungsweise von Ψ abhängt, die sich aus der Lösung der modifizierten Modellgleichung 4.1.25 ergeben. Um dieses modifizierte Matsunomodell zu lösen, wird ein iterativer Ansatz gewählt:

1. Die lokale Dämpfungsrate wird auf $\delta(\phi, z) = 0$ gesetzt.

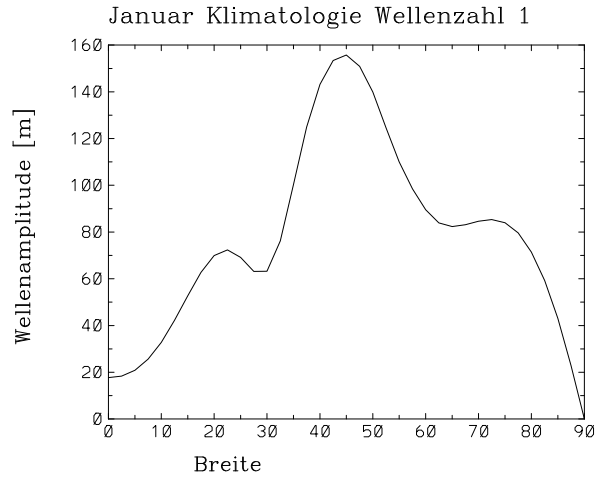


Abbildung 4.1: Januar Klimatologie der Amplitude der planetaren Welle mit Wellenzahl 1 in 200 hPa.

2. Damit wird eine erste Lösung Ψ aus der Gleichung 4.1.25 berechnet.
3. Diese Lösung Ψ wird verwendet, um die lokale Dämpfungsrate $\delta(\phi, z)$ mit Gleichung 4.1.21 zu berechnen.
4. Mit dieser lokalen Dämpfungsrate $\delta(\phi, z)$ wird wieder eine Lösung Ψ der Gleichung 4.1.25 berechnet.
5. Die Schritte 3 und 4 werden bis zur Konvergenz wiederholt.

Details zur Konvergenz der Lösung finden sich in Hauck (1997) und Hauck und Wirth (2001), die Randbedingungen für die Lösung der Gleichung 4.1.25 werden im nächsten Abschnitt 4.1.3 näher erläutert.

4.1.3 Randbedingungen

Am unteren Rand des Modellgebiets wird für die Lösung der Gleichung 4.1.25 eine planetare Welle Φ' vorgegeben und damit das System angetrieben. In dieser Arbeit ist der untere Rand mit 12km Höhe, das ist bei 200hpa, gewählt. An diesem unteren Rand wird die Amplitude Φ'_A und Phase Φ'_{ph} der Welle aus Daten vorgegeben, dabei gilt $\Psi = e^{\frac{-z}{H}} (\Phi'_A \cos \Phi'_{ph} + i \Phi'_A \sin \Phi'_{ph})$, vergleiche auch mit den Gleichungen 4.1.10 und 4.1.11. Als ein Beispiel ist in der Abbildung 4.1 die Amplitude der planetaren Welle mit der Wellenzahl 1 aus der Klimatologie von Randel (1987) gezeigt.

Am oberen Rand und den horizontalen Rändern des Modellgebiets wird wie in Hauck (1997) und Hauck und Wirth (2001) $\Psi = 0$ vorgegeben. Am Pol ist diese Wahl physikalisch einleuchtend. Für den oberen Rand und für den äquatorialen Rand bedeutet diese Wahl, dass vorausgesetzt wird, dass die am

unteren Rand vorgegebenen planetaren Wellen sich bis zu dem oberen und dem äquatorialen Rand nicht ausbreiten können. Am oberen Rand wird diese Wahl dadurch begründet, dass durch Dissipation und Wellenbrechen der Großteil der Wellenenergie in der Nähe der Stratopause weggedämpft wird. In der Nähe des Äquators findet sich in den Wintermonaten eine kritische Linie mit $\bar{u}(\phi, z) = 0$, das heisst ein Wechsel von West- zu Ostwinden in Richtung des Äquators; planetare Wellen können sich über diese kritische Linie hinweg nicht ausbreiten und daher muss Ψ dort gegen Null gehen.

Um an dem oberen Rand und um an dem äquatorialen Rand Reflexionen der Welle zu unterdrücken, wird eine Schwammschicht mit einer zusätzlichen starken Dämpfung eingesetzt. Dies geschieht in der numerischen Lösung durch einen zusätzlichen Dämpfungsterm zu α_r und α_n in den Gleichungen 4.1.26, 4.1.27 und 4.1.28. Dieser an den Rändern zusätzliche starke Dämpfungsterm hat die Form einer cosh-Funktion und nimmt zum Modellinneren ab. In den Schichten, in denen dieser Term aktiv wirkt, wird die Wellenenergie stark absorbiert.

Im Vergleich zu Hauck (1997) und Hauck und Wirth (2001) habe ich in dieser Arbeit ein Modellgebiet mit einer etwas größeren Schwammschicht gewählt. Die Breite des Modellgebietes in dieser Arbeit geht $0^\circ N$ bis $90^\circ N$ und die Höhe des Gebietes geht von 12km am Unterrand bis 67km am Oberrand. Die Schwammschichten reichen vom Äquator bis $15^\circ N$ und von 50km Höhe bis zum Oberrand des Modellgebietes; in den Abbildungen des Modellgebietes werden in dieser Arbeit die Schwammschichten nicht mit abgebildet. Die Auflösung der Felder in dieser Arbeit beträgt $2,5^\circ$ in der Breite und 1,67km in der Höhe.

4.2 Eliassen-Palm-Fluss Diagnostik

Für die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen dem Grundstrom und der Welle stellt der Eliassen-Palm-Fluss \vec{F} eine wichtige Größe dar, dies wird deutlich in der Impulsgleichung der TEM Gleichungen (siehe Kapitel 2.3), die geschrieben werden kann als

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v}^* - \bar{X} = \frac{\nabla \cdot \vec{F}}{\rho_0 a(\cos \phi)}. \quad (4.2.1)$$

In dieser Formulierung wird der Wind, lediglich durch die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses beeinflusst, abgesehen von dem Term \bar{X} , der für weitere nicht konservative Kräfte steht. Wenn letztere vernachlässigt werden können, kann die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot \vec{F}$ als ein Maß für die Grundstrom-Welle-Wechselwirkung angesehen werden.

Der Eliassen-Palm Fluss in quasi-geostrophischer Näherung mit Kugelkoo-

dinaten kann mit

$$\vec{F} = (0, -\rho_0 a(\cos \phi) \overline{v'u'}, \rho_0 a(\cos \phi) f \overline{v'\theta'} / \theta_{0z}) \quad (4.2.2)$$

bestimmt werden. Die einzelnen Komponenten ergeben sich also aus dem turbulenten Transport von Impuls ($\overline{v'u'}$) und dem turbulenten Transport von Temperatur ($\overline{v'\theta'}$). Mit den geostrophischen Näherungen

$$u' = -\frac{1}{fa} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi}, \quad (4.2.3)$$

$$v' = \frac{1}{fa \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} \quad (4.2.4)$$

und

$$\frac{\theta'}{\theta_{0z}} = \frac{f}{N^2} \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \quad (4.2.5)$$

kann der Eliassen-Palm-Fluss geschrieben werden als

$$\vec{F} = \rho_0 (0, \overline{\Phi'_\phi \Phi'_\lambda} / f^2 a, \overline{\Phi'_z \Phi'_\lambda} / N^2) \quad (4.2.6)$$

(Andrews et al., 1987). Die Abweichungen des Geopotentials Φ' können als Fourierreihe dargestellt werden mit

$$\Phi' = \sum_{s=1}^S \Phi'_{As} \cos(s\lambda + \Phi'_{Phs}) \quad (4.2.7)$$

mit der Amplitude Φ'_{As} und der Phase Φ'_{Phs} der Welle mit der Wellenzahl s . Damit ergibt sich der Eliassen-Palm-Fluss als

$$\vec{F} = \frac{1}{2} \rho_0 \sum_{s=1}^S s \Phi'^2_{As} \left(0, \frac{1}{f^2 a} \frac{\partial \Phi'_{Phs}}{\partial \phi}, \frac{1}{N^2} \frac{\partial \Phi'_{Phs}}{\partial z} \right), \quad (4.2.8)$$

siehe Andrews et al. (1987) und Hauck und Wirth (2001). Aus der Lösung des modifizierten Matsunomodells (4.1.25) können mit (4.1.10) und (4.1.11) Φ'_{As} und Φ'_{Phs} bestimmt werden, und somit lässt sich mit (4.2.8) auch der Eliassen-Palm-Fluss \vec{F} berechnen. Als Beispiel wird am Unterrand die Welle für das klimatologische Mittel des Monats Januar mit der Wellenzahl 1 vorgegeben, deren Amplitude in Abbildung 4.1 gezeigt ist. Der Grundzustand des klimatologischen Mittels des Monats Januar des zonalgemittelten Zonalwindes \bar{u} ist im Hintergrund der Abbildung 4.2 dargestellt. Mithilfe des oben beschriebenen modifizierten Matsunomodells können der Eliassen-Palm-Fluss \vec{F} und die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot \vec{F}$ berechnet werden, in Abbildung 4.2 werden diese Größen für dieses Beispiel der Januar Klimatologie gezeigt.

Im Rahmen der WKBJ Näherung lassen sich wie in den Gleichungen 4.1.23

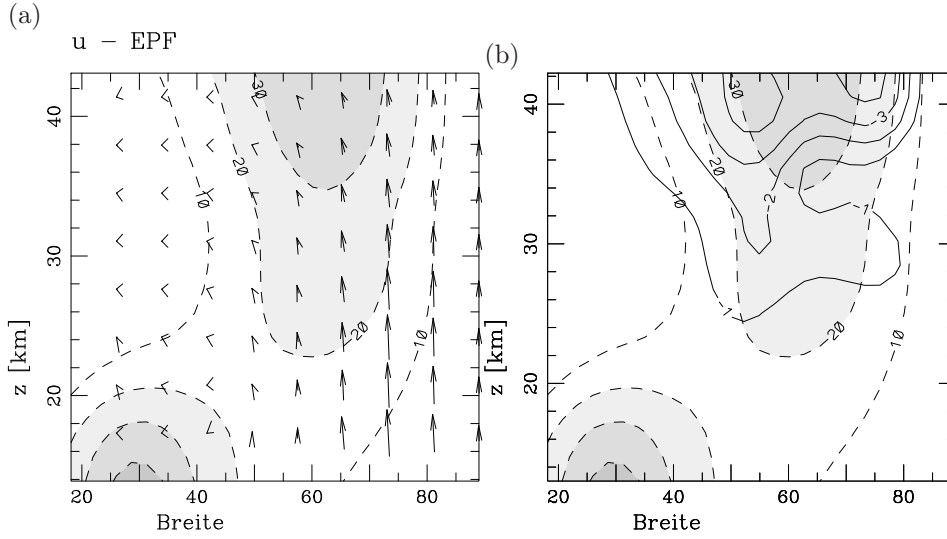


Abbildung 4.2: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} für die Januar Klimatologie ist schattiert und mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$. In (a) werden die Vektoren des Eliassen-Palm-Flusses \vec{F} in Pfeilen dargestellt, die Konturlinien in (b) stellen die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot \vec{F}$ in $[ms^{-1}d^{-1}]$ dar.

und 4.1.24 die lokalen Wellenzahlen l_s und m_s berechnen als

$$l_s = \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'_{\text{Phs}}}{\partial \phi}$$

und

$$m_s = \frac{\partial \Phi'_{\text{Phs}}}{\partial z},$$

so dass man mit $\epsilon = (f/N)^2$ die Gleichung 4.2.8 auch schreiben kann als

$$\vec{F} = \frac{1}{2} \rho_0 \sum_{s=1}^S \frac{s}{f^2} \Phi_{A_s}'^2(0, l_s, \epsilon m_s) \quad (4.2.9)$$

