

Untersuchungen zur dynamischen Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
in der Wissenschaftsdisziplin Physik der Atmosphäre

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von
Sabine Kleppek



Stiftung Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Forschungsstelle Potsdam, Telegrafenberg A43,
14473 Potsdam

Potsdam, den 14. September 2005

„Zwei Dinge sind zu unserer Arbeit nötig: Unermüdliche Ausdauer und die Bereitschaft, etwas, in das man viel Zeit und Arbeit gesteckt hat, wieder wegzuwerfen“ (Albert Einstein)

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein besseres Verständnis der Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre in den mittleren und polaren Breiten der Nordhemisphäre (NH) auf Monatszeitskalen erzielt, die auf die Ausbreitung von quasi-stationären Wellen zurückzuführen ist. Der Schwerpunkt lag dabei auf den dynamisch aktiven Wintermonaten, welche die größte Variabilität aufweisen.

Die troposphärische Variabilität wird zum Großteil durch bevorzugte Zirkulationsstrukturen, den Telekonnexionsmustern, bestimmt. Mittels einer rotierten EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe in 500 hPa wurden die wichtigsten regionalen troposphärischen Telekonnexionsmuster der Nordhemisphäre berechnet. Diese lassen sich drei großen geografischen Regionen zuordnen; dem nordatlantisch-europäischen Raum, Eurasien und dem pazifisch-nordamerikanischen Raum. Da es sich um die stärksten troposphärischen Variabilitätsmuster handelt, wurden sie als grundlegende troposphärische Größen herangezogen, um dynamische Zusammenhänge zwischen der troposphärischen und der stratosphärischen Zirkulation zu untersuchen.

Dabei wurde anhand von instantanen und zeitverzögerten Korrelationsanalysen der troposphärischen Muster mit stratosphärischen Variablen erstmalig gezeigt, dass unterschiedliche regionale troposphärische Telekonnexionsmuster unterschiedliche Auswirkungen auf die stratosphärische Zirkulation haben. Es ergaben sich für die pazifisch-nordamerikanischen Muster signifikante instantane Korrelationen mit quasi-barotropen Musterstrukturen und für die nordatlantisch-europäischen Muster zonal-symmetrische Ringstrukturen ab 1978 mit signifikanten Korrelationswerten über tropischen und subtropischen Breiten und inversen Korrelationswerten über polaren Gebieten.

Bei einer Untersuchung des Einflusses der stratosphärischen Variabilität wurde gezeigt, dass sich die stärkste Kopplung von nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation bei einem in Richtung Europa verschobenen Polarwirbel ergibt, wodurch die signifikanten Korrelationen ab 1978 erklärt werden können.

Eine zonal gemittelte und vor allem lokale Untersuchung der Wellenausbreitungsbedingungen während dieser stratosphärischen Situation zeigt, dass es zu schwächeren Windgeschwindigkeiten in der Stratosphäre im Bereich von Nordamerika und des westlichen Nordatlantiks kommt und sich dadurch die Wellenausbreitungsbedingungen in diesem geografischen Bereich für planetare Wellen verbessern. Durch die stärkere Wellenausbreitung kommt es zu einer stärkeren Wechselwirkung mit dem Polarjet, wobei dieser abgebremst wird. Diese Abbremsung führt zu einer Verstärkung der meridionalen Residualzirkulation. D. h., wenn es zu einer verstärkten Wellenanregung im Nordatlantik und über Europa kommt, ist die Reaktion der Residualzirkulation bei einem nach Europa verschobenem Polarwirbel besonders stark.

Die quasi-barotropen Korrelationsstrukturen, die sich bei den pazifisch-nordamerikanischen Mustern zeigen, weisen aufgrund von abnehmenden Störungsamplituden mit zunehmender Höhe, keiner Westwärtsneigung und einem negativen Brechungs-

index im Pazifik auf verschwindende Wellen hin, die als Lösung der Wellengleichung bei negativem Brechungsindex auftreten. Dies wird durch den Polarjet, der im Bereich des Pazifiks stets sehr weit in Richtung Norden verlagert ist, verursacht. Abschließend wurde in dieser Arbeit untersucht, ob die gefundenen Zusammenhänge von nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation auch von einem Atmosphärenmodell wiedergegeben werden können. Dazu wurde ein transients 40-Jahre-Klimalauf des ECHAM4.L39(DLR)/CHEM Modells mit möglichst realistischen Antrieben erstmalig auf die Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre analysiert. Dabei konnten sowohl die troposphärischen, als auch die stratosphärischen Variabilitätsmuster vom Modell simuliert werden. Allerdings zeigen sich in den stratosphärischen Mustern Phasenverschiebungen in den Wellenzahl-1-Strukturen und ihre Zeitreihen weisen keinen signifikanten Trend ab 1978 auf. Die Kopplung der nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster mit der stratosphärischen Zirkulation zeigt eine wesentlich schwächere Reaktion der meridionalen Residualzirkulation. Somit stellte sich heraus, dass insbesondere die stratosphärische Zirkulation im Modell starke Diskrepanzen zu den Beobachtungen zeigt, die wiederum Einfluss auf die Wellenausbreitungsbedingungen haben. Es wird damit deutlich, dass für eine richtige Wiedergabe der Wellenausbreitung und somit der Kopplung der Troposphäre und Stratosphäre die stratosphärische Zirkulation eine wichtige Rolle spielt.

Abstract

Within the scope of this study a better understanding of the coupling of the troposphere and the stratosphere in the middle and polar latitudes (NH) on monthly timescales, caused by the propagation of quasi-stationary waves is improved. The approach was focused on the dynamical active winter months, including the largest variability.

The tropospheric variability is strongly affected by preferred circulation patterns, the so called teleconnection patterns. The most important, regional, tropospheric teleconnection patterns in the Northern Hemisphere are determined by means of a rotated EOF-Analyses of the geopotential height at the 500 hPa level. They can be attributed to three geographical regions; North Atlantic/Europe, Eurasia and Pacific/North America.

These strongest tropospheric variability patterns are taken as the basic tropospheric quantities to analyse the connections between the tropospheric and stratospheric circulation.

By means of instantaneous and time-lagged correlation analyses, it has been shown for the first time that different regional, tropospheric teleconnection patterns have different effects on the stratospheric circulation. The Pacific/North American patterns reveal significant correlation values with quasi-barotropic structures and the North Atlantic/European patterns show significant correlations over tropical and subtropical latitudes and invers correlation values over the polar region.

The investigation of the stratospheric variability influence reveals that the strongest coupling of the North Atlantic/European teleconnection patterns with the stratospheric circulation appears during periods with a shift of the polar vortex towards Europe. The zonal averaged and particularly the local analyses of the wave propagation conditions show that weaker wind speed in the stratosphere over North America and the western part of the North Atlantic leads to improved wave propagation conditions in this geographical region. The stronger wave propagation produces a stronger interaction of the waves with the polar jet which results in enhanced wave breaking and an amplification of the residual circulation. In the case of a stronger wave forcing in the North Atlantic and over Europe these will be a stronger reaction of the residual circulation.

The quasi-barotropic correlation structures, induced by the Pacific/North American patterns, are an indicator for evanescent waves because of the decreasing perturbations with increasing height, none westward declination and a negative refractive index in the Pacific. This is generated by the polar jet in the Pacific which is always shifted very far to the north.

Concluding, it was studied, whether Atmospheric General Circulation Models (AGCMs) can reproduce the detected connections of the North Atlantic/European teleconnection patterns with the stratospheric circulation. Therefore the transient model run of the interactively coupled chemistry-climate model ECHAM4.L39(DLR)/CHEM is used for analysing the troposphere-stratosphere coupling, covering the period from 1960 to 1999. Both, the tropospheric and the stratospheric variability

ty patterns have been simulated by the model. However the stratospheric patterns show a phase shift in the wave number 1 patterns and the time series of the wave number 1 structures do not offer a significant trend since 1978. The coupling of the North Atlantic/European teleconnection patterns with the stratospheric circulation shows a significantly weaker annular-like correlation structure. It turned out, that the stratospheric circulation particularly shows strong discrepancies to the observations which can influence the wave propagation conditions again. Therefore, the stratospheric circulation plays an important role for an accurate reproduction of the wave propagation and consequently for the coupling of the troposphere and the stratosphere.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation und Ziel	1
1.2	Aufbau der Arbeit	4
2	Ausgewählte Grundlagen aus der Dynamik	7
2.1	Vertikaler Aufbau der Atmosphäre	7
2.1.1	Troposphäre	9
2.1.1.1	Thermischer Aufbau der Troposphäre	9
2.1.1.2	Troposphärische Klimatologie	9
2.1.2	Stratosphäre	11
2.1.2.1	Thermischer Aufbau der Stratosphäre	11
2.1.2.2	Stratosphärische Klimatologie	12
2.2	Grundgleichungen der Atmosphärendynamik	15
2.2.1	Das Geopotenzial	16
2.2.2	Geostrophischer und thermischer Wind	16
2.2.3	Vorticity	18
2.2.4	Quasi-geostrophische Vorticitygleichung	19
2.3	Planetare Wellen	21
2.3.1	Entstehung planetarer Wellen	21
2.3.2	Ausbreitung planetarer Wellen	22
2.3.3	Das Geopotenzial als Indikator der Wellenaktivität	26
2.3.4	Wellen-Grundstrom Wechselwirkungen	27
2.3.4.1	Die transformierten Eulerschen Gleichungen	27
2.3.4.2	Eliassen-Palm-Fluss	30
2.3.5	Meridionale Residualzirkulation	31
2.3.6	Stratosphärenerwärmungen	32
2.4	Dynamische Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre - Stand der Wissenschaft	34
3	Daten und statistische Methoden	37
3.1	Daten	37
3.1.1	NCEP/NCAR Reanalysedaten	37
3.1.2	Datensatz des ECHAM4.L39(DLR)/CHEM (E39/C) Modells	39

3.2	Statistische Methoden	41
3.2.1	Korrelation und Signifikanztest	41
3.2.2	Ein-Punkt-Korrelation	43
3.2.3	Häufigkeitsverteilung und Signifikanztest	44
3.2.4	EOF-Analyse	45
3.2.5	Rotierte EOF-Analyse	46
4	Telekonnexionen der nordhemisphärischen Troposphäre	49
4.1	Einführung in Telekonnexionsmuster	49
4.2	Nordatlantik	51
4.2.1	Nordatlantische Oszillation (NAO)	51
4.2.2	Ostatlantisches Muster (EA)	53
4.3	Eurasien	54
4.3.1	Ostatlantisch-Westrussisches Muster (EA/WR)	54
4.3.2	Skandinavisches Muster (SCA)	56
4.3.3	Polar-Eurasisches Muster (POL)	57
4.4	Nordpazifik und Nordamerika	58
4.4.1	Westpazifisches Muster (WP)	58
4.4.2	Ostpazifisch-Nordpazifisches Muster (EP/NP)	60
4.4.3	Pazifisch-Nordamerikanisches Muster (PNA)	61
4.5	Räumliche Variabilität der Aktionszentren	63
4.6	Zusammenfassung	65
5	Zusammenhang von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation	67
5.1	Instantaner Einfluss auf stratosphärische Parameter	68
5.1.1	Westpazifisches Muster	68
5.1.2	Pazifisch-Nordamerikanisches Muster	69
5.2	Zeitverzögerter Einfluss auf stratosphärische Parameter	70
5.2.1	Nordatlantische Oszillation	71
5.2.2	Ostatlantisch-Westrussisches Muster	72
5.2.3	Skandinavisches Muster	73
5.3	Zusammenfassung	74
5.4	Diskussion	75
6	Einfluss stratosphärischer Variabilität auf den Zusammenhang von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der Stratosphäre	77
6.1	Variabilitätsmuster der nordhemisphärischen Stratosphäre im Winter	77
6.1.1	1. EOF: Der Polarwirbel	79
6.1.2	2. und 3. EOF: Wellenzahl-1-Muster (WNR1)	80
6.1.3	4. und 5. EOF: Wellenzahl-2-Muster (WNR2)	83
6.2	Änderungen der Eigenschaften der Wellenzahl 1	86
6.3	Die Auswirkungen des WNR1a-Musters	88
6.3.1	Die NAO	90