In Andrews et al. (1987) wird gezeigt, dass in der WKBJ Näherung der Eliassen-Palm-Fluss auch geschrieben werden kann als Produkt der Gruppengeschwindigkeit \mathbf{c}_g und der Wellenaktivitätsdichte $A = \frac{1}{2} a \rho_0 \frac{q'^2}{q_\phi}$ (siehe Gleichung 4.1.19):

$$\vec{F} = (0, c_{g\phi}, c_{gz}) A. \quad (4.2.10)$$

In diesem Fall ergeben sich die Komponenten der Gruppengeschwindigkeit mit

$$c_{g\phi} = \frac{2kl\bar{q}_\phi}{K^4}, \quad (4.2.11)$$

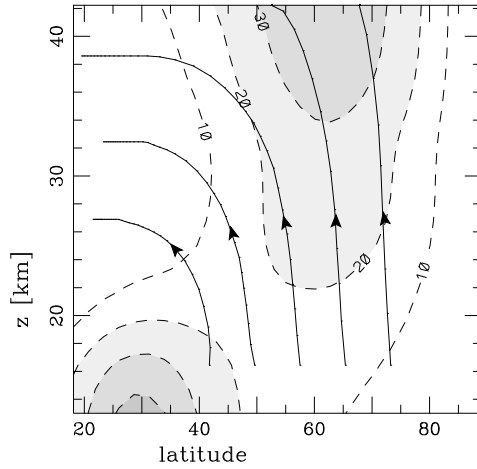


Abbildung 4.3: Der zonal gemittelte Zonalwind \bar{u} für die Januar Klimatologie ist mit gestrichelten Linien dargestellt [ms⁻¹]. Die Pfeile zeigen die Ausbreitungsrichtung der planetaren Welle mit der Wellenzahl 1 für die Januar Klimatologie an, dargestellt sind Trajektorien, die sich durch Raytracing der Wellenaktivitätsgeschwindigkeit \vec{V} ergeben.

$$c_{gz} = \frac{2km\epsilon\bar{q}_\phi}{K^4} \quad (4.2.12)$$

und

$$K^2 = k^2 + l^2 + \epsilon\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right),$$

aus der Dispersionsrelation für planetare Wellen, siehe Andrews et al. (1987) Kapitel 4.5.5 und Hauck (1997). Den Eliassen-Palm-Fluss kann man also auch als Fluss der Wellenaktivitätsdichte ansehen. Im Sinne des Raytracing breiten sich die planetaren Wellen entlang der Vektoren der Gruppengeschwindigkeit aus, nach Gleichung 4.2.10 also entlang des Eliassen-Palm-Flusses in der WKBJ Näherung.

Um die Ausbreitung der planetaren Wellen näher zu untersuchen, kann man mit Hinblick auf die Gleichung 4.2.10 die Wellenaktivitätsgeschwindigkeit \vec{V} definieren als

$$\vec{V} = \frac{\vec{F}}{A}. \quad (4.2.13)$$

Dabei müssen als Verallgemeinerung nicht unbedingt die WKBJ Bedingungen erfüllt sein. Durch Raytracing können Trajektorien $x(t)$ von Punkten, die sich mit der Wellenaktivitätsgeschwindigkeit \vec{V} bewegen, wie folgt definiert werden:

$$\frac{dx}{dt} = \vec{V} \quad (4.2.14)$$

Aus der Lösung des erweiterten Matsunomodells (4.1.25) sind der Eliassen-

Palm-Fluss \vec{F} und die Wellenaktivitätsdichte A und somit auch die Wellenaktivitätsgeschwindigkeit \vec{V} bekannt. In dieser Arbeit werden hier nun solche Trajektorien nach Gleichung (4.2.14) numerisch mit einem Adams-Bashforth Verfahren 2. Ordnung berechnet. Dabei werden die verschiedenen Startpunkte willkürlich festgelegt, hier in diesem Fall werden sie in das untere Modellgebiet gelegt. In Abbildung 4.3 sind solche Trajektorien aus dem Raytracing der Wellenaktivitätsgeschwindigkeit gezeigt für die Janauarklimatologie des Grundzustandes \bar{u} und der am Unterrand vorgegebenen planetaren Welle mit der Wellenzahl 1 (ebenfalls entsprechend der Klimatologie für Januar). Physikalisch kann man solche Trajektorien als Pfade der Ausbreitung von Wellenpaketen interpretieren. Damit wird also gezeigt, dass sich die planetare Welle in der Stratosphäre tatsächlich nach oben hin ausbreitet und eine Komponente in Richtung Äquator hat. Dieses Verhalten der planetaren Wellen wird von der Theorie so erwartet, Karoly und Hoskins (1982) führen dies auf die Struktur des zonalen Grundzustandes und die Kugelgestalt der Erde zurück.

4.3 Diagnostik der Residuumszirkulation

Durch das Brechen der planetaren Wellen wird eine von Null verschiedene Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot \vec{F}$ hervorgerufen. Dies induziert neben einem Einfluss auf den Grundstrom \bar{u} eine Residuumszirkulation (\bar{v}^*, \bar{w}^*) . In diesem Abschnitt werden zwei Verfahren vorgestellt, mit der diese Residuumszirkulation berechnet werden kann.

4.3.1 „Downward Control“

Die Stromfunktion der Residuumszirkulation wird definiert als

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \psi}{\partial z} &= \rho_0 \cos(\phi) \bar{v}^* \\ \frac{\partial \psi}{a \partial \phi} &= \rho_0 \cos(\phi) \bar{w}^*. \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

Wird diese Definition in die Impulsgleichung der TEM Gleichungen (siehe Kapitel 2.3)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* - \bar{X} = \frac{\nabla \cdot \vec{F}}{\rho_0 a (\cos \phi)} \quad (4.3.2)$$

eingesetzt, ergibt sich für den stationären Grenzfall, d. h. $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, und für Reibungsfreiheit $\bar{X} = 0$ durch einfache Integration für die Stromfunktion der Residuumszirkulation

$$\psi(\phi, z) = -\frac{\cos \phi}{2\Omega \sin \phi} \int_z^\infty \rho_0(z') \frac{\nabla \cdot \vec{F}}{\rho_0 a \cos(\phi)} dz'. \quad (4.3.3)$$

Wenn als obere Integrationsgrenze die oberste Schicht des Modellgebietes unterhalb der Schwammschicht gewählt wird, kann mit $\nabla \cdot \vec{F}$ aus der Lösung des erweiterten Matsunomodells dieses Integral (4.3.3) numerisch bestimmt werden. In Abbildung 4.4 (a) wird die Residuumszirkulation gezeigt, die von der am Unterrand vorgegebenen Welle mit der Wellenzahl 1 für die Januarklimatologie und den entsprechenden Grundzustand \bar{u} für den Januar induziert wird. Da bei dieser Methode zur Berechnung der Residuumszirkulation ein vertikales Integral ausgewertet wird, beeinflusst das Wellenbrechen in dieser Rechnung lediglich unterhalb liegende Regionen, daher kommt der Name „Downward Control“, siehe Haynes et al. (1991) und Holton et al. (1995). Die „Downward Control“ Methode wird in Rosenlof (1995) verwendet, um unter Verwendung von Satellitenbeobachtungen den Jahresgang der Residuumszirkulation zu betrachten. McLandress und Shepherd (2009) nutzen die „Downward Control“ Methode um in Klimasimulationen Veränderungen der Brewer-Dobson Zirkulation in Zusammenhang mit anthropogenen Klimaänderungen zu untersuchen.

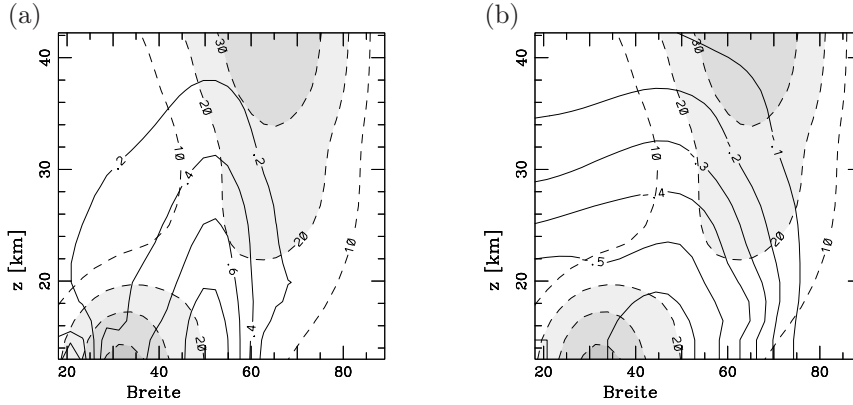


Abbildung 4.4: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} für die Januar Klimatologie aus Era 40 Daten ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[m.s^{-1}]$. Die durchgezogenen Linien zeigen die Stromfunktion der Residuumszirkulation in $[10^7 kgm^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird die Residuumszirkulation nach der „downward control“ Berechnung gezeigt, in (b) die wird Residuumszirkulation nach dem neuen Verfahren für endliche Zeitskalen zum Zeitpunkt $t = 0$ gezeigt.

4.3.2 Verallgemeinertes Verfahren der Diagnose für endliche Zeitskalen

Wie oben beschrieben, wird die Residuumszirkulation beim „downward control“ unter der Annahme stationärer Felder bestimmt. Die Berechnung der Residuumszirkulation kann verallgemeinert werden, wenn anstelle der stationären Annahme eine harmonische Zeitabhängigkeit wie in Holton et al. (1995) und Garcia (1987) angenommen wird. Grundlage für die folgenden Berechnungen sind die zonalsymmetrischen, quasi-geostrophischen Gleichungen der Atmosphäre (Holton et al., 1995):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - 2\Omega \sin \phi \bar{v}^* = \bar{G}, \quad (4.3.4)$$

$$2\Omega \sin \phi \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{aH} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \phi} = 0, \quad (4.3.5)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{w}^* \left(\frac{HN^2}{R} \right) = \bar{Q}_s - \bar{Q}_t(\bar{T}), \quad (4.3.6)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v}^* \cos \phi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0. \quad (4.3.7)$$

Wie in Holton et al. (1995) und Garcia (1987) wird nun eine harmonische Zeitabhängigkeit angenommen mit konstanter Frequenz σ . Die Größen in den Gleichungen 4.3.4 bis 4.3.7 werden damit geschrieben als $\bar{u} = \Re(\hat{u} \exp^{i\sigma t})$, $\bar{v}^* = \Re(\hat{v} \exp^{i\sigma t})$, $\bar{w}^* = \Re(\hat{w} \exp^{i\sigma t})$, $\bar{G} = \Re(\hat{G} \exp^{i\sigma t})$, $\bar{T} = \Re(\hat{T} \exp^{i\sigma t})$

und $\bar{Q}_s = \Re(\hat{Q} \exp^{i\sigma t})$. Die Abkühlungsrate $\bar{Q}_l(\bar{T})$ wird wie in Holton et al. (1995) parameterisiert durch „Newton’sche Kühlung“:

$$\bar{Q}_l(\bar{T}) = -\alpha \bar{T}',$$

mit \bar{T}' als Temperaturanomalie und α^{-1} als eine konstante Zeitskala. In der Impulsgleichung ist der Term auf der rechten Seite gegeben durch die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses

$$\bar{G} = \frac{\nabla \cdot \bar{\mathbf{F}}}{\rho_0 a \cos(\phi)}. \quad (4.3.8)$$

Mit diesen zusätzlichen Annahmen können analog wie in (Holton et al., 1995) die Gleichungen 4.3.4 bis 4.3.7 in einer Gleichung für \bar{w}^* zusammengefasst werden. Neu in dieser Arbeit ist, dass anstelle der Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* eine Gleichung für die Stromfunktion ψ aufgestellt wird. Mit der Definition der Stromfunktion der Residuumszirkulation 4.3.1 und den oben genannten Annahmen ergibt sich aus den Gleichungen 4.3.4 bis 4.3.7 folgende elliptische Differentialgleichung für die Stromfunktion ψ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\sigma}{i\sigma + \alpha} \frac{N^2}{4\Omega^2 a^2 \sin^2(\phi)} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \\ \frac{i\sigma}{i\sigma + \alpha} \frac{N^2}{4\Omega^2 a^2 \sin^2(\phi)} \frac{\sin(\phi)}{\cos(\phi)} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} = \\ \rho_0 \frac{\cos(\phi)}{2\Omega \sin(\phi)} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{\rho_0 a \cos(\phi)}. \end{aligned} \quad (4.3.9)$$

Gesucht wird eine Lösung dieser Gleichung für die Stromfunktion der Residuumszirkulation ψ . Dazu muss die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot \mathbf{F}$ als „Wellenantrieb“ vorgegeben werden, dieses Feld kann mit dem erweiterten Matsunomodell aus Abschnitt 4.1.2 berechnet werden. Zusätzlich müssen für die Lösung der Gleichung 4.3.9 die Parameter σ für die Zeitskala und α für die Abkühlungsrate vorgegeben werden.

Als Randbedingung für die Lösung der elliptischen Differentialgleichung 4.3.9 wird für den Pol und den Oberrand des Modellgebietes $\psi = 0$ gewählt. Für den unteren Rand sowie den äquatorseitigen Rand werden Neumann Randbedingungen gewählt mit $\frac{\partial \psi}{\partial \phi} = 0$ am äquatorseitigen Rand und $\frac{\partial \psi}{\partial z} = 0$ am unteren Rand des Modellgebietes.

Mit diesen Vorgaben wird in dieser Arbeit die elliptische Differentialgleichung 4.3.9 numerisch gelöst und die Stromfunktion der Residuumszirkulation ψ kann somit mit einem Fortran Programm berechnet werden.

Als ein Beispiel wird in Abbildung 4.4 (b) die Stromfunktion der Residuumszirkulation aus der Lösung der elliptischen Differentialgleichung 4.3.9 gezeigt für die Januar klimatologie. Für die Berechnung der Divergenz des Eliassen-

Palm-Flusses mit dem erweiterten Matsunomodell wurde hier der Grundzustand des zonalgemittelten Windes die Klimatologie des Monats Januar verwendet und ebenso die planetare Welle mit der Wellenzahl 1 aus der Januarklimatologie am unteren Rand vorgegeben. Für die Abkühlungsrate wird hier $\alpha = 0.05d^{-1}$ gewählt und für den Parameter σ wird eine jährliche Zeitskala $\sigma = \frac{2\pi}{365d}$ angenommen, so dass $\frac{\sigma}{\alpha} \approx 0.34$ ist. In Abbildung 4.4 (b) wird der Betrag der Lösung für ψ zum Zeitpunkt $t = 0$ gezeigt, d. h. die direkte Antwort des atmosphärischen Systems auf den „Wellenantrieb“. In der Herleitung der Gleichung 4.3.9 wird eine harmonische Zeitabhängigkeit angenommen, so dass die Lösung dieser Gleichung im Verlauf der Zeit eine Schwingung aufweist. Das Ziel dieser Arbeit ist aber nicht eine prognostische Lösung für die Residuumszirkulation, sondern es geht vor allem um die Diagnose der Residuumszirkulation, insbesondere auf welche Art und Weise die Atmosphäre auf den Wellenantrieb reagiert. Deshalb wird hier in dieser Arbeit der Zeitpunkt $t = 0$ betrachtet.

Die Struktur der Lösung für die Residuumszirkulation mit dieser Wahl einer jährlichen Zeitskala in dem Parameter σ ist meridional nicht so stark begrenzt wie die Lösung nach dem „downward control“ Verfahren aus Abschnitt 4.3.1, dies sieht man im Vergleich der Abbildung 4.4 (b) mit der Abbildung 4.4 (a) .

Bei dem „downward control“ Verfahren wird ein stationärer Grenzfall angenommen, so dass an Stelle der Lösung einer elliptischen Differentialgleichung zur Berechnung der Stromfunktion der Residuumszirkulation lediglich ein vertikales Integral ausgewertet wird. Dieser Annahme der Stationarität kann man sich nun bei der Lösung der elliptischen Differentialgleichung durch die Wahl großer Zeitskalen annähern, d.h. für $\sigma \rightarrow 0$ wird der stationäre Grenzfall erreicht. In Abbildung 4.5 (a) wird die Lösung der elliptischen Differentialgleichung 4.3.9 für $\sigma = \alpha * 10^{-10}$ gezeigt, mit der Abkühlungsrate $\alpha = 0.05d^{-1}$. Die Struktur der so erhaltenen Stromfunktion der Residuumszirkulation ist sehr ähnlich der Lösung aus dem „downward control“ Verfahren, die in Abbildung 4.4 (a) gezeigt ist.

Für den anderen Grenzfall der sehr kleinen Zeitskalen mit $\sigma \rightarrow \infty$ wird der adiabatische Grenzfall erreicht, der auch als „Eliassen-Problem“ bekannt ist und in Eliassen (1952) untersucht wird. Als Näherung an diesen Grenzfall wird in Abbildung 4.5 (b) die Lösung für die Residuumszirkulation mit $\sigma = \alpha * 10^{10}$ gezeigt, die von der Struktur her der Lösung mit der jährlichen Zeitskala in Abbildung 4.4 (b) noch recht ähnlich sieht.

Das in diesem Abschnitt vorgestellte Verfahren zur Diagnose der Residuumszirkulation verallgemeinert das „downward control“ Verfahren, so dass die Annahme eines stationären Grenzfalls nicht mehr nötig ist. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wähle ich den Parameter σ immer mit der jährlichen Zeitskala $\sigma = \frac{2\pi}{365d}$ und die Abkühlungsrate $\alpha = 0.05d^{-1}$.

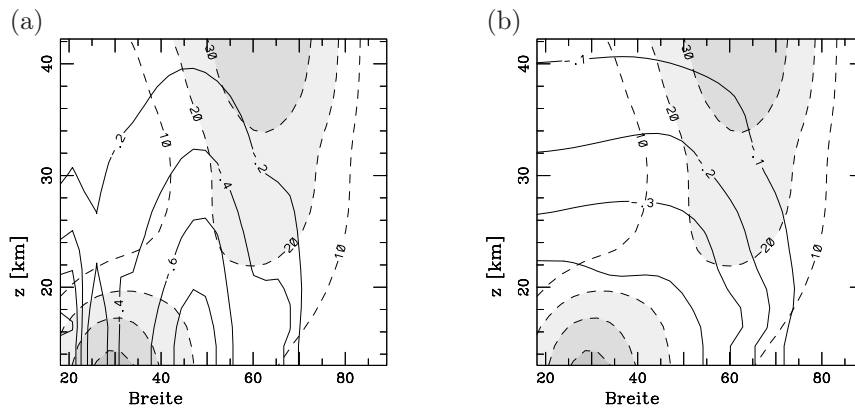


Abbildung 4.5: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} für die Januar Klimatologie aus Era 40 Daten ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$. Die durchgezogenen Linien zeigen die Stromfunktion der Residuumszirkulation zum Zeitpunkt $t = 0$ in $[10^7 kgm^{-1}d^{-1}]$. In beiden Fällen ist $\alpha = 0.05d^1$ und in Abbildung (a) ist $\sigma = \alpha * 10^{-10}$ für sehr große Zeitskalen und in Abbildung (b) ist $\sigma = \alpha * 10^{10}$ für sehr kleine Zeitskalen.

Kapitel 5

Anwendung der Diagnose der Residuumszirkulation auf ERA-40 Daten

Die im Abschnitt 4.3.2 vorgestellte Methode zur Bestimmung der Residuumszirkulation wird in diesem Kapitel als ein Diagnose-Werkzeug genutzt und auf die ERA-40 Reanalysedaten des EZMW angewendet. Als wichtige Moden der stratosphärischen Klimavariabilität werden die verschiedenen Phasen der QBO und der NAO betrachtet, weiterhin wird untersucht ob die Residuumszirkulation einen Einfluss durch den 11-jährige Sonnenfleckenzyklus zeigt. Ebenfalls wird der Zusammenhang der Residuumszirkulation mit der Temperatur in der unteren polaren Stratosphäre untersucht.

Die Methodik der Untersuchungen folgt in diesen Fällen einem ähnlichen Muster. Vorgegeben wird am Unterrand der Stratosphäre jeweils die Amplitude und Phase der planetaren Wellen. Auch der Grundzustand des zonalgemittelten Zonalwindes \bar{u} wird aus den ERA-40 Daten generiert und als Eingangsdatensatz verwendet. Mit dem modifizierten Matsunomodell aus Abschnitt 4.1.2 wird die Ausbreitung und Dissipation der planetaren Wellen beschrieben. Als wichtiges Ergebnis dieses modifizierten Matsunomodells wird die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ weiter genutzt, da diese Größe als Wellenantrieb in die diagnostische Bestimmung der Residuumszirkulation eingeht. In diesem Kapitel wird hierfür das verallgemeinerte Verfahren der Diagnose der Residuumszirkulation für endliche Zeitskalen aus dem Abschnitt 4.3.2 angewendet. Der Parameter der Zeitskala σ wird in diesem Kapitel immer mit der jährlichen Zeitskala $\sigma = \frac{2\pi}{365d}$ gewählt, der Parameter α für die Abkühlungsrate beträgt in diesem Kapitel $\alpha = 0.05d^{-1}$. Aus der Lösung der Gleichung 4.3.9 für die Stromfunktion der Residuumszirkulation ψ wird in diesem Kapitel immer der

Betrag von ψ zu dem Zeitpunkt $t = 0$ betrachtet, dies ist die direkte Antwort des atmosphärischen Systems auf den Wellenantrieb.

Mit diesem Vorgehen wird also die gesamte Prozesskette detailliert betrachtet: die Ausbreitung und Dissipation der planetaren Wellen, die Grundstrom-Welle Wechselwirkung und die damit verknüpfte Residuumszirkulation.

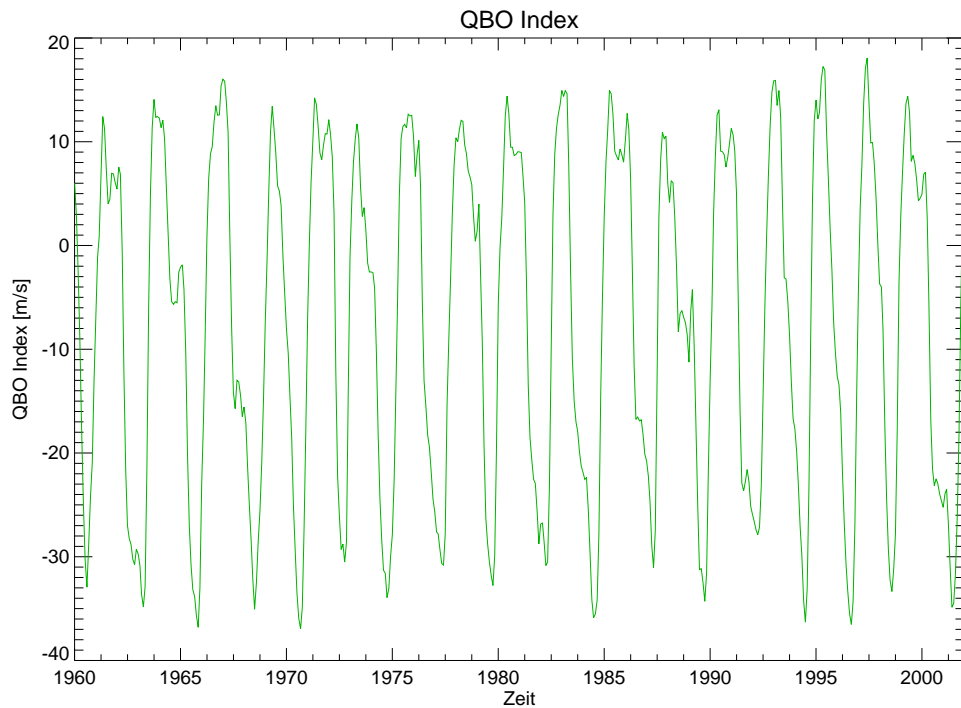


Abbildung 5.1: Der QBO Index wird hier gezeigt als der zonalgemittelte Zonalwind am Äquator in 30 hPa Höhe in $[m s^{-1}]$, berechnet aus den ERA-40 Daten.

5.1 Einfluss der QBO

Nach dem „Holton und Tan Mechanismus“ sind in der Stratosphäre für eine QBO-West Phase in der Polarregion kalte, ungestörte Winter zu erwarten, hingegen treten bei einer QBO-Ost Phase wärmere, gestörte Wintermonate auf. Der QBO-Index wird in dieser Arbeit aus den Monatsmitteln des zonalgemittelten Zonalwind am Äquator in 30hPa aus den ERA-40 Daten bestimmt, dargestellt ist der QBO-Index in Abb. 5.1. Anhand dieses Indexes werden nun für die jeweilige Phase der QBO verschiedene Grundzustände des zonalgemittelten Zonalwindes \bar{u} zusammengestellt. Die Monatsmittel der ERA-40 Daten mit einem QBO-Index > 10 m/s sind als „QBO-West“ zusammengefasst, die Monatsmittel der ERA-40 Daten mit einem QBO-Index < 10 m/s sind als „QBO-Ost“ zusammengefasst, in Abb. 5.2 wird der Grundzustand \bar{u} für die Phasen QBO-West und QBO-Ost für den Monat Dezember schattiert im Hintergrund gezeigt und durch die gestrichelten Linien dargestellt. Auffällig ist der Unterschied zwischen den beiden Fällen beim Polarnachtstrahlstrom, im Falle der QBO-West ist er für den Monat Dezember deutlich stärker; weiterhin liegen im Falle der QBO-Ost in den niedrigen Breiten die Isotachen in der oberen Stratosphäre bei niedrige-

ren Breiten als im Falle der QBO-West, siehe als Beispiel die 10 m/s Isolinie, die kritische Linie für das Wellenbrechen liegt für den Fall der QBO-Ost näher Richtung Äquator.