6.3.2	Das SCA-Muster	91
6.3.3	Phase des WNR1-Musters	92
6.4	Zusammenfassung und Diskussion	95
7	Mechanismen der Zusammenhänge von troposphärischen Telekon-	
	nexionsmustern mit der Stratosphäre	97
7.1	Mechanismen für die zonalsymmetrischen Korrelationsstrukturen . . .	97
7.1.1	Zonalwind	98
7.1.1.1	Die NAO	101
7.1.2	EP-Fluss und EP-Flussdivergenz	102
7.1.3	Brechungsindex	104
7.2	Untersuchung der quasi-barotropen Strukturen	106
7.3	Zusammenfassung und Diskussion	108
8	Ergebnisvergleich mit	
	E39/C-Modelldaten	111
8.1	Simulierte troposphärische Telekonnexions-	
	muster	113
8.2	Zeitreihen der Telekonnexionsmuster	115
8.3	Zusammenhang zwischen nordatlantisch-europäischen Telekonnexions-	
	mustern und der stratosphärischen Zirkulation	118
8.4	Variabilität der Modellstratosphäre	120
8.5	Zusammenfassung	125
8.6	Diskussion	126
9	Zusammenfassung und Ausblick	129
	Abkürzungen	133
	Tabellenverzeichnis	135
	Abbildungsverzeichnis	140
	Literaturverzeichnis	141

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation und Ziel

Einer der großen Fortschritte in der Klimawissenschaft der letzten Jahrzehnte ist die Erkenntnis, dass ein Hauptanteil der Klimavariabilität mit einer verhältnismäßig kleinen Anzahl von wiederkehrenden, beständigen und großskaligen räumlichen Mustern von Zirkulationsanomalien, den sogenannten Telekonnexionsmustern verbunden ist.

Somit haben die Telekonnexionsmuster einen wichtigen Anteil an interannualer und interdekadischer Variabilität der atmosphärischen Zirkulation (z. B. Rossby, 1939; Schmitz und Dethloff, 1985; Hurrell, 1995; Nigam, 2002). Einige dieser Muster erstrecken sich über den gesamten Nordpazifik, wie z. B. das Pazifisch-Nordamerikanische-Muster (PNA), das einen Wellenzug beschreibt, der sich vom Pazifik über Nordamerika bis nach Mittelamerika ausbreitet. Ein anderes Muster, die Nordatlantische Oszillation (NAO), die sich in Form eines meridionalen Dipolmusters zeigt, deckt den Bereich vom östlichen Nordamerika bis Zentraleuropa ab. In den letzten Jahren sind zahlreiche Studien erschienen (Dole und Gordon, 1983; Barnston und Livezey, 1987; Hurrell, 1995, 1996; Feldstein, 1998), die sich mit den dynamischen Mechanismen, die den Mustern zugrunde liegen und ihren Auswirkungen auf die Temperatur, den Niederschlag und andere Größen beschäftigen.

Die NAO, mit der synchronen Abschwächung oder Verstärkung des Islandtiefs und Azorenhochs, bestimmt die Klimavariabilität im Nordatlantik und ist somit auch für die winterliche Variabilität in Nordamerika und Europa verantwortlich. So herrschte in den letzten 25 Jahren im Winter eine überwiegend positive Phase der NAO (Abb. 1.1), die sich durch ein anomal starkes Islandtief und Azorenhoch äußert und durch die daraus resultierenden verstärkten Westwinde, z. B. in Nordeuropa und auch in Deutschland zu höheren Temperaturen und mehr Niederschlag führt. Sie stellt außerdem eine Ursache für den beobachteten Schneemangel und die Gletscherschmelze der letzten Jahre in den Alpen dar. Durch ihren Einfluss auf unsere Lebensräume ist die NAO, und auch andere Telekonnexionsmuster deshalb von großer Bedeutung für die Menschheit.

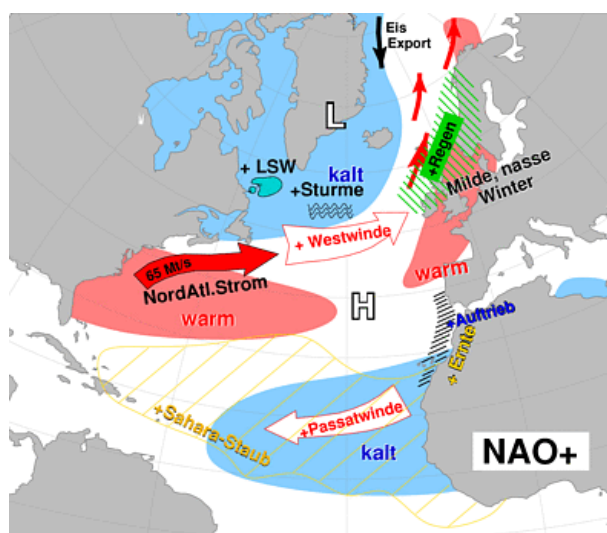


Abbildung 1.1: Schema über die Auswirkungen der positiven NAO-Phase (Schott, persönliche Mitteilungen).

Bei einer positiven Phase der NAO kommt es durch die verstärkte Westwindströmung zu einer zonalen Strömung über dem Nordatlantik, während bei einer negativen NAO-Phase, aufgrund von abgeschwächten Westwinden und blockierenden Hochdruckgebieten über dem Nordatlantik und Westeuropa die meridionale Strömungskomponente ausgeprägter, d. h. die troposphärische Wellenaktivität stärker ist. Somit sind die troposphärischen Telekonnexionsmuster Ausdruck für die Stärke der Wellenanregung planetarer Wellen in der Troposphäre.

Bislang wurde noch keine vollständige Theorie von Telekonnexionsmustern entwickelt. Betrachtet man die bekannten Telekonnexionsmuster, die in dieser Arbeit analysiert und detailliert beschrieben werden, so lassen sie sich in wellenzugförmige, wie das erwähnte PNA-Muster, und in Muster mit einem Nord-Süd-Dipolcharakter, wie die NAO, einteilen. Insbesondere die wellenzugförmigen Muster weisen eine bemerkenswerte Ähnlichkeit mit Wellenzügen stationärer planetarer Wellen auf. Diese Ähnlichkeit führt zu der Schlussfolgerung, dass die Ausbreitung von planetaren Wellen mit sehr kleiner Phasengeschwindigkeit (quasi-stationäre planetare Wellen) ein möglicher Anregungsmechanismus für Telekonnexionen ist. Solche planetaren Wellenzüge können durch lokale (sub-)tropische Wärmequellen angeregt werden und stellen eine meridionale Verbindung zwischen den Tropen bzw. Subtropen und den mittleren Breiten her (z. B. James, 1994). Der oben beschriebene Anregungsmechanismus kann jedoch insbesondere deshalb nicht alle Muster erklären, da ein Großteil der beobachteten quasi-stationären planetaren Wellenaktivität seinen Ursprung in mittleren Breiten hat und sich zu den Tropen ausbreitet. Von Charney und DeVore (1979) wurde eine Theorie entwickelt, wie der Antrieb der stationären planetaren Wellen in mittleren Breiten zu zonalen und blockierenden Strömungsregimen führen kann. Diese Strömungsregime sind charakteristisch für die verschiedenen Phasen der Telekonnexionsmuster mit Dipolcharakter, wie die bereits erwähnte NAO. Dazu un-

tersuchten Charney und DeVore (1979) anhand eines vereinfachten Modells für die Anregung von planetaren Wellen in mittleren Breiten Gleichgewichtszustände, die aus der Wechselwirkung zwischen gedämpften, topografisch angeregten Wellen und der mittleren Zonalströmung resultieren. Die zwei stabilen Gleichgewichtslösungen des Modells entsprechen zum einen einer zonalen Strömung (hoher Index) zum anderen einer Strömung mit blockierendem Charakter, d. h. mit stark ausgeprägten meridionalen Strömungskomponenten (niedriger Index).

Durch die vertikale Ausbreitung von Wellen (nicht nur planetare Wellen, sondern auch Schwerewellen) hat die Troposphäre einen starken dynamischen Einfluss auf die Stratosphäre. Dabei wurde bisher ein gutes Verständnis der Wellenausbreitung erzielt. Ein Großteil der in der Stratosphäre beobachteten Wellenaktivität wird bereits in der Troposphäre angeregt (z. B. Randel, 1987). Hier hat sich bereits durch zahlreiche Forschungsarbeiten herausgestellt, dass im nordhemisphärischen Winter die stratosphärische und die troposphärische Zirkulation dynamisch über Wechselwirkungen der mittleren zonalen Strömung mit sich nach oben ausbreitenden planetaren Wellen gekoppelt sind. Dabei beruht das Verständnis der Wellenausbreitung auf den vereinfachten Theorien von z. B. Charney und Drazin (1961) und Matsuno (1970), den Experimenten zahlreicher verschiedener Arten numerischer Modelle und Beobachtungen, wie z. B. Unterschieden in der stratosphärischen Zirkulation zwischen Sommer und Winter sowie zwischen Nord- (NH) und Südhemisphäre (SH). Ein wichtiger Aspekt dieses dynamischen Einflusses auf die Stratosphäre sind Zweiwege-Wechselwirkungen zwischen Wellen und der mittleren Strömung: Durch das Wellenbrechen wirkt eine systematische Kraft, welche die mittlere Strömung in der Stratosphäre beeinflusst. Die mittlere Strömung selbst beeinflusst wiederum die Ausbreitung, das Brechen und das Dissipieren von Wellen (Yoden et al., 2002; Haynes, 2005).

Seit einigen Jahren steht die starke Korrelation eines speziellen Telekonnexionsmusters, der Arktischen Oszillation (AO), zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre im Mittelpunkt des Interesses (Baldwin et al., 1994; Perlwitz und Graf, 1995; Ambaum et al., 2001). Die AO zeigt sich als zonalsymmetrische Struktur auf der NH, mit einem Zentrum über polaren Breiten und einem ringförmigen Gebiet mit inversen Vorzeichen in mittleren Breiten und wird deshalb oft als Annularer Mode bezeichnet (Thompson und Wallace, 1998).

In vielen Arbeiten wurde argumentiert, dass die beobachtete Variabilität nicht nur auf der NH, sondern auch auf der SH nicht zuletzt deshalb durch solche hemisphärischen, zonalsymmetrischen Variabilitätsmuster beschrieben werden kann (Baldwin und Dunkerton, 1999; Gong und Wang, 1999; Thompson und Wallace, 2000; Limpasuvan et al., 1999). Dementsprechend wird, z. B. von Wallace (2000) die Ansicht vertreten, dass der nordhemisphärische Annulare Mode (NAM) und die NAO zwei Muster sind, die das gleiche Phänomen beschreiben, d. h. die NAO wird als regionale Erscheinungsform des Annularen Modes angesehen. Obwohl die zwei Telekonnexionsmuster AO und NAO stark miteinander korreliert sind, zeigte sich in einigen Arbeiten, wie z. B. in Ambaum et al. (2001), dass eine andere Sicht, das sogenannte „NAO-Paradigma“, möglicherweise physikalisch relevanter für die nordhemisphäri-

sche Variabilität ist als die AO-Sichtweise. Diese regionale Sichtweise erlaubt es, dass verschiedenen regionalen Mustern, wie z. B. der NAO oder der PNA, und deren Variabilität verschiedene zonal lokalisierte physikalische Mechanismen zugrunde liegen. Im Rahmen der Sichtweise des „NAO-Paradigmas“ wird in dieser Arbeit der Frage nachgegangen, wie sich regionale troposphärische Telekonnexionsmustern auf die stratosphärische Zirkulation auswirken. Nicht hinreichend geklärte Fragen hierbei sind: Lassen sich, ausgehend vom Zustand verschiedener regionaler troposphärischer Telekonnexionsmuster Aussagen über die stratosphärische Zirkulation treffen? Wie ist die Reaktion der stratosphärischen meridionalen Residualzirkulation auf bestimmte Phasen der Telekonnexionsmuster? Lassen sich Mechanismen für eine Kopplung von lokalen Telekonnexionsmustern mit der Stratosphäre finden, die eventuelle Zusammenhänge physikalisch untermauern?