5.1.1 Resultate

Mit Hilfe des modifizierten Matsunomodells wird nun die Ausbreitung planetarer Wellen für die verschiedenen Fälle berechnet. Dabei wird hier jeweils die gleiche Welle am Unterrand vorgegeben, für diese Untersuchung die planetare Welle mit der Wellenzahl $s = 1$ für den Monat Dezember aus der Klimatologie der ERA-40 Daten. Als wichtige Größe für die Grundstrom-Welle-Wechselwirkung wird die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ betrachtet, in Abb. 5.2 gezeigt als durchgezogene Linien. Im Falle der QBO-West erreicht $\nabla \cdot F$ höhere Werte.

Wie in Kapitel 4 dargestellt, kann mit der Größe $\nabla \cdot F$ die Residuumszirkulation bestimmt werden. In Abbildung 5.3 wird die mit diesem Diagnose-Werkzeug bestimmte Residuumszirkulation gezeigt. Sowohl für den Fall der QBO-Ost als auch für den Fall der QBO-West zeigt die Residuumszirkulation eine abwärts gerichtete Strömung über den polaren Gebieten. Bei einem genauen Betrachten der Drängung der Isolinien kann man auf Grund des stärkeren Gradienten schliessen, dass im Falle der QBO-Ost die Residuumszirkulation über dem Pol etwas stärker ausgeprägt ist. Besser zu erkennen ist dies in Abbildung 5.5: es wird die Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* der Residuumszirkulation entlang der Breite in der Höhe von 200hPa gezeigt. Die Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* ergibt sich nach Definition der Stromfunktion ψ durch

$$\bar{w}^* = \frac{1}{\rho_0 \cos(\phi)} \frac{\partial \psi}{a \partial \phi}.$$

In der Abbildung 5.4 wird der Massenfluss durch die Polkappe nördlich von $\phi_N = 75$ gegen die Höhe gezeigt. Der Massenfluss mf_{ϕ_N} durch die Polkappe berechnet sich nach

$$\text{mf}_{\phi_N}(z) = 2\pi r_{\text{earth}} \psi(\phi_N, z). \quad (5.1.1)$$

Im Falle der QBO-Ost ist der Massenfluss durch die Polkappe stärker als im Fall der QBO-West, ebenso wie die abwärts gerichtete Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* im Fall der QBO-Ost über den polaren Breiten größer als im Falle der QBO-West ist.

5.1.2 Diskussion

In den hier betrachteten Grundzuständen des zonalgemittelten Zonalwinds für die beiden Fälle der QBO (siehe Abbildung 5.2, schattiert und mit gestrichelten Linien dargestellt) zeigen sich zwei Unterschiede. Zum einen hat der Polarnachtstrahlstrom im Falle der QBO-West ein stärkeres Maximum als im

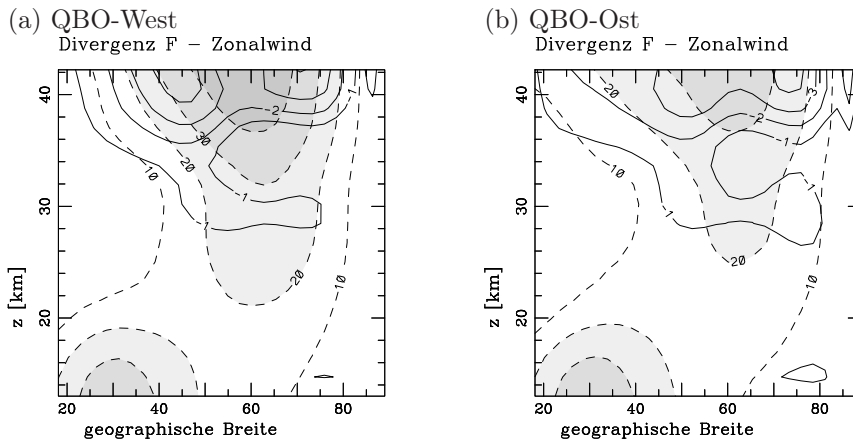


Abbildung 5.2: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ in $[ms^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall der QBO-West Phase gezeigt, in (b) der Fall der QBO-Ost Phase.

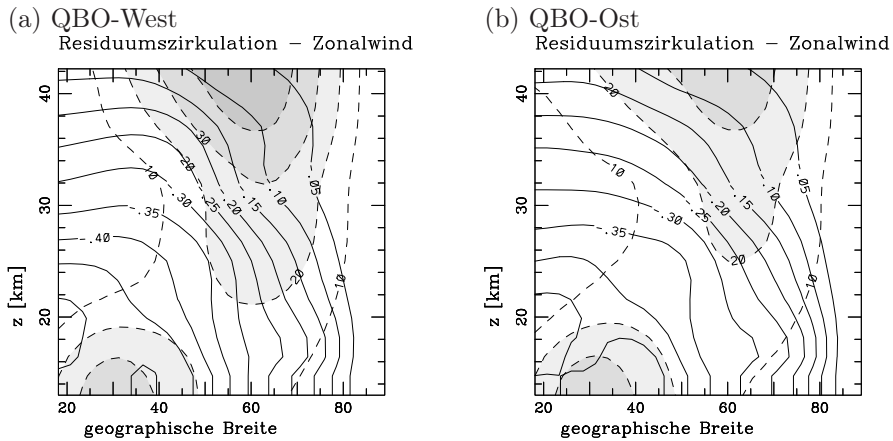


Abbildung 5.3: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Stromfunktion der Residuumszirkulation in $[10^7 kgm^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall der QBO-West Phase gezeigt, in (b) der Fall der QBO-Ost Phase.

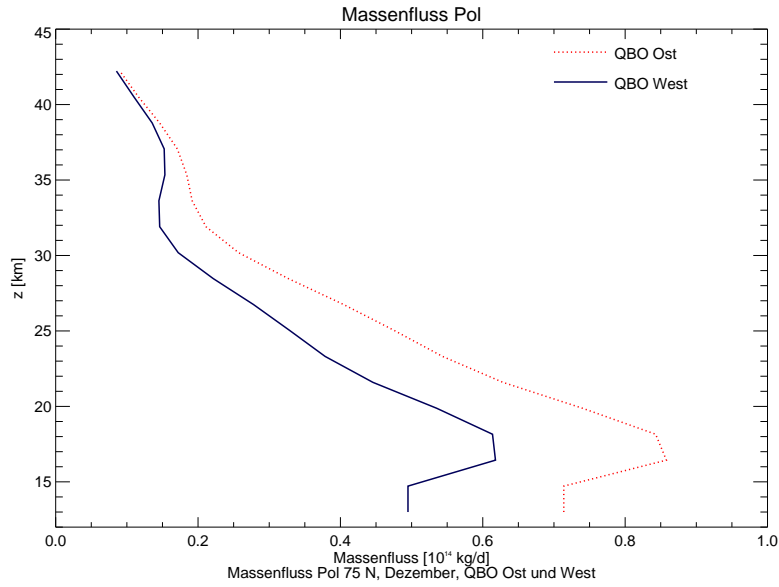


Abbildung 5.4: Massenfluss durch die Polkappe 75 N für die QBO-Ost und QBO-West Phase.

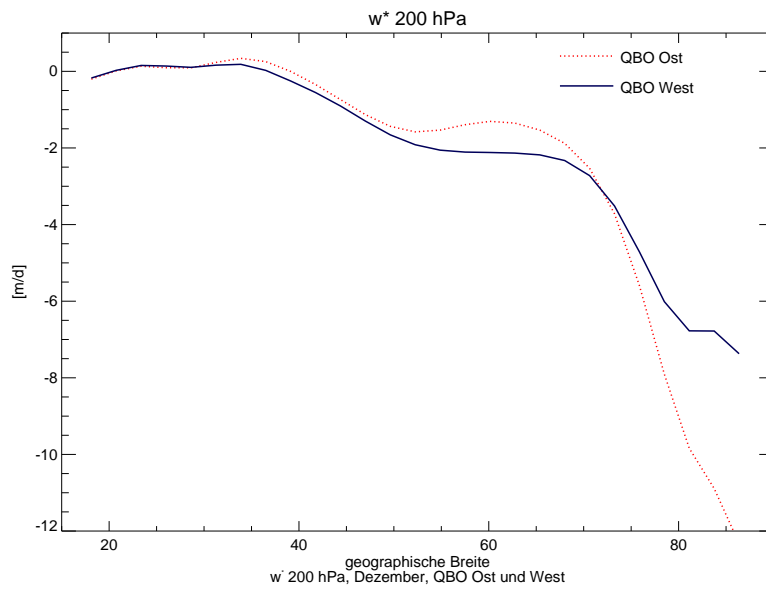


Abbildung 5.5: Vertikalwind \bar{w}^* bei 200 hPa für die QBO-Ost und QBO-West Phase.

Falle der QBO-Ost, zum anderen liegt die kritische Linie für das Wellenbrechen für den Fall der QBO-Ost näher am Äquator. Für die gleiche vorgegebene Welle und den verschiedenen Grundzuständen des zonalgemittelten Zonalwinds für die QBO-West Phase und die QBO-Ost Phase sind in der Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ deutlich Unterschiede sichtbar, was in Abbildung 5.2 zu sehen ist. Die mit diesen Wellenantrieben berechneten Residuumszirkulationen zeigen ebenfalls Unterschiede, insbesondere ist der Massenfluss durch die Polkappe beziehungsweise die abwärts gerichtete Vertikalbewegung der Residuumszirkulation im Fall der QBO-Ost Phase stärker ausgeprägt als im Fall der QBO-West Phase. Dieser Unterschied in der Vertikalbewegung in der polaren Stratosphäre ist in Übereinstimmung mit dem „Holton und Tan Mechanismus“ (Holton und Tan, 1980), nach dem in einer QBO-Ost Phase die polare Region wärmer ist als in einer QBO-West Phase. Dieser aus Beobachtungen abgeleitete Zusammenhang wird in dieser Arbeit im Rahmen eines einfachen mechanistischen Modells nachvollzogen, in dem alle entscheidenden Größen für diesen Prozess berechnet werden, neu ist hierbei vor allem die Bestimmung der Residuumszirkulation. Diese Prozessstudie zeigt, dass die Ausbreitung und das Brechen planetarer Wellen sowie die dadurch induzierte Residuumszirkulation einen wichtigen Mechanismus für die Dynamik der Stratosphäre darstellen, durch den das Windregime in der äquatorialen Stratosphäre die gesamte Stratosphäre und insbesondere die polare Winterhemisphäre beeinflussen kann.

5.2 Einfluss der NAO

Beobachtungen zeigen, dass die Variabilität in der Stärke des Polarwirbels durch Moden der globalen Klimavariabilität wie die „arktische Oszillation (AO)“ oder die „nordatlantische Oszillation (NAO)“ charakterisiert werden können, siehe zum Beispiel Baldwin und Dunkerton (2001). Ein stark negativer Index der NAO weist auf einen schwachen Polarwirbel hin, während ein stark positiver Index der NAO auf einen starken Polarwirbel hinweist. Der NAO Index wird aus den Luftdruckunterschieden an der Erdoberfläche zwischen dem subtropischen Hoch („Azorenhoch“) und dem nordatlantischen Tief („Islandtief“) bestimmt. Oft werden die Messungen der Stationen Ponta Delgada, Azoren und Stykkisholmur, Island zur Berechnung der Differenzen verwendet. In Abbildung 5.6 wird der monatliche NAO Index nach Daten der NOAA für den Zeitraum 1960 bis 2002 gezeigt. Um den Einfluss der NAO auf die Residuumszirkulation zu untersuchen, werden aus den Monatsmitteln der ERA-40 Daten Grundzustände des zonalgemittelten Zonalwinds erstellt: zunächst werden Mittelwert μ und Standardabweichung σ des NAO Index bestimmt, aus den Monaten in der ERA40-Periode mit einem NAO Index kleiner als $\mu - \sigma$ wird der Grundzustand des zonalgemittelten Zonalwinds „NAO negativ“ bestimmt, aus den

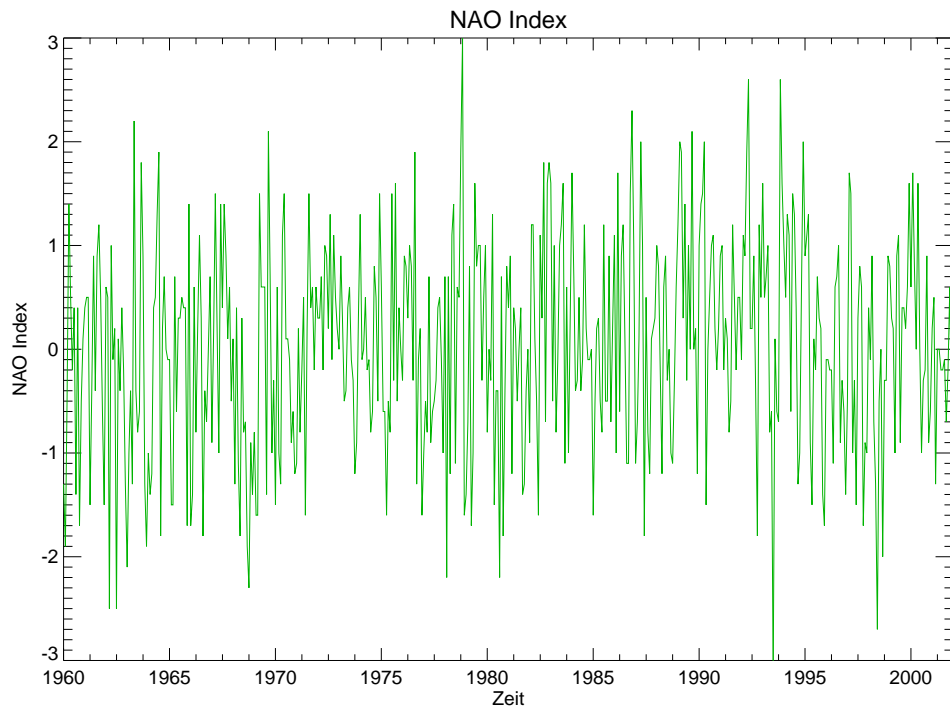


Abbildung 5.6: Der NAO Index, nach Daten der NOAA

Monaten in der ERA40-Periode mit einem NAO Index größer als $\mu + \sigma$ wird der Grundzustand des zonalgemittelten Zonalwindes „NAO positiv“ bestimmt. Im Hintergrund der Abbildung 5.7 wird der Grundzustand \bar{u} im Monat Dezember für diese beiden Fälle gezeigt (schattiert und gestrichelte Linien). Im Fall „NAO positiv“ ist der Polarnachtsrahlstrom, zu sehen am oberen Rand der Abbildungen, deutlich stärker ausgeprägt als im Fall „NAO negativ“.

5.2.1 Resultate

Wie am Anfang von diesem Kapitel wird die Ausbreitung der planetaren Wellen mit Hilfe des modifizierten Matsunomodells berechnet, die Divergenz des Eliassen-Palm-Fluss $\nabla \cdot F$ bestimmt sowie mit dem verallgemeinerten Verfahren für die Diagnose der Residuumszirkulation diese bestimmt.

Für beide Fälle wird am Unterrand nach der Dezember-Klimatologie aus den ERA-40 Daten die planetare Welle mit der Wellenzahl $s = 1$ vorgegeben. Abbildung 5.7 zeigt die mit dem modifizierten Matsunomodell berechnete Divergenz des Eliassen-Palm-Fluss $\nabla \cdot F$ in durchgezogenen Linien, die Unterschiede zwischen dem Fall eines positiven NAO Index und dem Fall eines negativen NAO Index sind deutlich zu erkennen. Abbildung 5.8 zeigt für beide Fälle die aus dem jeweiligen Wellenantrieb diagnostizierte Residuumszirkulation. Die Drän-

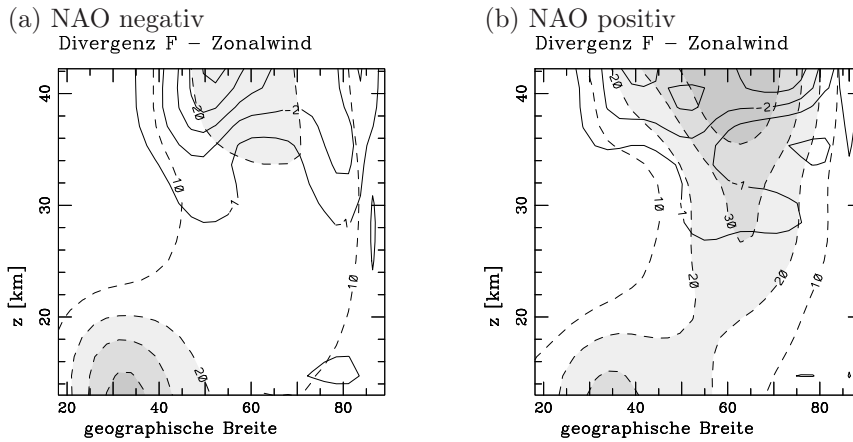


Abbildung 5.7: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ in $[ms^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall der negativen NAO Phase gezeigt, in (b) der Fall der positiven NAO Phase.

gung der Isolinien der Stromfunktion der Residuumszirkulation über den polaren Gebieten ist im Fall eines negativen NAO Index größer als im Fall eines positiven NAO Index. Die Unterschiede sind deutlicher zu erkennen, wenn man die aus der Residuumszirkulation bestimmte Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* sowie den Massenfluss über der Polkappe $\phi_N = 75$ betrachtet, siehe Abbildungen 5.9 und 5.10. Im Falle der „NAO negativ“ zeigt sich über dem Pol eine deutlich stärkere Abwärtsbewegung als im Falle der „NAO positiv“. Weiterhin ist der Massenfluss über der Polkappe im Fall der „NAO negativ“ deutlich größer als im Fall der „NAO positiv“.

5.2.2 Diskussion

Die NAO ist nach Wallace (2000) eng mit der NAM („Northen Annular Mode“) verbunden. In einer statistischen Studie mit empirischen Mastergleichungen bestätigen Dall’Amico und Egger (2007) die Beobachtungen von Baldwin und Dunkerton (2001), dass sich Anomalien der NAM von der oberen Stratosphäre sich nach unten bis in die Troposphäre hinein ausbreiten können. Baldwin und Dunkerton (2001) vermuten, dass für den Mechanismus dieses Prozesses die Residuumszirkulation in der Stratosphäre eine wichtige Rolle spielt. In dieser Arbeit wird nun im Rahmen eines einfachen mechanistischen Modells die Residuumszirkulation explizit diagnostiziert.

Konsistent mit der Vermutung von Baldwin und Dunkerton (2001) zeigt sich, dass die NAO einen deutlichen Einfluss auf die Residuumszirkulation zeigt. Ein negativer Index der NAO ist verbunden mit stärkerem Absinken über dem Pol bzw. einem stärkeren vertikalen Massenfluss über der Polkappe als bei ei-

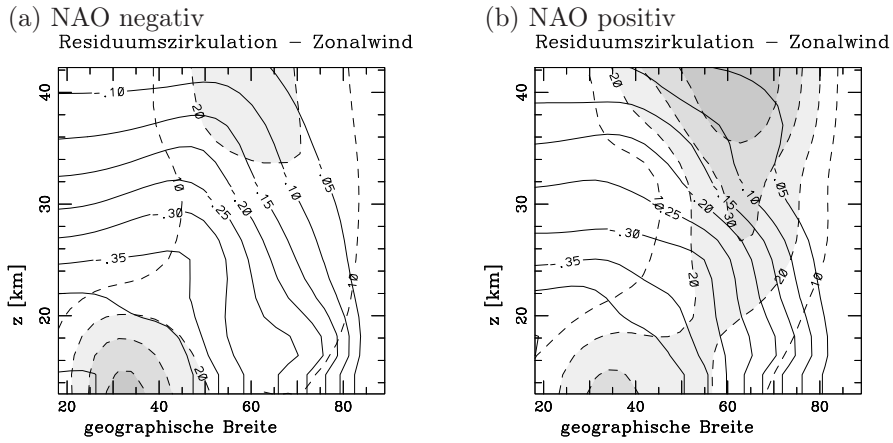


Abbildung 5.8: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Stromfunktion der Residuumszirkulation in $[10^7 kgm^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall der negativen NAO Phase gezeigt, in (b) der Fall der positiven NAO Phase.

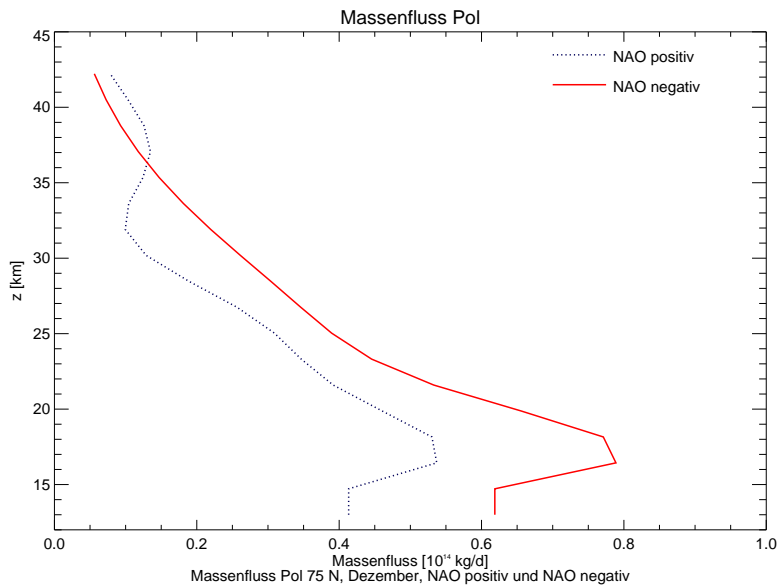


Abbildung 5.9: Massenfluss durch die Polkappe 75 N für die negative und positive Phase der NAO.

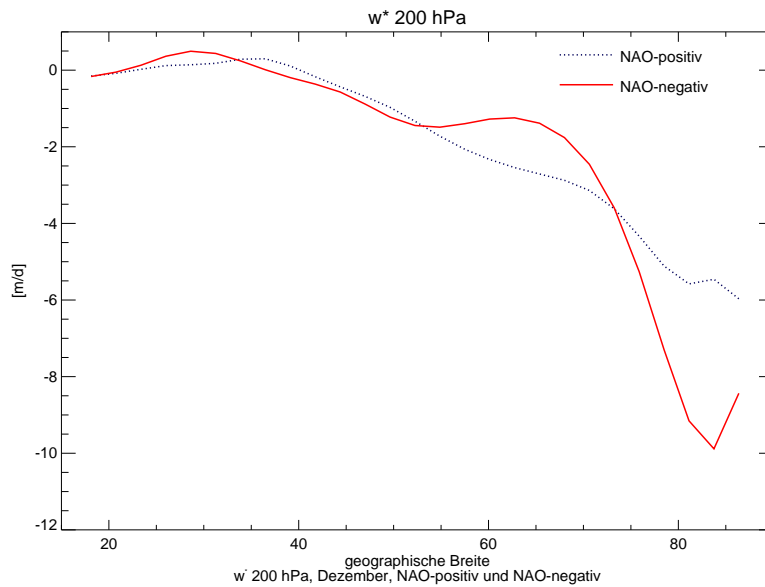


Abbildung 5.10: Vertikalwind \bar{w}^* bei 200 hPa für die negative und positive Phase der NAO.

dem positiven NAO Index. Dieses Ergebnis lässt sich darauf zurückführen, dass mit der NAO die Ausbreitung und Dissipation der planetaren Wellen in einer Art und Weise modifiziert wird, so dass es Auswirkungen auf den Wellenantrieb und die Residuumszirkulation gibt.

Die mechanistische Prozessstudie in dieser Arbeit zeigt, dass die Dynamik in der Stratosphäre auch mit der NAO verknüpft ist.

5.3 Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus

Im diesem Abschnitt soll der Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auf die Residuumszirkulation untersucht werden. In Abb. 3.3 werden Messdaten aus Ottawa/Penticton der emittierten Sonnenstrahlung bei 2800MHz (10,7cm Wellenlänge) gezeigt, die dargestellte Einheit ist $1 \text{ S.F.U.} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^4 \text{ jansky}$. Dieser 10,7 cm Radiofluss kann als Maß für den Sonnenfleckenzyklus angesehen werden (siehe z.B. Matthes (2003)). Mit dieser Größe in Verbindung mit der QBO konnten Korrelationen des Sonnenfleckenzyklus mit Temperaturen der Stratosphäre in höheren Breiten festgestellt werden (Labitzke und H. van Loon, 1988; Labitzke, 2004).