Das Verständnis der Wirkung von regionalen troposphärischen Telekonnexionsmustern auf die Stratosphäre kann auch dazu beitragen, die zukünftige Entwicklung der stratosphärischen Ozonschicht im arktischen Winter präziser berechnen zu können, die bisher sehr unsicher ist (Austin et al., 2003). Erste Modellstudien zeigen dabei eine starke Abhängigkeit der stratosphärischen Ozonschicht von der NAO (Schnadt und Dameris, 2003). Auch die Folgen der Klimaerwärmung und die Auswirkungen des anthropogenen Treibhauseffektes auf die Stratosphäre können sehr stark vom Wellenantrieb aus der Troposphäre und von der Wellenausbreitung abhängen (Shindell et al., 2001).

1.2 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, Antworten auf die oben gestellten Fragen zu finden. Sie befasst sich daher mit der Kopplung von lokalen troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation und ist folgendermaßen gegliedert:

Die für diese Arbeit notwendigen Aspekte der Dynamik der Atmosphäre, insbesondere die grundlegenden Mechanismen, die mit der Entstehung und Ausbreitung planetarer Wellen verbunden sind und der Stand der Forschung im Bereich der Troposphären-Stratosphären-Kopplung werden in Kapitel 2 betrachtet.

Anschließend folgt eine kurze Beschreibung der verwendeten Daten. Es werden in dieser Arbeit sowohl die NCEP/NCAR Reanalysedaten als auch die Modelldaten des Klima-Chemie-Modells ECHAM4.L39(DLR)/CHEM (E39/C) analysiert, die in Kapitel 3 vorgestellt werden. Außerdem wird eine Einführung in die statistischen Methoden zur Analyse der dynamischen Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre gegeben.

Zunächst werden in Kapitel 4 die troposphärischen Telekonnexionsmuster, welche die Variabilität im Winter entscheidend bestimmen vorgestellt. Diese regionalen Muster werden mittels einer rotierten EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe in 500 hPa gewonnen.

Anschließend werden in Kapitel 5 anhand von statistischen Verfahren Zusammen-

hänge zwischen den regionalen troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation aufgedeckt. Dabei finden sich Unterschiede zwischen nordatlantisch-europäischen und pazifisch-nordamerikanischen Telekonnexionsmustern in Bezug auf die Kopplung mit der Stratosphäre. Die zonalsymmetrischen Korrelationsmuster der nordatlantisch-europäischen Muster weisen dabei eine Zeitabhängigkeit auf, die sich dadurch äußert, dass sie erst ab 1978 signifikant sind oder erst ab 1978 auftreten. Die barotropen Strukturen der pazifisch-nordamerikanischen Muster sind dagegen über den gesamten Zeitraum unverändert.

Basierend auf diesen Ergebnissen wird in Kapitel 6 gezeigt, dass die Zeitabhängigkeit der zonalsymmetrischen Korrelationsmuster vom Zustand der stratosphärischen Variabilität abhängig ist. Dazu werden die Variabilitätsmuster in der Stratosphäre mithilfe einer EOF-Analyse der 30 hPa geopotenziellen Höhe berechnet und auf eventuelle Veränderungen in den Zeitreihen untersucht. Es stellt sich heraus, dass vor allem die 2. EOF, die eine Verschiebung des Polarwirbels in Richtung Europa beschreibt, Einfluss auf die Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre hat. Schließlich werden in Kapitel 7 die Ursachen und Mechanismen der Zusammenhänge zwischen troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation untersucht. Zu dieser Analyse werden dynamische Methoden, wie die Analyse von Brechungsindex, EP-Fluss und EP-Flussdivergenz sowie des Zonalwindes herangezogen.

Darauf folgend wird in Kapitel 8 überprüft, ob die in der realen Atmosphäre beobachteten Zusammenhänge auch vom Atmosphärenmodell E39/C simuliert werden. Dabei können die troposphärischen Telekonnexionsmuster reproduziert werden. Bei der Kopplung mit der Stratosphäre sind die Zusammenhänge zwischen der troposphärischen und der stratosphärischen Zirkulation schwächer als in den Reanalysen. Es wird deutlich, dass eine realistische Wiedergabe der stratosphärischen Zirkulation im Modell für die Bedingungen der Wellenausbreitung sehr wichtig ist. Abschließend werden in Kapitel 9 die Ergebnisse diskutiert und zusammengefasst.

Kapitel 2

Ausgewählte Grundlagen aus der Dynamik

In diesem Kapitel werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen der Dynamik der Atmosphäre vorgestellt. Dabei geht es um die Troposphäre und die Stratosphäre, ihren vertikalen Aufbau und ihre winterliche Klimatologie. Um im späteren Verlauf die Kopplung dieser Schichten zu untersuchen, wird in diesem Kapitel auf die Entstehung und Ausbreitung von planetaren Wellen, auf die Wechselwirkungsprozesse der Wellen mit dem Grundstrom in der Stratosphäre und die daraus entstehende meridionale Residualzirkulation und Stratosphärenenerwärmung eingegangen. Abschließend wird eine Einführung in den Stand der Forschung gegeben.

2.1 Vertikaler Aufbau der Atmosphäre

In der gesamten Erdatmosphäre existieren drei Heizschichten:

1. die untere Heizschicht, die Erdoberfläche, durch Absorption der Sonnenstrahlung zwischen $0,3 \mu\text{m}$ und $5 \mu\text{m}$ Wellenlänge,
2. die mittlere Heizschicht durch Absorption von Ozon im UV-Wellenlängenbereich bei 50 km Höhe,
3. die obere Heizschicht oberhalb von 100 km durch Absorption von extremer UV-Strahlung.

Die Heizschichten führen zu Temperaturmaxima. Oberhalb der Schichten maximaler Temperatur nimmt die Temperatur ab und es herrscht ein negativer vertikaler Temperaturgradient, bis ein Minimum zwischen den Heizschichten erreicht wird. Zwischen dem Minimum und der nächsten Heizschicht muss sich der Gradient umkehren. In den Extremschichten wechselt das Vorzeichen des vertikalen Temperaturgradienten. Dieser spielt insbesondere für den vertikalen Austausch eine wesentliche Rolle. Man hat ihn darum als Kriterium für die Einteilung der Atmosphäre

Höhe km	Temperatur		Temperaturänderung Mit d. Höhe in K/km
	°C	K	
0	15,0	288,2	-6,5
11	-56,5	216,7	
11	-56,5	216,7	0,0 + 1,0 + 2,8
20	-56,5	216,7	
32	-44,5	228,7	
47	-2,5	270,7	
47 - 51	-2,5	270,7	- 2,8 - 2,0
51	-2,5	270,7	
71,8	-58,5	214,7	
86	-86,3	186,9	
86 - 91	-86,3	186,9	nicht-lineare Temperaturzunahme
91	-86,3	186,9	
500	726,1	999,2	
500	726,1	999,2	0,0
1000	726,9	1000	

Abbildung 2.1: *Thermischer Aufbau der Atmosphäre anhand von mittleren Werten der US-Standardatmosphäre, aus Deutscher-Wetterdienst (1987).*

nach thermischen Gesichtspunkten gewählt und erhält so fünf Schichten. Diese sind von unten beginnend Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre, Thermosphäre und Exosphäre (Abbn. 2.1 und 2.2). Für diese Arbeit sind die Tropo- und die Stratosphäre von Bedeutung, weshalb auf diese Schichten im Folgenden näher eingegangen wird.

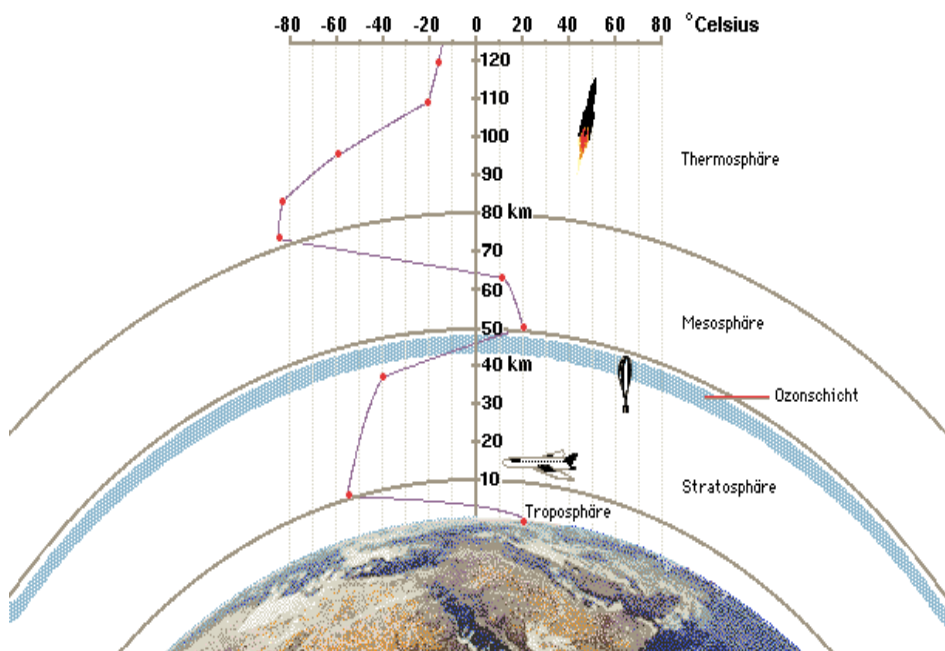


Abbildung 2.2: *Vertikaler Aufbau der Atmosphäre und Temperaturverlauf.*

2.1.1 Troposphäre

2.1.1.1 Thermischer Aufbau der Troposphäre

Die Troposphäre ist - nach dem griechischen Wort *tropein* (wenden, umwälzen) - eine Sphäre der Umwälzungen. Die Erdoberfläche wird durch Absorption solarer Strahlung erwärmt. Die Wärme geht von der Bodenheizfläche in die darüber liegende Luft über. Der Weitertransport in höhere Schichten erfolgt durch Turbulenz und Konvektion.

In der Konvektionsschicht stellt sich ein sogenanntes Konvektionstemperaturgleichgewicht ein. Dieses Gleichgewicht ist mit einer Temperaturabnahme mit der Höhe verbunden. Die durch Konvektion vom Boden aufsteigende erwärmte Luft dehnt sich aus, wenn sie unter geringeren Druck kommt und leistet Ausdehnungsarbeit. Die zu dieser Ausdehnungsarbeit erforderliche Energie muss sie selbst aufbringen, so dass ihre innere Energie bzw. ihr Wärmeinhalt und damit ihre Temperatur abnimmt. Diese Temperaturabnahme reicht so hoch hinauf wie die Konvektion. Letztere ist hochreichend über einer warmen Erdoberfläche und weniger hochreichend über einer kalten Erdoberfläche. Darum liegt die Obergrenze der Troposphäre, die Tropopause, in tropischen Breiten hoch und ist kalt, in polaren Breiten liegt sie tiefer und ist wärmer. Die Höhe und die Temperatur der Tropopause schwanken mit der Jahreszeit und der darunter liegenden Luftmasse.

Die Troposphäre enthält rund 3/4 der Masse der Atmosphäre und fast 100% des gesamten Wasserdampfes. Deshalb treten in ihr auch alle Erscheinungen auf, die mit Phasenumwandlungen des Wassers verbunden sind. Sie ist die eigentlichen Wettersphäre.

2.1.1.2 Troposphärische Klimatologie

Charakteristisch für die troposphärische Temperaturverteilung ist, dass der große meridionale Temperaturunterschied zwischen dem Wärmeüberschussgebiet am Äquator und dem Wärmedefizit am Pol nicht gleichmäßig verteilt ist. Vielmehr gibt es zwei Frontalzonen mit sehr starken meridionalen Temperaturgradienten. Entsprechend Abbildung 2.3 kann man drei Hauptluftmassen unterscheiden. Dabei handelt es sich um die Polarluft, die aus dem Wärmedefizitgebiet der polaren Antizyklonen stammt, die warme und meist feuchte Tropikluft, die in der Passatregion entsteht und die mittlere, stark variable Luftmasse, die als gemäßigte Luftmasse bezeichnet wird und charakteristisch für die Westwindzone mittlerer Breiten ist. Sie werden durch die stark barokline Polarfront - zwischen mittleren und polaren Breiten - und der Subtropikfront - zwischen mittleren und niedrigen Breiten - getrennt. Die Polarfront ist dabei ein unregelmäßiges, stark strukturiertes Gebilde, das einerseits bis in sehr hohe Breiten reichen kann, andererseits oft auch weit äquatorwärts vorstößt und jahreszeitlich sehr variabel ist. Sie reicht meist durch die gesamte Troposphäre, während die Subtropenfront auf die obere Troposphäre konzentriert ist (siehe Abb. 2.3).

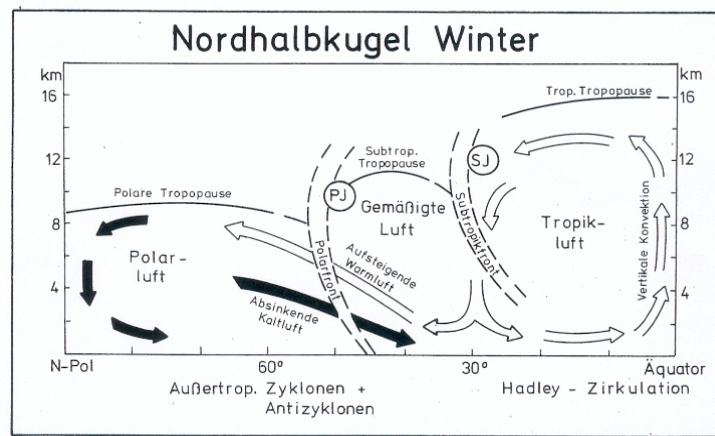
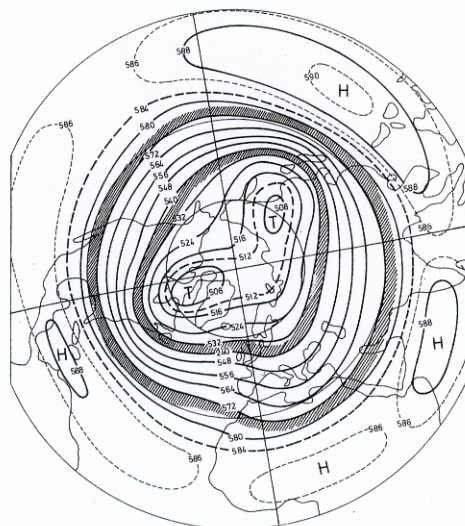


Abbildung 2.3: Schema der Hauptluftmassen und Frontalzonen sowie der vorherrschenden meridionalen und vertikalen Luftbewegungen auf der NH im Winter (Deutscher-Wetterdienst, 1987).

Oberhalb der sogenannten Grenzschicht, in der die Reibung der Luft an der Erdoberfläche eine Rolle spielt, d. h. oberhalb von 1-2 km Höhe, kann die Änderung des

(a)



(b)

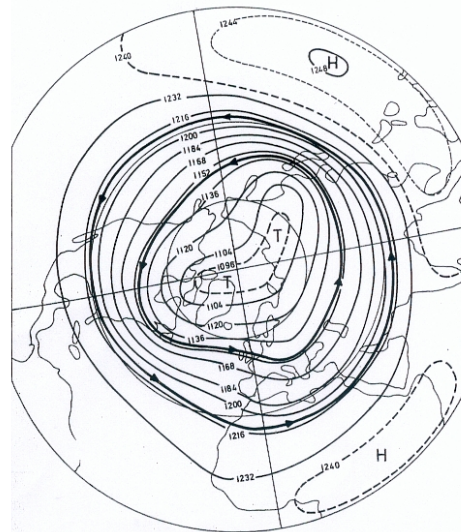


Abbildung 2.4: Mittlere absolute Topografie im Januar [geopotenzielle Dekameter (gpdem)] (a) 500-hPa Fläche, schraffiert: mittlere Lage von Polarfront und Subtropikfront (b) 200-hPa Fläche, Pfeile: mittlere Lage von Polarfront- und Subtropikfront-Strahlstrom (Deutscher-Wetterdienst, 1987).

Windes mit der Höhe über die thermische Windgleichung (2.16), die in Kap. 2.2.2 behandelt wird, aus der beschriebenen Temperaturverteilung bestimmt werden. Es folgt somit, dass der Wind mit wachsender Höhe auf westliche Richtung dreht und bis zur Tropopause an Geschwindigkeit zunimmt. Die mittlere geopotenzielle Höhe in 500 hPa der NH (Abb. 2.4a) zeigt niedrige Werte über dem Pol und hohe Werte über niedrigen Breiten. Das entsprechende Windfeld ist durch einen großen zyklonalen Wirbel über dem Pol charakterisiert. Ihm schließt sich die Polarfront, eine breite Westwindzone und die Subtropenfront an. Die mittlere Topografie der 200 hPa Fläche zeigt ein ähnliches Bild (Abb. 2.4b), wobei der Druckgradient und demzufolge die resultierenden Windgeschwindigkeiten besonders im Bereich der Frontalzone größer sind. Dicht unterhalb der Tropopause findet man deshalb Strahlströme (engl. *Jets*) mit sehr hohen Windgeschwindigkeiten.

2.1.2 Stratosphäre

2.1.2.1 Thermischer Aufbau der Stratosphäre

Die Temperaturverteilung der Stratosphäre wird weitgehend durch die Absorption von UV-Strahlung in der Ozonschicht bestimmt. Weil die obersten Schichten der Ozonschicht den größten Teil der eintreffenden UV-Strahlung absorbieren, liegt das Maximum der Erwärmung und damit der Stratosphärentemperatur in ihrem oberen Bereich in 47 km bis 51 km Höhe. Hier befindet sich die obere Grenze der Stratosphäre, die Stratopause. Nach der US-Standard-Atmosphäre besitzt die Stratosphäre eine vertikale Dreiteilung: eine isotherme Schicht von 11 km bis 20 km, eine Schicht mit einer Temperaturzunahme von 1 K/km bis 32 km und einer Schicht mit einer Temperaturzunahme von 2.8 K/km bis 47 km (siehe Abbn. 2.1 und 2.2). Dort beträgt die Stratopausentemperatur -2.5°C . Selbstverständlich hängt die Temperatur der Ozonheizschicht stark vom Einfallswinkel der Sonnenstrahlung ab. Darum weisen die realen Stratosphärentemperaturen vor allem in mittleren und in polaren Breiten ähnlich wie die Erdoberfläche einen deutlichen Jahresgang mit einem Maximum im Sommer und einem Minimum im Winter auf. Infolge der ununterbrochenen Einstrahlung im Polargebiet auf der Sommerhalbkugel und ihres völligen Fehlens auf der Winterhalbkugel liegt das Temperaturmaximum der Stratopause beim jeweiligen Sommerpol und das Minimum beim Winterpol. Es ergibt sich ein über den Äquator hinwegreichendes Temperaturgefälle vom Sommerpol zum Winterpol (siehe auch Abb. 2.6a).

Das Wettergeschehen findet zwar hauptsächlich in der Troposphäre statt, die Stratosphäre spielt aber auch eine große Rolle im Klimasystem. Zum einen kann sie troposphärische Prozesse modulieren und somit die interne Variabilität des Klimasystems beeinflussen. Zum anderen ist sie empfindlich gegenüber Störungen von außen. Ein wichtiger Faktor ist dabei die UV-Absorption durch Ozon. Sie steuert den meridionalen Temperaturgradienten in der Stratosphäre und beeinflusst dadurch vor allem die Stärke der zonalen Zirkulation.

Die Troposphäre und die Stratosphäre sind trotz einer Trennung durch die Tropopause nicht unabhängig voneinander. Planetare Wellen, die in der Troposphäre angeregt werden können sich unter bestimmten Bedingungen in die Stratosphäre ausbreiten (siehe Kap. 2.3). Somit hat die Troposphäre entscheidenden Einfluss auf die winterliche Zirkulation der Stratosphäre und deren Ozonverteilung.

2.1.2.2 Stratosphärische Klimatologie

Unter der Annahme, dass die Strahlung der einzige physikalische Mechanismus ist der die Temperaturstruktur der Erdatmosphäre bestimmt, ergäbe sich die in Abb. 2.5 die dargestellte Strahlungsgleichgewichtstemperatur.

Die tatsächlich beobachtete Temperatur unterscheidet sich aber von dieser Strahlungsgleichgewichtstemperatur deutlich. Abb. 2.6a zeigt die zonal gemittelte Temperatur während des Nordwinters anhand der SPARC (Stratospheric Processes and their Role in Climate) Klimatologie: In der Stratosphäre und der unteren Mesosphäre sind die Temperaturen über dem jeweiligen Winterpol in Einklang mit der fehlenden Sonneneinstrahlung zwar kälter als über dem Sommerpol, die tatsächlich beobachteten Temperaturen liegen dort aber um einige 10 K höher als die Strahlungsgleichgewichtstemperatur. In Höhen um 80 km (~ 0.01 hPa) gibt es sogar Unterschiede von bis zu 100 K.

Der Grund für die Abweichungen der Temperatur vom Strahlungsgleichgewicht ist das Brechen von planetaren Wellen und der damit verbundene Impulstransport der eine langsame globale Meridionalzirkulation der Atmosphäre (siehe Kap. 2.3.5 und

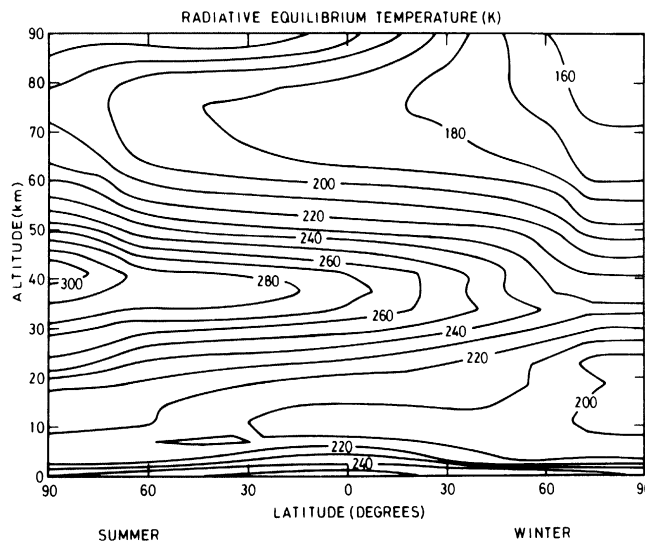


Abbildung 2.5: Strahlungsgleichgewichtstemperatur in Kelvin (K), die sich aufgrund relevanter atmosphärischer Gase einstellt (Geller, 1983).