Die Grundzustände für den zonalgemittelten Zonalwind \bar{u} aus den Monatsmitteln der ERA40 Daten werden zusätzlich zu der Unterteilung in QBO-West und QBO-Ost wie in Abschnitt 5.1 noch weiter unterteilt in den Fall „solares Maximum“, in dem der 10,7 cm Radiofluss über dem Mittelwert des 10,7 cm

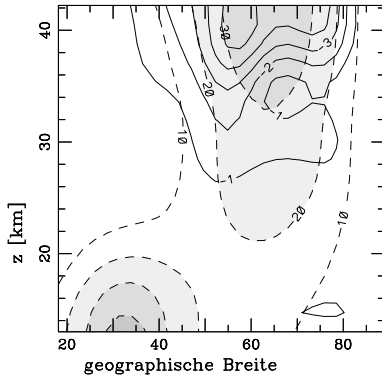
Radiofluss der ERA40-Periode liegt, bzw. in den Fall „solares Minimum“, in dem der 10,7 cm Radiofluss unter dem Mittelwert des 10,7 cm Radiofluss der ERA40-Periode liegt. Die so erzeugten vier verschiedene Fälle für \bar{u} im Monat Dezember werden im Hintergrund der Abbildungen 5.11 (QBO West und solares Minimum, QBO Ost und solares Minimum) und 5.12 (QBO West und solares Maximum, QBO Ost und solares Maximum) schattiert gezeigt und mit gestrichelten Linien. Während der QBO-West Phase ist der Polarnachtstrahlstrom stärker ausgeprägt als während der QBO-Ost Phase, die Fälle „solares Minimum“ und „solares Maximum“ modifizieren die Unterschiede in dem Grundzustand \bar{u} .

5.3.1 Resultate

Für die vier oben genannten Fälle wird mit dem modifizierten Matsunomodell die Ausbreitung der planetaren Wellen in der Stratosphäre untersucht und die daraus resultierende Residuumszirkulation berechnet. Am Unterrand wird jeweils die planetare Welle $s = 1$ aus der Dezember-Klimatologie der ERA-40 Daten vorgegeben. In Abbildung 5.11 und Abbildung 5.12 wird die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ gezeigt. Unterschiede sind nicht deutlich zu erkennen, aber im Fall „QBO Ost und solares Minimum“ erreicht $\nabla \cdot F$ die stärksten Werte (Abbildung 5.12 rechts). Für die vier Fälle wird die Residuumszirkulation diagnostiziert mit dem Verfahren aus Abschnitt 4.3.2. In den Abbildungen 5.13 und 5.14 werden für diese vier Fälle die Stromfunktion der Residuumszirkulation abgebildet.

Die Unterschiede zwischen den vier Fällen sind deutlicher zu sehen, wenn der Massenfluss über der Polkappe $\phi_N = 75$ in Abbildung 5.15 betrachtet wird. Die aus der Residuumszirkulation resultierende Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* wird in Abbildungen 5.16 gezeigt. In den beiden Fällen der QBO-Ost Phase -sowohl für solares Maximum und solares Minimum- ist der Massenfluss über der Polkappe stärker als für die beiden Fälle der QBO-West Phase. Durch den Sonnenfleckenzyklus scheint der „Holton und Tan Mechanismus“ etwas modifiziert zu werden, im Falle eines solaren Minimum und einer QBO-Ost Phase ist der Massenfluss über der Polkappe am größten für die vier Fälle, im Falle eines solaren Minimums und einer QBO-West Phase ist der Massenfluss über der Polkappe und die Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* am kleinsten für die vier Fälle. Für die Fälle eines Maximum des Sonnenfleckenzyklus scheint der Einfluss der QBO auf die Residuumszirkulation abgeschwächt zu sein im Vergleich zu den Fällen eines solaren Minimums, wobei die Modifikation während der QBO-West Phase sehr gering ist.

(a) QBO West, Solares Maximum
Divergenz F - Zonalwind



(b) QBO Ost, Solares Maximum
Divergenz F - Zonalwind

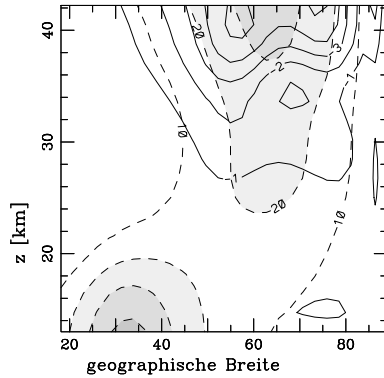
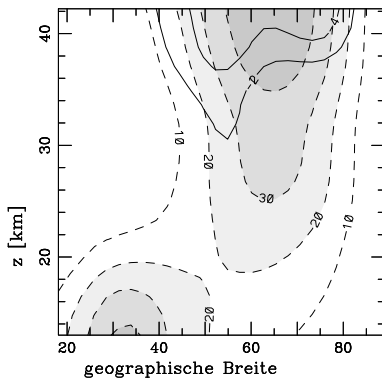


Abbildung 5.11: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ in $[ms^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall Maxima des Sonnenfleckenzyklus und QBO West-Phase gezeigt, in (b) der Fall Maxima des Sonnenfleckenzyklus und QBO-Ost Phase.

(a) QBO West, Solares Minimum
Divergenz F - Zonalwind



(b) QBO Ost, Solares Minimum
Divergenz F - Zonalwind

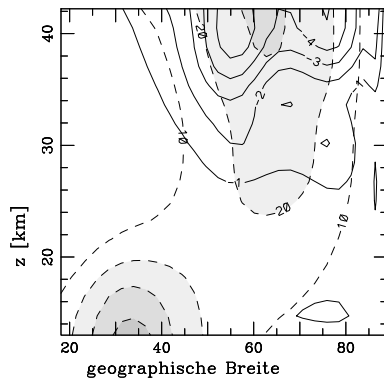


Abbildung 5.12: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses $\nabla \cdot F$ in $[ms^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall Minima des Sonnenfleckenzyklus und QBO West-Phase gezeigt, in (b) der Fall Minima des Sonnenfleckenzyklus und QBO-Ost Phase.

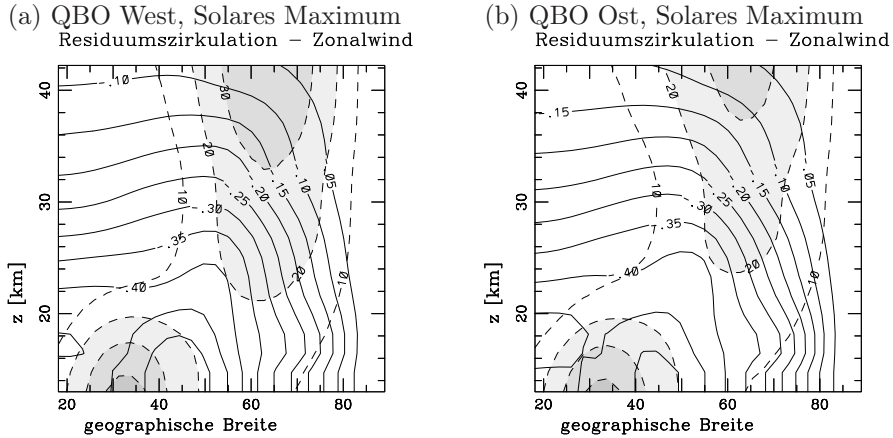


Abbildung 5.13: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Stromfunktion der Residuumszirkulation in $[10^7 kgm^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall Maxima des Sonnenfleckenzyklus und QBO West-Phase gezeigt, in (b) der Fall Maxima des Sonnenfleckenzyklus und QBO-Ost Phase.

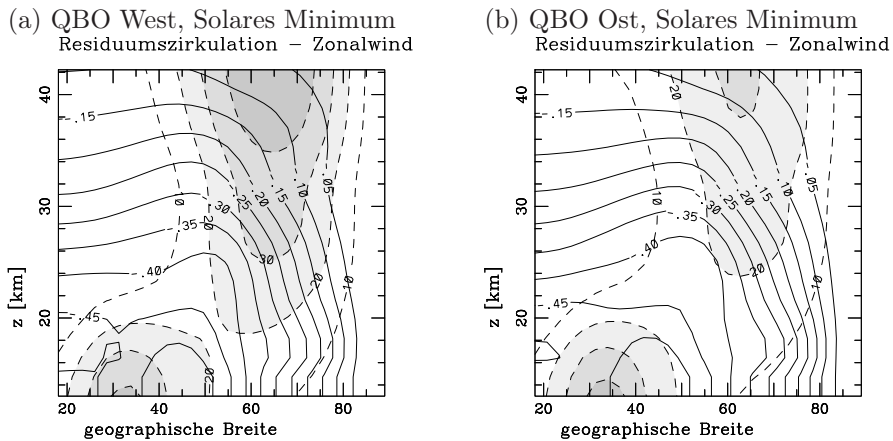


Abbildung 5.14: Der zonalgemittelte Zonalwind \bar{u} ist schattiert mit gestrichelten Linien dargestellt in $[ms^{-1}]$; die durchgezogenen Linien zeigen die Stromfunktion der Residuumszirkulation in $[10^7 kgm^{-1}d^{-1}]$. In (a) wird der Fall Minima des Sonnenfleckenzyklus und QBO West-Phase gezeigt, in (b) der Fall Minima des Sonnenfleckenzyklus und QBO-Ost Phase.

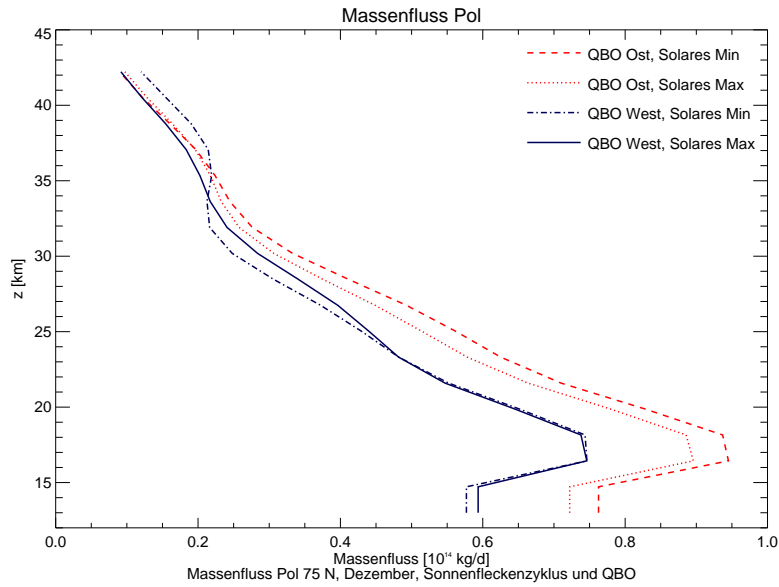


Abbildung 5.15: LMassenfluss durch die Polkappe 75 N für Minima und Maxima des Sonnenfleckenzyklus sowie QBO-West und QBO-Ost Phase.

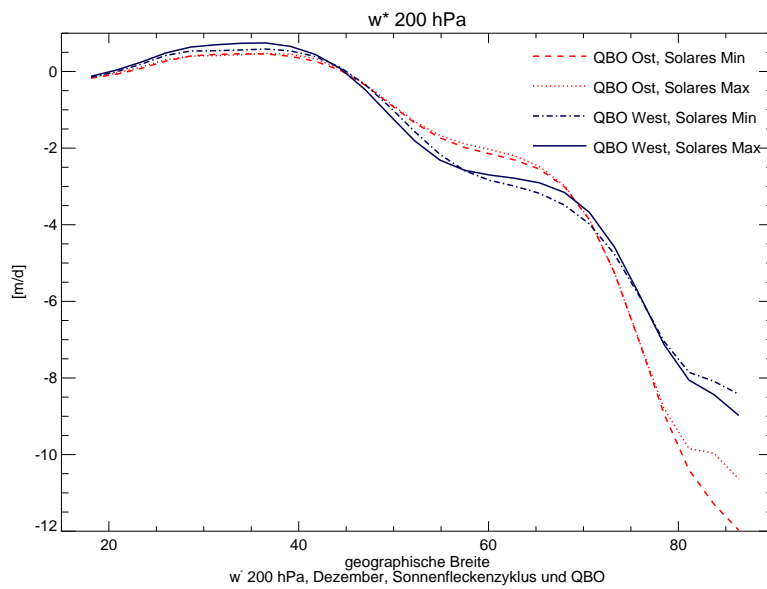


Abbildung 5.16: Vertikalwind \bar{w}^* bei 200 hPa für Minima und Maxima des Sonnenfleckenzyklus sowie QBO-West und QBO-Ost Phase.