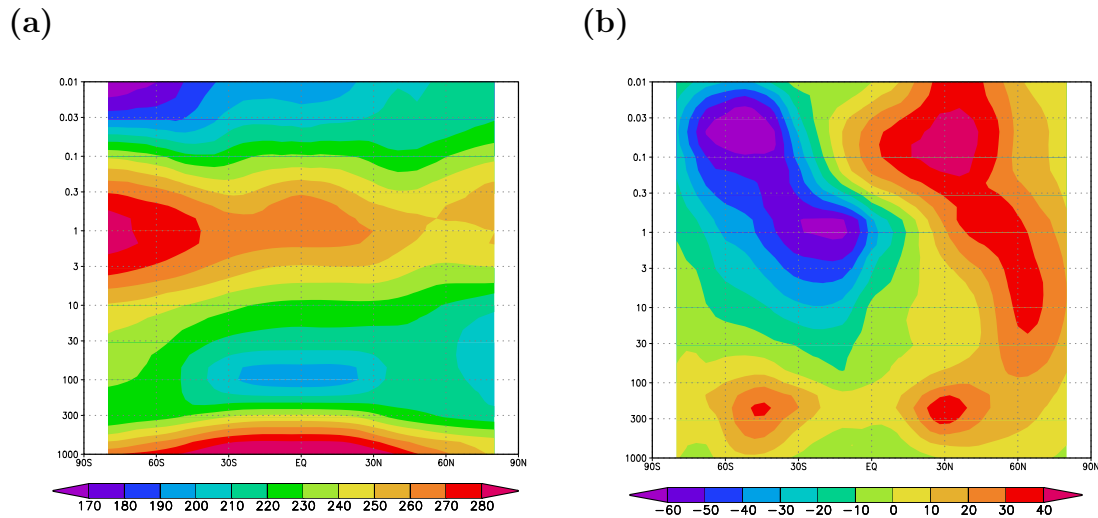


Abbildung 2.6: Druck-Breiten-Schnitt der SPARC-Klimatologie (1992-1997) für Januar (a) der zonalen Temperatur [K] und (b) des zonalen Windes [m/s] (Randel et al., 2002) (Daten aus persönlicher Mitteilung von Randel).

Brewer, 1949; Dobson, 1956) bewirkt, die vereinfacht ausgedrückt durch ein Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen (dies hat dort adiabatisches Abkühlen zur Folge) und ein Absinken über dem Winterpol (verbunden mit einer adiabatischen Erwärmung) gekennzeichnet ist. Ein solches Zirkulationsmuster wird bereits durch die Verteilung der Nettoerwärmungsraten induziert.

Der zonal gemittelte Wind außerhalb der Tropen ergibt sich in guter Näherung durch die thermische Windgleichung (vgl. Kap. 2.2.2 und Gl. 2.16) aus der thermischen Struktur der Atmosphäre. Abb. 2.6b zeigt das beobachtete klimatologische Mittel des Zonalwindes. In der Stratosphäre sind die niedrigen Temperaturen über dem Winterpol wegen des starken Temperaturgradienten zwischen Tropen und polaren Breiten mit einem Westwindstrahlstrom verknüpft, dessen Maximum in der Höhe der Mesosphäre bei etwa 70 km liegt. Dieses Starkwindband stellt die Begrenzung des winterlichen Polarwirbels, der sich im Winter über dem jeweiligen Pol ausbildet, zu den Tropen dar. Über der Sommerhemisphäre herrschen dagegen Ostwinde. Konsistent damit sind die Temperaturen über dem Sommerpol in der oberen Stratosphäre höher als in den Tropen.

Aufgrund der unterschiedlichen orographischen Land-See-Verteilungen unterscheiden sich die Strukturen des nord- und südhemisphärischen Polarwirbels. Während sich auf der SH ein nahezu kreisrunder, polzentrierter Polarwirbel ausbildet weicht der nordhemisphärische stark von dieser Struktur ab, wie in der Darstellung der geopotenziellen Höhe des 30 hPa Niveaus in Abb. 2.7 zu erkennen ist. Dabei wird das Tiefdruckgebiet im Mittel durch das stationäre Aläutenhoch und verstärkte Wellenanregung zu einer zonalen Wellenzahl 1 deformiert und leicht in Richtung Europa verlagert. Die geopotenzielle Höhe des Polarwirbels ist mit 2220 geopotenziellen Dekametern (gpdem) durch den starken Temperaturgradienten im Januar am tiefsten.

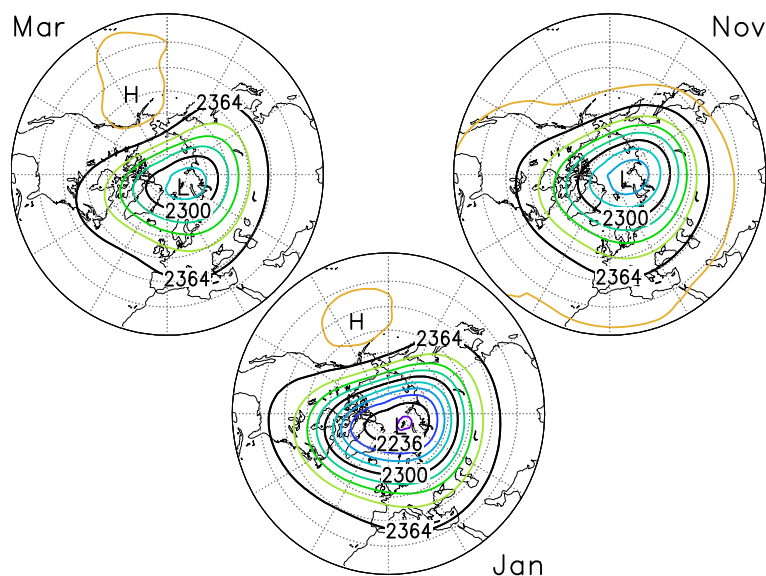


Abbildung 2.7: Monatliche Karten (Nov, Jan, März) der 30 hPa Höhe [gpdem] von 1965-1999 (Labitzke, 1999).

Die Temperaturen des 30 hPa Niveaus (Abb. 2.8) sind mit -60°C bis -80°C am niedrigsten im Bereich des Polarwirbels. Dort ist aufgrund des starken Polarjets nur ein begrenzter Luftmassenaustausch mit mittleren Breiten möglich, weshalb die Luftmassen im Wirbel immer stärker auskühlen. Die höchsten Temperaturen sind mit über -50°C im Bereich des Aläutenhochs bzw. an der Westflanke des Aläutenhochs bei Kamschatka angesiedelt.

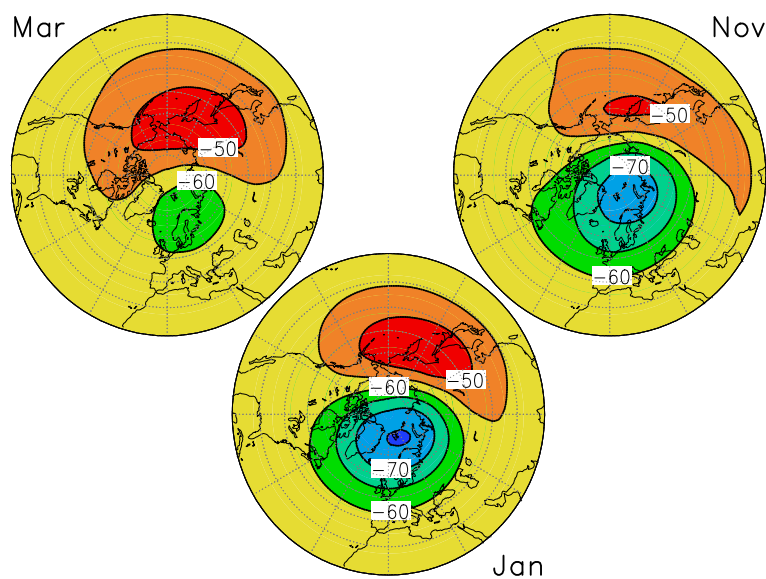


Abbildung 2.8: Monatliche Karten (Nov, Jan, März) der 30 hPa Temperatur [$^{\circ}\text{C}$] von 1965-1999 (Labitzke, 1999).

2.2 Grundgleichungen der Atmosphärendynamik

In diesem Kapitel werden die thermo-hydrodynamischen Grundgleichungen der Atmosphärendynamik dargestellt, die insbesondere für die Beschreibung der Anregung und Ausbreitung planetarer Wellen grundlegend sind. Sie umfassen die Erhaltung von Impuls und Masse (Bewegungs- und Kontinuitätsgleichung), den 1. Hauptsatz der Thermodynamik und die Zustandsgleichung für ideale Gase. In einem rotierenden Koordinatensystem schreiben sich diese Gleichungen zu (Etling, 1996):

Bewegungsgleichung:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} = -\vec{\nabla} \Phi - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p, \quad (2.1)$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho = -\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \quad (2.2)$$

1. Hauptsatz der Thermodynamik:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T - \frac{1}{\rho c_p} \frac{dp}{dt} = \frac{Q_{diab}}{c_p}, \quad (2.3)$$

Zustandsgleichung für ideale Gase:

$$p = \rho R T. \quad (2.4)$$

Die Reibung wird dabei vernachlässigt. $\vec{v} = (u, v, w)$ stellt den dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektor dar. p ist der Druck, ρ die Dichte, T die Temperatur, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, Q_{diab} die diabatische Wärmequelle, die durch die Divergenz der kurzwelligen und langwelligen Strahlungsflüsse und die turbulente Wärmeleitung bestimmt wird, $\vec{\Omega}$ der Vektor der Erdrotation, R die Gaskonstante für trockene Luft, t die Zeit, Φ das Geopotenzial und $\vec{\nabla}$ der Nabla-Operator.

Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik (Gl. 2.3) für adiabatische Prozesse lautet:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = \frac{1}{\rho c_p} \frac{dp}{dt}. \quad (2.5)$$

Mit Einführung der potenziellen Temperatur Θ :

$$\Theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (2.6)$$

schreibt sich Gl. (2.5) zu:

$$\frac{d\Theta}{dt} = 0, \quad (2.7)$$

d. h. die potenzielle Temperatur ist für adiabatische Vorgänge eine Erhaltungsgröße. p_0 ist dabei der Normaldruck (1013 hPa).

2.2.1 Das Geopotenzial

Das Geopotenzial Φ kann durch:

$$\Phi = \int_0^{z^*} g dz, \quad (2.8)$$

mit der Erdbeschleunigung g , dargestellt werden. Damit bezeichnet man die Arbeit, die zum Heben eines Luftpakets der Masse 1 vom Meeresniveau bis in eine Höhe von z^* notwendig ist.

Die geopotenzielle Höhe wird mit Hilfe des Geopotenzials Φ durch:

$$Z = \frac{\Phi}{g_0} \quad (2.9)$$

definiert. g_0 ist dabei das globale Mittel der Erdbeschleunigung in Meereshöhe und beträgt ungefähr 9.81 ms^{-2} . Z hat die Dimension eine Länge und im Bereich der Troposphäre und Stratosphäre stimmt die geopotenzielle Höhe tatsächlich gut mit der wirklichen Höhe überein. Größere Abweichungen ergeben sich erst in der Mesosphäre, da dort die Schwerebeschleunigung auf Grund des größeren Abstandes zum Erdmittelpunkt deutlich vom Wert am Erdboden abweicht. Ein Teil der in dieser Arbeit verwendeten Reanalysedaten der Stratosphäre auf der Nordhemisphäre besteht aus den geopotenziellen Höhen der 50 hPa und 30 hPa Flächen. Solche Karten der geopotenziellen Höhe werden ähnlich wie eine Karte des Bodendrucks interpretiert: In Hochdruckgebieten liegen Flächen eines bestimmten Drucks höher als in Tiefdruckgebieten und gehen daher mit hohen Werten des Geopotenzials einher. Analoges gilt für Tiefdruckgebiete.

2.2.2 Geostrophischer und thermischer Wind

Für rein vertikale Bewegungen vereinfacht sich die dritte Komponente der Bewegungsgleichung (2.1), d. h. die Gleichung für den Vertikalwind, über eine Skalenanalyse für synoptische und größere Skalen zur hydrostatischen Grundgleichung:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g_0, \quad (2.10)$$

die das Gleichgewicht zwischen Schwerkraft und Druckkraft beschreibt.

Die nachfolgende Vereinfachung der Bewegungsgleichungen für den horizontalen Wind $\vec{v}_h = (u, v)$ ergibt eine Beziehung für den geostrophischen Wind. Diese erlaubt es, aus einer bekannten großräumigen Druckverteilung die Windgeschwindigkeit zu bestimmen. Die Bewegungsgleichung (2.1) lautet für \vec{v}_h :

$$\frac{\partial \vec{v}_h}{\partial t} + \vec{v}_h \cdot \vec{\nabla}_h \vec{v}_h + f \vec{k} \times \vec{v}_h = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}_h p, \quad (2.11)$$

dabei wird die horizontale Komponentente von $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ durch $f\vec{k} \times \vec{v}_h$ angenähert. Bei Annahme von Stationarität und horizontaler Homogenität ergibt sich eine beschleunigungsfreie Strömung, aus (2.11) folgt:

$$f \vec{k} \times \vec{v}_h = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}_h p. \quad (2.12)$$

Unter diesen Verhältnissen kompensieren sich Coriolis- und Druckkraft. Damit steht die horizontale Windgeschwindigkeit \vec{v}_h in direkter Beziehung zum Druckgradienten. Die so erhaltene Geschwindigkeit \vec{v}_h nennt man geostrophisch und kennzeichnet sie mit dem Index g :

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\rho f} \vec{k} \times \vec{\nabla}_h p, \quad (2.13)$$

oder in Komponentenschreibweise:

$$u_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (2.14)$$

$$v_g = +\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.15)$$

Daraus ergibt sich, dass der geostrophische Wind parallel zu den Isobaren verläuft und zwar so, dass der tiefe Druck links zur Windrichtung liegt, wie in Abb. 2.9 dargestellt. Geostrophische Windverhältnisse herrschen im Allgemeinen in der mittleren und oberen Troposphäre und in der Stratosphäre.

Interessiert man sich dafür, wie sich der geostrophische Wind mit der Höhe ändert, so muss die geostrophische Windgleichung (2.13) nach z differenziert werden. Unter

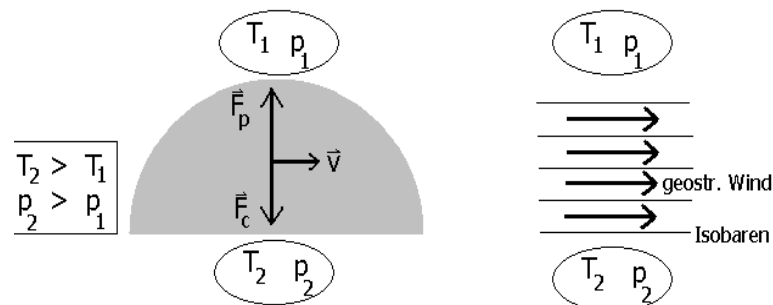


Abbildung 2.9: Entstehung des geostrophischen Windes: Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Corioliskraft ein, woraus der geostrophische Wind resultiert (Müller, 2001).

Verwendung der Zustandsgleichung für ideale Gase (2.4) und der hydrostatischen Grundgleichung (2.10) ergibt sich die thermische Windbeziehung:

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} = \frac{g_0}{fT} \vec{k} \cdot \vec{\nabla}_h T. \quad (2.16)$$

Als thermischen Wind selbst wird der Windvektor betrachtet, der sich aus der Differenz der geostrophischen Windvektoren innerhalb des Höhenintervalls Δz ergibt:

$$\vec{v}_T = \Delta \vec{v}_g = \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} \Delta z = \left(\frac{g_0}{fT} \vec{k} \times \vec{\nabla}_h T \right) \Delta z. \quad (2.17)$$

2.2.3 Vorticity

Die vertikale Komponente der Rotation $\vec{\nabla} \times \vec{v}$ eines Geschwindigkeitsfeldes wird als relative Vorticity ζ bezeichnet (Etling, 1996):

$$\zeta = \vec{k} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{v} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (2.18)$$

Das Wort Vorticity bedeutet soviel wie Wirbelhaftigkeit, hat also mit dem Drehsinn der Strömungen zu tun.

Unter Anwendung des Operators $\vec{k} \cdot \vec{\nabla} \times$ auf die Bewegungsgleichungen erhält man die Vorticitygleichung:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \underbrace{-\vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\zeta + f)}_{\text{Advektionsterm}} - \underbrace{(\zeta + f)(\vec{\nabla} \cdot \vec{v})}_{\text{Divergenzterm}} - \underbrace{\vec{k} \cdot \left(\nabla w \times \frac{\partial \vec{v}_h}{\partial z} \right)}_{\text{Twistingterm}} + \underbrace{\vec{k} \cdot (\vec{\nabla} p \times \vec{\nabla} \alpha)}_{\text{Solenoidterm}}, \quad (2.19)$$

mit dem spezifischen Volumen α . Der Advektionsterm gibt die horizontale und vertikale Advektion der Vorticity an, der Divergenzterm enthält die Geschwindigkeitsdivergenz und der Twistingterm die Drehung des Wirbelvektors durch Geschwindigkeitsscherungen. Den Solenoidterm erhält man nur für Strömungen mit variabler Dichte. Er gibt die Baroklinität der Strömung an.

Für horizontale ($\vec{v} = \vec{v}_h$) und divergenzfreie Strömungen vereinfacht sich die Gl. (2.19) zu:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{v}_h \cdot \vec{\nabla} \zeta - v \frac{\partial f}{\partial y}. \quad (2.20)$$

f bezeichnet man auch als planetare, die Summe $\eta = \zeta + f$ als absolute Vorticity. Für die absolute Vorticity η ergibt sich:

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \vec{v}_h \cdot \vec{\nabla} \eta = 0. \quad (2.21)$$

Die Vorticitygleichung (2.21) beinhaltet die Aussage, dass in einer horizontalen, divergenzfreien Strömung die absolute Vorticity eine Erhaltungsgröße ist.

2.2.4 Quasi-geostrophische Vorticitygleichung

Die Vorticitygleichung (2.19) wird im Folgenden für quasi-geostrophische Bedingungen vereinfacht.

Hinsichtlich großräumiger Bewegungen befindet sich die Atmosphäre im geostrophischen Gleichgewicht, die ageostrophische Windkomponente ist allerdings für die zeitliche Entwicklung von Druck- und Geschwindigkeitsfeldern entscheidend.

Deshalb werden im Folgenden quasi-geostrophische Gleichungen angegeben, die im Gegensatz zur rein diagnostischen geostrophischen Approximation die zeitliche Entwicklung des Strömungsfeldes über die Einbeziehung ageostrophischer Effekte beschreibt. Dazu wird der horizontale Windvektor (\vec{v}_h) in einen geostrophischen (\vec{v}_g) und einen ageostrophischen Anteil (\vec{v}_a) aufgespalten:

$$\vec{v}_h = \vec{v}_g + \vec{v}_a, \quad (2.22)$$

wobei der ageostrophische Anteil die Differenz zwischen dem wahren Windfeld und dem geostrophischen Wind angibt.

Die Vorticitygleichung (2.19) vereinfacht sich durch eine Skalenanalyse für Skalen, die größer als die synoptische Skala sind, durch die Vernachlässigung des Twisting-terms und der Vertikaladvektion sowie unter der Annahme, dass im Divergenzterm $\zeta \ll f$, zu:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{v}_h \cdot \vec{\nabla}_h (\zeta + f) - w \frac{\partial (\zeta + f)}{\partial z} - f \vec{\nabla}_h \cdot \vec{v}_h. \quad (2.23)$$

Die quasi-geostrophische Approximation besteht nun darin, den Horizontalwind und die Vorticity außer im Divergenzterm durch den geostrophischen Wert zu ersetzen. Des Weiteren wird $f = f_0$ gesetzt, außer wenn f differenziert wird, mit dem konstanten Coriolisparameter $f_0 = 2\Omega \sin \phi_0$ und der Referenzbreite ϕ_0 . Der quasi-geostrophische Zusammenhang zwischen der Stromfunktion ψ und der relativen Vorticity ζ bzw. dem Geopotenzial Φ ist gegeben durch:

$$\zeta = \nabla^2 \psi, \quad (2.24)$$

mit

$$\psi = \frac{\Phi - \Phi_0}{f_0}, \quad (2.25)$$

wobei Φ_0 den Referenzwert darstellt. Damit ergibt sich auch:

$$\vec{v}_g = \left(-\frac{\partial \psi}{\partial y}, \frac{\partial \psi}{\partial x} \right). \quad (2.26)$$

Daraus folgt für die quasi-geostrophische Vorticitygleichung:

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} (\zeta_g + f) - f_0 \vec{\nabla}_h \cdot \vec{v}_h, \quad (2.27)$$

oder unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung (2.2):

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} \zeta_g + v_g \beta - f_0 \left(\frac{\partial w_a}{\partial z} \right), \quad (2.28)$$

mit der ageostrophischen Vertikalkomponente des Windes w_a und der Änderung des Coriolisparameters mit der geografischen Breite $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$.

Für die stratosphärische Anwendung wird häufig die logarithmische Druckkoordinate (log-p-System) verwendet.

Somit gilt für die Höhe z :

$$z = -H \ln \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (2.29)$$

und für die Dichte ρ_B :

$$\rho_B(z) = \rho_0 e^{\frac{-z}{H}}, \quad (2.30)$$

mit der Skalenhöhe H :

$$H = \frac{RT_0}{g_0} \approx 7 \text{ km} \quad (2.31)$$

und den Referenzwerten ρ_0 , p_0 und T_0 .

Damit schreibt sich die Kontinuitätsgleichung in quasi-geostrophischer Approximation (Andrews et al., 1987):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_B w_a) = 0, \quad (2.32)$$

woraus sich die quasi-geostrophische Vorticitygleichung im log-p-System ergibt:

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial \zeta_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial \zeta_g}{\partial y} + v_g \beta = \frac{f_0}{\rho_B} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_B w_a). \quad (2.33)$$

Kombiniert man die quasi-geostrophische Vorticitygleichung im log-p-System (2.33) mit der thermodynamischen Gleichung im log-p-System, so erhält man die quasi-geostrophische potenzielle Vorticitygleichung, welche die Zeitentwicklung des divergenzfreien Anteils des horizontalen Windfeldes außerhalb der Tropen in sehr guter Näherung beschreibt:

$$\frac{\partial q_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial q_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial q_g}{\partial y} = 0, \quad (2.34)$$

mit der quasi-geostrophischen potenziellen Vorticity q_g :

$$q_g = f_0 + \beta y + \zeta_g + \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_B \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right). \quad (2.35)$$

N stellt dabei die Brunt-Vaisala-Frequenz dar.

Die quasi-geostrophische relative Vorticity ζ_g lässt sich mithilfe von Gl. (2.26) darstellen:

$$\zeta_g = -\frac{\partial u_g}{\partial y} + \frac{\partial v_g}{\partial x} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}. \quad (2.36)$$

2.3 Planetare Wellen

Eine wichtige Erscheinung in der Atmosphäre sind Wellen. Das Spektrum atmosphärischer Wellen umfasst große räumliche und zeitliche Skalen, angefangen von langen planetaren Wellen mit Perioden von Tagen, Schwerewellen mit Perioden im Minutenbereich, bis hin zu Schallwellen (siehe Tab. 2.1). Bis auf die Schallwellen haben die genannten Wellen großen Einfluss auf den Zustand in der Stratosphäre. Sie sind u. a. verantwortlich für Asymmetrien des Polarwirbels, Stratosphärenenerwärmungen, Durchmischung polarer Luft mit Luft aus mittleren Breiten und kontrollieren die mittlere Meridionalzirkulation in den mittleren Breiten (Haynes et al., 1991; Hu und Tung, 2002). Für diese Arbeit sind planetare Wellen von entscheidender Bedeutung. Sie sind für den großräumigen meridionalen Transport von Impuls und Energie verantwortlich und somit ein integrierender Bestandteil der atmosphärischen Zirkulation. Darüber hinaus haben sie großen Anteil an der dynamischen Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre. Deshalb wird auf diesen Wellentyp in den nächsten Abschnitten genauer eingegangen.