5.3.2 Diskussion

Um ein Signal des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auf die Stratosphäre festzustellen, ist es nach Labitzke (2005) notwendig, zusätzlich eine Fallunterscheidung nach der QBO Phase vorzunehmen. Dies wurde in dieser Arbeit gemacht, in dem jeweils der Grundzustand des zonalgemittelten Zonalwinds für die Kombinationen der Phasen der QBO (Ost und West) mit den Maxima bzw. Minima des Sonnenfleckenzyklus erstellt worden ist und die jeweilige Residuumszirkulation bestimmt worden ist. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Labitzke und H. van Loon (1988) und Braesicke (1994) scheint der Einfluss der QBO auf den Polarwirbel durch den Sonnenfleckenzyklus modifiziert zu werden. Die Vermutung von Labitzke (2004), dass die Residuumszirkulation - insbesondere auch die Brewer-Dobson-Zirkulation - durch die QBO und den Sonnenfleckenzyklus beeinflusst wird, soll mit der mechanistischen Prozessstudie in dieser Arbeit überprüft werden. Wenn diese Vermutung zutreffen sollte, müsste in dieser Prozessstudie ein Einfluss des Sonnenfleckenzyklus auf die Stärke der Residuumszirkulation erkennbar sein. Während der Einfluss der QBO auf die Residuumszirkulation in dieser Arbeit bestätigt werden kann, ist der Einfluss des Sonnenfleckenzyklus allenfalls sehr gering. Ob die gezeigten Unterschiede in der Residuumszirkulation tatsächlich durch den Sonnenfleckenzyklus hervorgerufen werden oder ob es nur zufällige Schwankungen sind bleibt eine offene Frage. Um mehr Zyklen zu erfassen, wäre die Analyse mit einer längeren Zeitreihe als die der ERA-40 Periode erforderlich.

5.4 Zusammenhang Residuumszirkulation und Polartemperatur

Die Residuumszirkulation führt über der Polarkappe in der Stratosphäre in den Wintermonaten zu einer absinkenden Bewegung, was einer zusätzlichen Erwärmung entspricht und der Abkühlung durch die (langwellige) Ausstrahlung entgegenwirkt, siehe z. B. Gleichung 4.3.6:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{w}^* \left(\frac{HN^2}{R} \right) = \bar{Q}_s - \bar{Q}_l(\bar{T}).$$

Der Zusammenhang zwischen der Residuumszirkulation und der Polartemperatur in der Stratosphäre soll in diesem Abschnitt näher untersucht werden für Daten aus der ERA-40 Periode.

Aus den ERA-40 Daten habe ich für diese Arbeit für jedes Monatsmittel von September 1957 bis August 2002 aus dem Geopotenzial der 200hPa Fläche die Amplitude und Phase der planetaren Wellen mit der Wellenzahl $s = 1$ mit einer zonalen Fourieranalyse bestimmt. Das erweiterte Matsunomodell aus Abschnitt

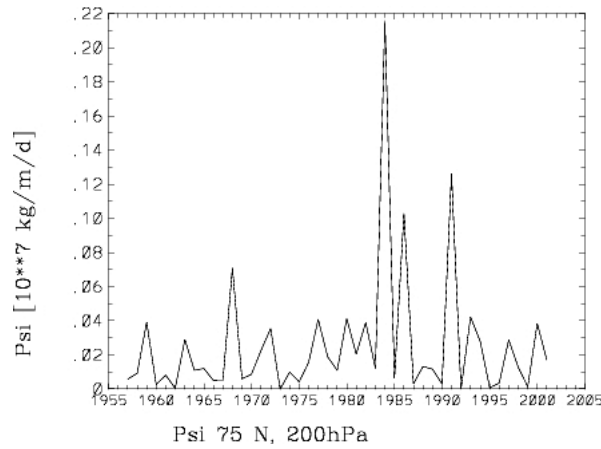


Abbildung 5.17: Zeitreihe des Betrages der Residuumszirkulation bei $75^{\circ}N$ in $200hPa$ Höhe im Monat Januar für die ERA-40 Periode

4.1.2 erlaubt dann die Berechnung der Ausbreitung und der Dissipation dieser Wellen in der Stratosphäre, als Grundzustand dient das jeweilige Monatsmittel des zonalgemittelten Zonalwindes \bar{u} . Mit dem Verfahren zur Diagnostik der Residuumszirkulation aus Abschnitt 4.3.2 wird anschließend für jeden Monat dieser Periode die Residuumszirkulation bestimmt.

Als charakteristische Größe für die Stärke der Residuumszirkulation über der Polarkappe habe ich den Wert der Stromfunktion der Residuumszirkulation ψ an der Stelle ($75^{\circ}N, 200hPa$) gewählt, da dieser Wert dem Massenfluss durch die Polkappe proportional ist. Die Zeitreihe für den Monat Januar für die ERA-40 Periode ist in Abbildung 5.17 gezeigt. Als charakteristische Größe für die Temperatur der unteren Stratosphäre wird nun der Mittelwert der Temperatur aus den ERA-40 Daten über der Polkappe von $75^{\circ}N$ bis $90^{\circ}N$ in der Höhe von $50hpa$ (etwa 20 km Höhe) gebildet. In Abbildung 5.18 ist diese Zeitreihe für den Monat Januar für die ERA-40 Periode gezeigt.

Für den Monat Dezember sind die entsprechenden Zeitreihen in den Abbildungen 5.19 und 5.20 zu finden.

Für die Zeitreihen für die Residuumszirkulation und der Temperatur für den jeweiligen Monat kann nun der lineare Korrelationskoeffizient berechnet werden. Die Werte der Korrelationskoeffizienten für die Zeitreihen der Wintermonate Dezember, Januar und Februar finden sich in Tabelle 5.1. Ein statistischer Signifikanztest (t-Test) mit dem Signifikanzniveau 95% ergibt, dass die Korrelationen der Residuumszirkulation und der Polartemperatur in den Monaten Dezember und Januar signifikant sind, im Monat Februar und den anderen in der Tabelle nicht gezeigten Monaten ergibt sich keine Signifikanz.

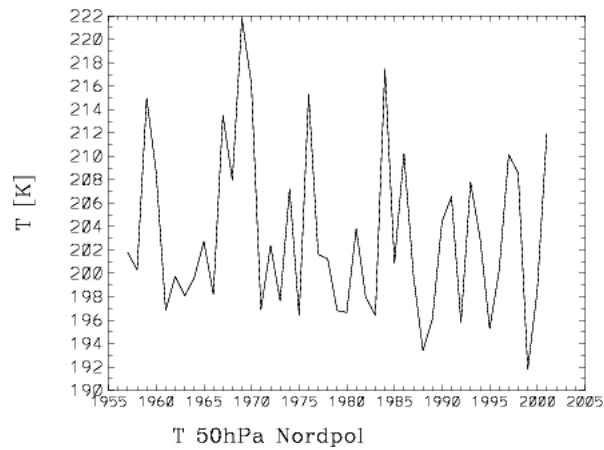


Abbildung 5.18: Zeitreihe der Polartemperatur in der unteren Stratosphäre im Monat Januar für die ERA-40 Periode

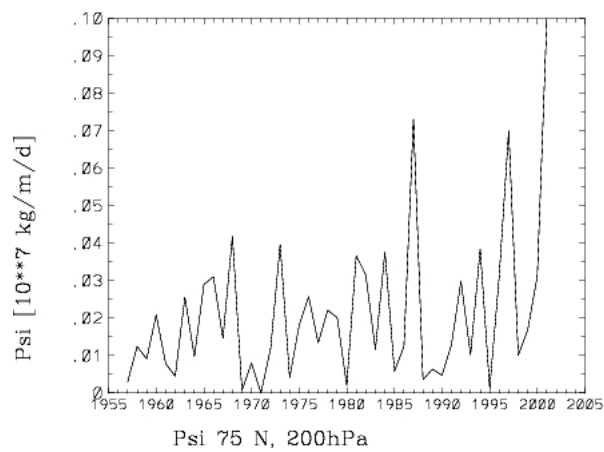


Abbildung 5.19: Zeitreihe des Betrages der Residuumszirkulation bei 75°N in 200hPa im Monat Dezember für die ERA-40 Periode

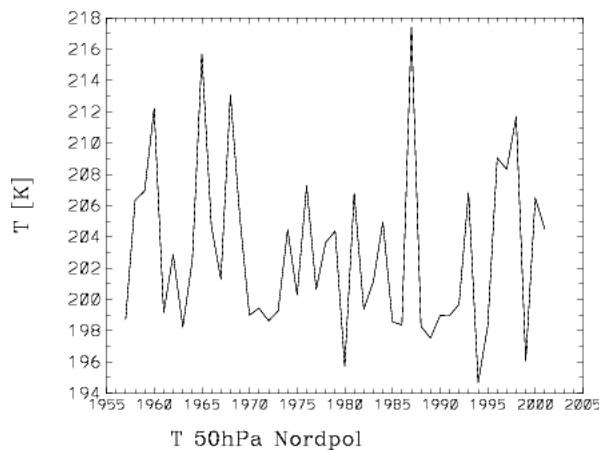


Abbildung 5.20: Zeitreihe der Polartemperatur in der unteren Stratosphäre im Monat Dezember für die ERA-40 Periode

Monat	Korrelationskoeffizient	Signifikanz
Dezember	0,42	+
Januar	0,37	+
Februar	0,29	-

Tabelle 5.1: Korrelation der Residuumszirkulation ψ bei ($75^\circ N, 200hPa$) mit der Temperatur der polaren, unteren Stratosphäre. Werte mit einem Signifikanzniveau $> 95\%$ sind mit einem + gekennzeichnet.

5.4.1 Diskussion

Man kann aufgrund der Untersuchung in diesem Abschnitt sagen, dass die Residuumszirkulation und damit die planetaren Wellen in den Wintermonaten Dezember und Januar einen signifikanten Einfluss auf die Temperatur in der unteren Stratosphäre hat. Für den Monat Februar kann diese Aussage mit den hier berechneten Korrelationskoeffizienten wegen der fehlenden Signifikanz so nicht bekräftigt werden. Es sollte aber bei der Interpretation der Korrelationskoeffizienten beachtet werden, dass hier für die Bestimmung der Residuumszirkulation nur die planetaren Wellen mit der Wellenzahl $s = 1$ betrachtet worden sind. Die Studie von Newman et al. (2001) legt nahe, dass die planetaren Wellen auch im Februar eine wichtige Rolle für die Temperatur der unteren Stratosphäre spielen. Im Vergleich zu dieser Arbeit ist dort mit den NCEP Reanalysen eine andere Datengrundlage verwendet worden und die atmosphärischen Felder sind über andere Zeiträume gemittelt worden anstelle der Monatsmitteln wie in dieser Arbeit. Newman et al. (2001) verwenden den Wärmefluss der planetaren Wellen als ein Maß für deren Stärke und die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses als Maß für den Wellenantrieb und berechnen die Korrelation dieser Größen mit der Temperatur. Die Stärke der Residuumszirkulation wird dort nicht quantifi-

ziert, sie ist aber eine wichtige Größe in der Beschreibung der Prozesskette des Einflusses der planetaren Wellen auf die Temperatur der Stratosphäre. In dieser Arbeit wird nun zusätzlich die Residuumszirkulation explizit berechnet mit der Hilfe eines einfachen mechanistischen Modells, so dass alle relevanten Größen dieser Prozesskette nun auch quantifiziert worden sind.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird ein Diagnose-Werkzeug entwickelt mit dem die Residuumszirkulation in der Stratosphäre diagnostiziert werden kann. Mit diesem Werkzeug werden die ERA-40 Reanalysen des ECMWF untersucht in Hinblick auf die Bedeutung der Residuumszirkulation auf verschiedene Moden stratosphärischer Klimavariabilität. Die Residuumszirkulation wird von brechenden planetaren Wellen angetrieben und mit der Residuumszirkulation kommt es zum Aufsteigen von Luft in der äquatorialen Stratosphäre. Die Residuumszirkulation transportiert diese Luft und die darin enthaltenen Spurengase weiter über die mittleren Breiten hinweg zu den Polen, wo es zum Absinken kommt.