Wellentyp	erhaltende Kraft	horizontale Wellenlänge	Periode
Schallwellen	Druckkraft	1 cm - 10 m	ms
Schwerewellen	Schwerkraft	10 m - 100 km	min - h
Planetare Wellen	Corioliskraft	1000 - 10000 km	1 - 30 d

Tabelle 2.1: *Wichtige atmosphärische Wellentypen mit zugehörigen erhaltenden Kräften, Wellenlängen und Perioden.*

2.3.1 Entstehung planetarer Wellen

Wellen können nach ihren erhaltenden Kräften (siehe Tab. 2.1) bzw. rüctreibenden Mechanismen eingeteilt werden. Das ist bei den planetaren Wellen die Corioliskraft bzw. die Erhaltung der absoluten Vorticity.

Somit können planetare Wellen durch den Erhaltungssatz der absoluten Vorticity (Gl. 2.21) erklärt werden.

Wird der Grundstrom meridional ausgelenkt, z. B. in Richtung Norden, erfahren die Luftpartikel eine Zunahme an planetarer Vorticity. Da die absolute Vorticity aber eine Erhaltungsgröße darstellt, muss die relative Vorticity abnehmen und negativ werden, was eine antizyklonale Bewegung zur Folge hat (siehe Abb. 2.10). Somit wandern die Luftpakete Richtung Süden, die planetare Vorticity nimmt ab und die relative Vorticity muss ansteigen, wird positiv und es entsteht eine zyklonale Bewegung, um den Verlust der planetaren Vorticity zu kompensieren.

Bei diesem Vorgang entstehen wandernde ($c \neq 0$) oder stationäre ($c = 0$) Wellen mit Perioden von einigen Tagen bis zu Wochen, während die gesamte Lebensdauer ein bis zwei Monate betragen kann.

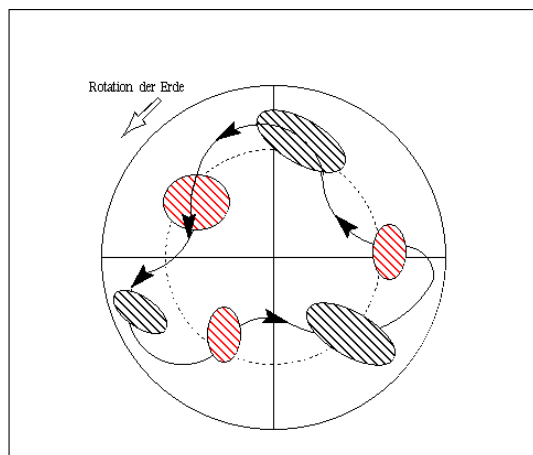


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der Entstehung und Ausbreitung von planetaren Wellen als Polarprojektion (Quelle: http://wdc.dlr.de:8082/sensors/gome/products/data_products.html).

Planetare Wellen mit sehr langen, bis zu 10000 km langen Wellenlängen werden durch drei verschiedene Antriebe angeregt. Die Orographie der Erdoberfläche, insbesondere die großen nordhemisphärischen Gebirgszüge der Rocky Mountains und des Himalaya, führt zu einer mechanischen Anregung der planetaren Wellen. Des Weiteren können planetare Wellen durch diabatische Wärmequellen, deren Verteilung z. B. durch großräumige Land-See-Kontraste bestimmt ist angeregt werden. Die dritte Quelle für planetare Wellen stellen kleinere, transiente Wellen und Wirbel, verbunden mit synoptischen Vorgängen dar. Es sind vor allem die planetaren Wellen der Wellenzahlen 1 bis 3, die sich von der Troposphäre in die Stratosphäre ausbreiten können, worauf im folgenden Kapitel näher eingegangen wird.

2.3.2 Ausbreitung planetarer Wellen

Ein immer wieder diskutierter Punkt in der Atmosphärenforschung ist die Frage, inwieweit sich die Troposphäre und die Stratosphäre gegenseitig beeinflussen (Holton et al., 1995). Die Rolle der planetaren Wellen kann dabei relativ genau beantwortet werden. Es sind vor allem die stationären planetaren Wellen die in der Troposphäre orographisch angeregt werden und die sich bis in die Stratosphäre ausbreiten können. Für die Untersuchung der vertikalen Ausbreitung planetarer Wellen geht man von der quasi-geostrophischen potenziellen Vorticitygleichung (2.34) aus. Sieht man die Wellen als Störungen eines Grundzustandes an, können die meteorologischen Variablen Zonalwind u , Meridionalwind v , Stromfunktion ψ und die quasi-geostrophische potenzielle Vorticity q wie folgt zerlegt werden:

$$\begin{aligned}
u &= U(x, y, z) + u', \\
v &= V(x, y, z) + v', \\
\psi &= \Psi(x, y, z) + \psi', \\
q &= Q(x, y, z) + q',
\end{aligned}$$

U , V , Ψ und Q stellen dabei den Grundzustand und die gestrichenen Größen die Störungen dar. Nach Einsetzen der Zerlegung in die quasi-geostrophische potenzielle Vorticitygleichung (2.34), Berücksichtigung der entsprechenden Gleichungen für den Grundzustand und Vernachlässigung von Termen 2. Ordnung (Linearisierung), erhält man die linearisierte quasi-geostrophische potenzielle Vorticitygleichung für die Störungen u' , v' , ψ' und q' :

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_h q' + \vec{v}' \cdot \nabla Q = 0, \quad (2.37)$$

mit $\vec{V} = (U, V)$ und der quasi-geostrophischen potenziellen Vorticity q' :

$$q' = \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} + \frac{f_0^2}{\rho_B} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_B}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right). \quad (2.38)$$

Als eine erste Näherung kann man für den Windvektor $\vec{V} = (U, 0)$ annehmen, der Meridionalwind V wird also vernachlässigt. Wird außerdem die Brunt-Vaisala-Frequenz N als konstant betrachtet, so folgt für die linearisierte Gleichung (2.37):

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial}{\partial x} q' + v' \frac{\partial Q}{\partial y} = 0, \quad (2.39)$$

mit

$$\frac{\partial Q}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{f_0^2}{\rho_B} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_B}{N^2} \frac{\partial U}{\partial z} \right). \quad (2.40)$$

Für einen konstanten Zonalwind U vereinfacht sich Gl. (2.40) zu:

$$\frac{\partial Q}{\partial y} = \beta. \quad (2.41)$$

Dies ist der Fall, den Charney und Drazin (1961) in ihrer Theorie betrachtet haben. Da der Antrieb aus der unteren Troposphäre wellenförmig ist, wird ein wellenförmiger Ansatz für die Stromfunktion gemacht (James, 1994):

$$\Psi'(x, y, z) = \Psi_0(z) e^{i(kx+ly)} e^{z/2H}, \quad (2.42)$$

wobei k und l die horizontalen Wellenzahlen und $e^{z/2H}$ die Zunahme der Wellenamplitude durch die Dichteabnahme mit der Höhe darstellen. Dabei geht man von stationären Wellen aus.

Somit ergibt die Gleichung für die Amplitude $\Psi_0(z)$:

$$\frac{d^2\Psi_0}{dz^2} + \underbrace{\frac{N^2}{f_0^2} \left(\frac{\beta}{U} - (k^2 + l^2) - \frac{f_0^2}{4N^2H^2} \right)}_{m^2} \Psi_0 = 0, \quad (2.43)$$

mit der unteren Randbedingung $\Psi_0(0) = \Psi_c$. Der Koeffizient vor Ψ_0 , der hier mit m^2 gekennzeichnet ist, bestimmt die Ausbreitung der Störungen. Es gibt verschiedene Lösungstypen, die vom Vorzeichen von m^2 abhängig sind.

1. Fall: $m^2 > 0$

$$m = \pm \frac{N}{f_0} \left(\frac{\beta}{U} - (k^2 + l^2) - \frac{f_0^2}{4N^2H^2} \right)^{1/2}. \quad (2.44)$$

Gl. (2.43) ist somit eine Wellengleichung mit den Lösungen:

$$\Psi_0(z) = \Psi_c e^{imz}, \quad (2.45)$$

wobei m die vertikale Wellenzahl angibt. D. h. die Wellen können sich vertikal ausbreiten und die Amplitude wächst mit der Höhe an, da die Dichte abnimmt. Die Energiedichte der Wellen bleibt mit zunehmender Höhe konstant.

Wegen $m^2 > 0$ können sich die stationären Wellen ($c = 0$) ausbreiten für:

$$0 < U < u_c = \frac{\beta}{(k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{4N^2H^2}}, \quad (2.46)$$

mit der kritischen Windgeschwindigkeit u_c (Andrews et al., 1987; Andrews und McIntyre, 1978).

Die vertikale Ausbreitung von stationären Wellen findet somit nur bei Westwindgeschwindigkeiten statt, die kleiner als die kritische Windgeschwindigkeit u_c sind. u_c hängt von der Wellenzahl ab, d. h. lediglich die Wellenzahlen 1 bis 3 können sich bis in die Stratosphäre ausbreiten, wobei sich Wellen mit Wellenzahl 1 bei Windgeschwindigkeiten bis zu 28 m/s, Wellen mit Wellenzahl 2 bei bis zu 16 m/s und Wellen mit Wellenzahl 3 bei bis zu zirka 10 m/s ausbreiten können (Andrews et al., 1987). Im Sommer dringen aufgrund vorherrschender Ostwinde die planetaren Wellen nicht bis in die Stratosphäre vor. Wellenzahl 1 und 2 erklären aber bereits 99.9% der Varianz in der Stratopshäre (van Loon et al., 1973). Diese Wellen weisen eine Westwärtsneigung mit der Höhe auf (Pichler, 1997).

2. Fall: $m^2 = -\mu^2 < 0$

$$\mu = \pm \frac{N}{f_0} \left(-\frac{\beta}{U} + (k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{4N^2H^2} \right)^{1/2}. \quad (2.47)$$

Gl. (2.43) ist somit eine Wellengleichung mit den Lösungen:

$$\Psi_0(z) = \Psi_c e^{-\mu z}. \quad (2.48)$$

Die Amplitude der Welle kann mit der Höhe anwachsen oder abnehmen, je nachdem ob μ^{-1} größer oder kleiner als $2H$ ist, die Energiedichte der Wellen nimmt aber immer mit der Höhe ab. Diese Wellen verlagern sich mit zunehmender Höhe nicht in Richtung Westen, sie werden verschwindende Wellen (engl. *Evanescent Waves*) genannt.

Für die nächste verallgemeinerte Betrachtung wird erlaubt, dass der Zonalwind von der geografischen Breite y und von der Höhe z abhängig ist:

$$\vec{V} = (U, 0) = (U(y, z), 0).$$

Damit folgt mit dem Lösungsansatz für stationäre Wellen:

$$\Psi'(x, y, z) = \Psi_0(y, z)e^{i(kx+ly)}e^{z/2H}, \quad (2.49)$$

bei zusätzlicher Annahme von $N = \text{konstant}$, die Gleichung für die Amplitude $\Psi_0(y, z)$:

$$\frac{d^2\Psi_0}{dy^2} + \frac{f_0^2}{N^2} \frac{d^2\Psi_0}{dz^2} + n_{(k+l)}^2 \Psi_0 = 0, \quad (2.50)$$

mit dem Brechungsindex $n_{(k+l)}^2$ für Wellen der totalen horizontalen Wellenzahl $\sqrt{k^2 + l^2}$:

$$n_{(k+l)}^2(y, z) = \frac{\partial Q / \partial y}{U} - (k^2 + l^2) - \frac{f_0^2}{4N^2 H^2}. \quad (2.51)$$

Aus dem ersten Term auf der rechten Seite wird deutlich, dass der Brechungsindex und damit die Ausbreitung planetarer Wellen nicht nur vom Zonalwind abhängig ist, wie bei Charney und Drazin (1961) angenommen wird. Vielmehr hängt er außerdem vom meridionalen potenziellen Vorticitygradienten $\partial Q / \partial y$ ab.