Für die Diagnose der Residuumszirkulation wird in einem ersten Schritt zunächst die Ausbreitung und das Brechen planetarer Wellen in der Stratosphäre mit einem modifizierten Matsunomodell bestimmt (Kapitel 4.1). In diesem Modell wird der Grundzustand des zonalgemittelten Zonalwindes der Stratosphäre vorgegeben und am Unterrand des Modellgebietes die Amplitude und Phase der planetaren Welle als Störung des Geopotenzials festgelegt. Mit einer linearisierten Gleichung für die quasigeostrophische potentielle Vorticity wird die Ausbreitung der Welle in der Stratosphäre beschrieben, wobei das Wellenbrechen parametrisiert wird. Als entscheidende Größe für die Grundstrom-Welle-Wechselwirkung wird mit diesem modifizierten Matsunomodell die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses berechnet. Nach den TEM Gleichungen definiert diese Größe den Impulseintrag von der Welle in die Strömung der stratosphärischen Luft. Mit diesem Wellenantrieb kann in einem zweiten Schritt die Residuumszirkulation bestimmt werden (Kapitel 4.3). Unter der Annahme von Stationarität wird dafür in der „downward control“ Methode lediglich die Auswertung eines vertikalen Integrals benötigt. Neu in dieser Arbeit ist, dass die Methode für die Bestimmung der Residuumszirkulation verallgemeinert für endliche Zeitskalen.

Dafür ist dann die numerische Lösung einer elliptischen Differentialgleichung notwendig.

Durch die Anwendung dieses Diagnose-Werkzeugs können nun im Rahmen eines einfachen mechanistischen Modells alle entscheidenden Größen bestimmt werden, die den Einfluss der planetaren Wellen auf die Stratosphäre beschreiben, neu ist hierbei vor allem die Methode zur Bestimmung der Residuumszirkulation. Dieses Verfahren wird in dieser Arbeit verwendet, um mit Hilfe der ERA-40 Reanalysen die Residuumszirkulation zu bestimmen für verschiedene Moden stratosphärischer Klimavariabilität (Kapitel 5). Dabei zeigt sich, dass die QBO einen entscheidenden Einfluss auf die Residuumszirkulation hat: während einer QBO-Ost Phase ist das Absinken über der polaren Region durch die Residuumszirkulation deutlich stärker ausgeprägt als während einer QBO-West Phase. Dies ist in Übereinstimmung mit dem „Holton und Tan Mechanismus“ (Kapitel 5.1). Weiterhin kann in dieser Arbeit gezeigt werden, dass die Phase der NAO ebenfalls einen Einfluss auf die Stärke der Residuumszirkulation hat. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass in den Wintermonaten Dezember und Januar eine signifikante Korrelation zwischen der Stärke der Residuumszirkulation und der Temperatur der unteren polaren Stratosphäre besteht. In Arbeiten über den Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auf die Stratosphäre wird oft ein Zusammenhang zwischen der Residuumszirkulation und dem 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus angenommen. Die Frage, ob ein solcher Zusammenhang des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus mit einer Variation der Grundstrom-Welle Wechselwirkung und der daraus resultierenden Residuumszirkulation verbunden ist, bleibt in dieser Arbeit ungeklärt, da ein solcher Zusammenhang hier in dieser Arbeit nicht nachgewiesen werden kann.

Um letztere Frage eventuell beantworten zu können, sind längere qualitativ hochwertige Zeitreihen von Reanalysen als die 45 Jahre der ERA-40 Daten nötig. Das vielversprechende „ERA-Interim“ Projekt am ECMWF erstellt aber leider Reanalysen „nur“ von 1989 bis zur Gegenwart. Eine Ausdehnung der Zeitreihe der Reanalysen in die Vergangenheit ist in dem Projekt „ERA-75“ geplant, die Daten werden voraussichtlich im Jahr 2017 verfügbar sein.

Eine weitere interessante Anwendung des in dieser Arbeit entwickelten Diagnose-Werkzeugs zur Bestimmung der Residuumszirkulation wäre die Analyse von Ergebnissen aus Klimamodellsimulationen. Zunächst könnte das Diagnose-Werkzeug zur Verifikation eingesetzt werden, ob die in dieser Arbeit untersuchten Prozesse von den Klimamodellen für die gleiche Periode der ERA-40 Daten simuliert werden können. Wenn dies der Fall wäre, könnten längere Zeitreihen aus Modellsimulationen betrachtet werden und auch für verschiedene Klimaszenarien die Sensitivität der Residuumszirkulation auf eventuelle Änderungen des Klimas in der Stratosphäre untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- Andrews, D. G., J. R. Holton, und C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, 489 pp.
- Baldwin, M. P. und T. J. Dunkerton, 2001: Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. *Science*, **294**, 581–584.
- 2005: The solar cycle and stratosphere-troposphere dynamical coupling. *J. Atm. S.-T. Phys.*, **76**, 71–82.
- Baldwin, M. P., L. J. Gray, T. J. Dunkerton, K. Hamilton, P. H. Haynes, W. J. Randel, J. R. Holton, M. J. Alexander, I. Hirota, T. Horinouchi, D. B. A. Jones, J. S. Kinnersley, C. Marquardt, K. Sato, und M. Takahasi, 2001: The quasi-biennial oscillation. *Rev. Geophys.*, **39**, 179–229.
- Braesicke, P., 1994: Linear Wave Propagation in the Stratosphere: The Influence of the Mean State. *Contr. Atmos. Phys.*, **67**, 209–217.
- Dall’Amico, M. und J. Egger, 2007: Empirical Master Equations. Part II: Application to Stratospheric QBO, Solar Cycle and Northern Annular Mode. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2996–3015.
- Dunkerton, T. J. und M. P. Baldwin, 1991: Quasi-biennial Modulation of Planetary-Wave Fluxes in the Northern Hemisphere Winter. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1043–1061.
- Eliassen, A., 1952: Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophys. Norv.*, **5**, No 2, 19–60.
- Garcia, R. R., 1987: On the Mean Meridional Circulation of the Middle Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3599–3609.
- 1991: Parameterization of Planetary Wave Breaking in the Middle Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1405–1419.
- Gray, L. J., S. J. Phipps, T. J. Dunkerton, M. P. Baldwin, E. F. Drysdale, und M. R. Allen, 2001: A data study of the influence of the equatorial upper

- stratosphere on northern-hemisphere stratospheric sudden warmings. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **127**, 1985–2003.
- Haigh, J. D., 2007: The sun and the earth’s climate. *Living Reviews in Solar Physics*, **4**.
URL <http://www.livingreviews.org/lrsp-2007-2>
- Hauck, C., 1997: *Parameterisierung von Wellenbrechen in einem linearen Modell für stationäre planetare Wellen in der Stratosphäre: Anwendung auf verschiedene Grundzustände*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Hauck, C. und V. Wirth, 2001: Diagnosing the impact of stratospheric planetary wave breaking in a linear model. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1357–1370.
- Haynes, P. H., C. J. Marks, M. E. McIntyre, T. G. Shepherd, und K. P. Shine, 1991: On the “Downward Control” of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 651–678.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, und L. Pfister, 1995: Stratosphere-Troposphere Exchange. *Reviews of Geophysics*, **33**, 403–439.
- Holton, J. R. und H.-C. Tan, 1980: The Influence of the Equatorial Quasi-Biennial Oscillation on the Global Circulation at 50 mb. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2200–2208.
- Karoly, D. J. und B. J. Hoskins, 1982: Three dimensional propagation of planetary waves. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **60**, 109–123.
- Kodera, K. und Y. Kuroda, 2002: Dynamical response to the solar cycle. *J. Geophys. Res.*, **107**, 10.1029/2002JD002224.
- Labitzke, K., 2004: On the signal of the solar cycle in the stratosphere and its modulation by the quasi-biennial oscillation. *J. Atm. S.-T. Phys.*, **66**, 1151–1157.
- 2005: On the solar cycle-QBO relationship: a summary. *J. Atm. S.-T. Phys.*, **67**, 45–54.
- Labitzke, K. und Collaborators, 2002: The Berlin Stratospheric Data Series. CD from the Meteorological Institute, Free University Berlin.
- Labitzke, K. und H. van Loon, 1988: Associations between the 11-year solar cycle, the QBO and the atmosphere. part i: the troposphere and stratosphere in the northern hemisphere in winter. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **50**, 197–206.

- Labitzke, K., K. Kunze, und S. Bronnimann, 2006: Sunspots, the QBO and the stratosphere in the north polar region 20 years later. *Meteorol. Zeitschrift*, **15**, 355–363.
- Lindzen, R. S., 1981: Turbulence and Stress Owing to Gravity Wave Tidal Breakdown. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707–9714.
- Lu, H., L. J. Gray, M. Baldwin, und M. Jarvis, 2009: Life cycle of the QBO-modulated 11-year solar cycle signals in the Northern Hemispheric winter. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **135**, 1030–1034.
- Matsuno, T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871–883.
- Matthes, K., 2003: *Der Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus und der QBO auf die Atmosphäre — eine Modellstudie*. Doktorarbeit, FU Berlin, <http://www.diss.fu-berlin.de/2003/325>.
- Matthes, K., U. Langematz, L. L. Gray, K. Koda, und K. Labitzke, 2004: Improved 11-year solar signal in the free university berlin climate middle atmosphere model (fub-cmam). *J. Geophys. Res.*, **109**, D06101, doi:10.1029/2003JD004012.
- McLandress, C. und T. G. Shepherd, 2009: Simulated Anthropogenic Changes in the Brewer-Dobson Circulation, Including Its Extensions to High Latitudes. *J. Climate*, **22**, 1516–1540.
- Naito, Y. und S. Yoden, 2006: Behaviour of Planetary Waves before and after Stratospheric Sudden Warming Events in Several Phases of the Equatorial QBO. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1637–1649.
- Newman, P. A., E. R. Nash, und J. E. Rosenfield, 2001: What controls the temperature of the arctic stratosphere during the spring. *J. Geophys. Res.*, **106**, 19,999–20,010.
- Randel, W. J., 1987: Global atmospheric circulation statistics, 1000-1 mb. Technical Report NCAR/TN-295+STR, NCAR.
- Rosenlof, K. H., 1995: Seasonal cycle of the residual mean circulation in the stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **100**, 5173–5191.
- Schneider, E. K., 1977: Axially Symmetric Steady-State Models of the Basic State for Instability and Climate Studies. Part II. Nonlinear Calculations. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 280–296.
- Schneider, E. K. und R. S. Lindzen, 1977: Axially Symmetric Steady-State Models of the Basic State for Instability and Climate Studies. Part I. Linearized Calculations. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 263–279.

- Shepherd, T., 2008: Dynamics , Stratospheric Ozone, and Climate Change. *Atmosphere-Ocean*, **46**, 117–138.
- Shepherd, T. G., 2000: The Middle Atmosphere. *J. Atmos. and Solar-Terrestrial Physics*, **62**, 1587–1601.
- 2007: Transport in the Middle Atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **85**, 165–191.
- Uppala, S. M., P. W. Kallberg, A. J. Simmons, U. Andrae, V. Da Costa Bechtold, M. Fiorino, J. K. Gibson, J. Haseler, A. Hernandez, G. A. Kelly, X. Li, K. Onogi, S. Saarinen, N. Sokka, R. P. Allan, E. Andersson, K. Arpe, M. A. Balmaseda, A. C. M. Beljaars, L. V. D. Berg, J. Bidlot, N. Bormann, S. Caires, F. Chevallier, A. Dethof, M. Dragosavac, M. Fisher, M. Fuentes, S. Hagemann, E. Holm, B. J. Hoskins, L. Isaksen, P. A. E. M. Janssen, R. Jenne, A. P. McNally, J.-F. Mahfouf, J.-J. Morcrette, N. A. Rayner, R. W. Saunders, P. Simon, A. Sterl, K. E. Trenberth, A. Untch, D. Vasiljevic, P. Viterbo, und J. Woollen, 2005: The ERA-40 re-analysis. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **131**, 2961–3012.
- Wallace, J. M., 2000: North atlantic oscillation/annular mode: Two paradigms - one phenomenon. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **126**, 791–805.

Abkürzungsverzeichnis

AO	Arktische Oszillation
CMAM	Canadian Middle Atmosphere Model
ECMWF	Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts)
ERA	ECMWF Reanalysen
FUB-CMAM	Freie Universität Berlin Climate Middle Atmosphere Model
WKBJ	Wentzel, Kramer, Brillouin, Jeffreys
NAM	Northern Annular Mode
NAO	Nordatlantische Oszillation
NCEP	National Centers for Environmental Predictions (USA)
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration (United States Department of Commerce)
QBO	quasi-zweijährige Schwingung (quasi-biennial oscillation)
SAO	halbjährige Schwingung (semi-annual oscillation)
TEM Gleichungen	transformierte Euler-gemittelte Gleichungen
UTLS	obere Troposphäre/ untere Stratosphäre (upper troposphere/ lower stratosphere)
UV	Ultraviolett

Danksagung

Aus datenschutzrechtlichen Gründen kann die Danksagung hier nicht komplett veröffentlicht werden.

Ich bedanke mich herzlich bei allen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.