Wellen breiten sich bevorzugt in Bereichen mit positivem $n_{(k+l)}^2$ aus und hierbei gilt: je größer $n_{(k+l)}^2$, umso besser können sich Wellen in diesen Gebieten ausbreiten. Es handelt sich dabei um die Wellen, deren Energiedichte mit der Höhe gleich bleibt und deren Amplitude durch die geringere Dichte mit der Höhe zunimmt und sich nach Westen verlagert. Ist $n_{(k+l)}^2 < 0$ so ist von den verschwindenden Wellen die Rede. Die Wellen, die sich ausbreiten, verlieren mit zunehmender Höhe Energiedichte, verlagern sich nicht in Richtung Westen und zeigen oberhalb einer gewissen Höhe eine äquivalente barotrope Struktur (Held, 1983).

Für die nächste Betrachtung wird vom allgemeinsten Fall, einem horizontalen Windfeld mit zonalem und meridionalen Anteil ausgegangen:

$$\vec{V} = (U, V) = (U(x, y, z), V(x, y, z)).$$

Dieser Fall wird in Nishii und Nakamura (2004) betrachtet. Es wird zur Bestimmung des Brechungsindex ein lokales X-Y-Koordinatensystem herangezogen, welches so

gedreht wird, dass die X-Achse in Richtung des Windes zeigt. Somit kommt man mit einem Lösungsansatz für stationäre Wellen:

$$\Psi'(x, y, z) = \Psi_0(x, y, z)e^{i(KX+LY)}e^{z/2H}, \quad (2.52)$$

mit den lokalen horizontalen Wellenzahlen K und L , auf die Gleichung für den lokalen Brechungsindex (Nishii und Nakamura, 2004):

$$n_{(K+L)}^2 = \frac{|\vec{\nabla}_h Q|}{|U|} - \frac{(K^2 + L^2)f_0^2}{4N^2H^2} \left(1 - 4HN \frac{dN^{-1}}{dz} + 4H^2N \frac{d^2N^{-1}}{dz^2} \right). \quad (2.53)$$

2.3.3 Das Geopotenzial als Indikator der Wellenaktivität

Die Signatur von planetaren Wellen lässt sich an verschiedenen atmosphärischen Größen festmachen. Das Geopotenzial (Gl. 2.8), bzw. die geopotenzielle Höhe (Gl. 2.9) sind dabei zwei der geeignetsten. Zum einen ermöglicht es die geostrophische Approximation, das Geopotenzial mit dem geostrophischen Wind (Gl. 2.13) zu verknüpfen, zum anderen ist das Geopotenzial proportional zur mittleren Temperatur der gesamten darunter liegenden Schicht (hydrostatische Näherung). Diese Eigenschaften erlauben über die Vertikalbewegung des Geopotenzials auf die vertikale Charakteristik einzelner Wellen zu schließen. In Abb. 2.11 lässt sich am 28. Dezember 1997

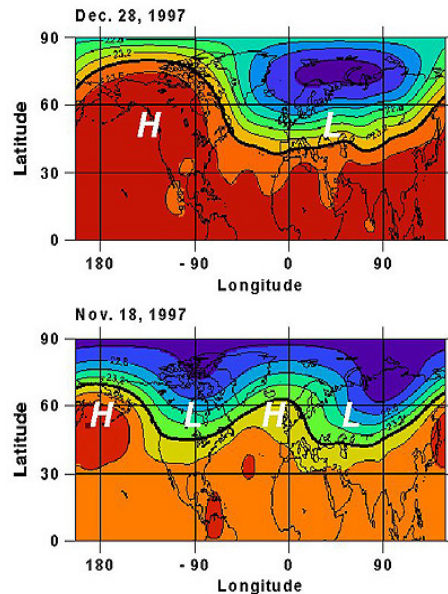


Abbildung 2.11: Geopotenzielle Höhenkarte der NH in 30 hPa am 28. Dezember 1997 (oben) und 18. November 1997 (unten) in geopotenziellen Kilometern, (Quelle: http://www.ccpo.odu.edu/SEES/ozone/class/Chap_6/).

(oben) in den Daten der geopotenziellen Höhe für die NH eine Welle 1 Struktur erkennen, da der Polarwirbel auf Grund des stark ausgeprägten Aläutenhochs nach Europa verschoben ist (siehe Abb. 2.7). Die untere Darstellung stellt die Strömung am 18. November 1997 mit zwei Rücken und Trögen dar, was einer Wellenzahl 2 entspricht.

2.3.4 Wellen-Grundstrom Wechselwirkungen

Zur Beschreibung der Wellen-Grundstrom Wechselwirkungen und der daraus resultierenden meridionalen Residualzirkulation wird in dieser Arbeit der Formalismus der transformierten Eulerschen (TEM)-Gleichungen verwendet. Nach ihrer Einführung wird auf die meridionale Residualzirkulation und sich daraus ergebende Phänomene eingegangen.

2.3.4.1 Die transformierten Eulerschen Gleichungen

In der mittleren Atmosphäre lassen sich die klimatologischen Verhältnisse in erster Näherung als zonales Mittel darstellen. Dies ist oft für das Verständnis der physikalischen Zusammenhänge sehr hilfreich. Allerdings müssen auch die Abweichungen vom zonalen Mittel berücksichtigt werden, wenn man die Temperatur- und Ozonverteilung in der mittleren Atmosphäre erklären will. Unter der Zuhilfenahme des Zonalmittels:

$$\bar{u}(\phi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\lambda, \phi, z, t) d\lambda \quad (2.54)$$

wird jede Variable in einen Grundzustand \bar{u} und in eine Abweichung von diesem, u' , aufgespalten:

$$u(\lambda, \phi, z, t) = \bar{u}(\phi, z, t) + u'(\lambda, \phi, z, t). \quad (2.55)$$

Das Zonalmittel drückt die Eulersche Betrachtungsweise aus. Dabei stehen λ , ϕ , z und t für die geografische Länge und Breite, die Höhe und die Zeit. Mit dieser Aufspaltung können atmosphärische Wellen (Strichgrößen) und ihre Wechselwirkung mit der zonalen Grundströmung qualitativ untersucht werden. Durch das Einsetzen des Zonalmittels in die thermo-hydrodynamischen Grundgleichungen (siehe Kap. 2.2), ergeben sich die sogenannten Eulerschen Gleichungen. Diese werden im Folgenden in sphärischen Koordinaten und logarithmischen Druckkoordinaten angegeben (Andrews et al., 1987):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\bar{v}}{a \cos \phi} \frac{\partial(\bar{u} \cos \phi)}{\partial \phi} - f \bar{v} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial(\bar{v}' u' \cos^2 \phi)}{\partial \phi} - \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial(\rho_B \bar{w}' u')}{\partial z}, \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \phi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + f\bar{u} + \frac{\bar{u}^2}{a} \tan \phi + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial(\bar{v}'^2 \cos \phi)}{\partial \phi} - \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial(\rho_B \bar{w}' v')}{\partial z} \quad (2.57)$$

$$-\frac{1}{a} \bar{u}'^2 \tan \phi,$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{1}{H} R \bar{\Theta} e^{-\kappa z/H} = 0, \quad (2.58)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial(\bar{v} \cos \phi)}{\partial \phi} = \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial(\rho_B \bar{w})}{\partial z} = 0, \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \phi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} - \bar{Q}_{diab} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial(\bar{v}' \bar{\Theta}' \cos \phi)}{\partial \phi} - \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial(\rho_B \bar{w}' \bar{\Theta}')}{\partial z}. \quad (2.60)$$

\bar{Q}_{diab} gibt dabei die diabatische Wärmequelle an. Bei diesen Gleichungen stehen jeweils auf der linken Seite die zonal gemittelten Größen und auf der rechten die gemittelten Produkte der Störgrößen. Es handelt sich um ein Gleichungssystem, welches die zeitliche Entwicklung der zonal gemittelten Zirkulation prognostizieren kann. Dazu muss eine geeignete Vorgabe der Anfangs- und Randbedingungen, der diabatischen Wärmequelle \bar{Q}_{diab} und eine Parametrisierung der Störgrößen gegeben sein. Die zeitliche Entwicklung der zonal gemittelten Größen wird also hauptsächlich von den welleninduzierten Impuls- ($\bar{v}' u'$, $\bar{w}' u'$) und Wärmeflüssen ($\bar{v}' \bar{\Theta}'$, $\bar{w}' \bar{\Theta}'$) bestimmt. Die Beschleunigung des Grundstroms durch Wellen aufgrund von Impuls- und Wärmeflusskonvergenz und die entgegengesetzte, durch die Corioliskraft der welleninduzierten Meridionalzirkulation hervorgerufene Beschleunigung für konservative lineare planetare Wellen sind ungefähr gleich groß. Daher tragen sie nicht zur Beschleunigung des zonalen Grundstromes bei (Charney und Drazin, 1961). Somit kann man die gegenseitigen Wechselwirkungen zwischen Wellen und Grundströmung mit dieser Form der Gleichungen nicht untersuchen. Andrews und McIntyre (1976) führten deshalb die sogenannten transformierten Eulerschen Gleichungen ein, mit denen es möglich ist, den Einfluss der Wellen auf die Grundströmung zu untersuchen.

Die Definition der mittleren meridionalen Residualzirkulation ($0, \bar{v}^*, \bar{w}^*$) lautet:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_B \bar{v}' \bar{\Theta}'}{\partial \bar{\Theta} / \partial z} \right), \quad (2.61)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi \bar{v}' \bar{\Theta}'}{\partial \bar{\Theta} / \partial z} \right). \quad (2.62)$$

Die neue Vertikalgeschwindigkeit $\overline{w^*}$ repräsentiert den Teil der mittleren Vertikalgeschwindigkeit \overline{w} , dessen Beitrag zur adiabatischen Temperaturänderung nicht durch Wärmeflussdivergenz aufgehoben wird, $\overline{v^*}$ gibt eine mittlere meridionale Geschwindigkeit an. Durch Einsetzen der residualen Geschwindigkeiten $(\overline{v^*}, \overline{w^*})$ in die gemittelten Eulerschen Gleichungen (2.56) - (2.60) ergibt sich ein neues Gleichungssystem, die TEM-Gleichungen:

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \overline{v^*} \left[\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (\overline{u} \cos \phi)}{\partial \phi} - f \right] + \overline{w^*} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} = \frac{1}{\rho_B a \cos \phi} \nabla \cdot \vec{F}, \quad (2.63)$$

$$\overline{u} \left(f + \frac{\overline{u} \tan \phi}{a} \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial \phi} = G, \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial z} - \frac{R \overline{\Theta}}{H} e^{\frac{-\kappa z}{H}} = 0, \quad (2.65)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (\overline{v^*} \cos \phi)}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_B} \frac{\partial (\rho_B \overline{w^*})}{\partial z} = 0, \quad (2.66)$$

$$\frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial t} + \frac{\overline{v^*}}{a} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial \phi} + \overline{w^*} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial z} - \overline{Q}_{diab} = -\frac{1}{\rho_B} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_B}{a} \frac{(\partial \overline{\Theta} / \partial \phi)}{(\partial \overline{\Theta} / \partial z)} \overline{v' \Theta'} + \rho_B \overline{w' \Theta'} \right). \quad (2.67)$$

G ist eine Abkürzung für die Terme, die zu einer Abweichung vom geostrophischen Gleichgewicht führen. Diese sind in den meisten meteorologischen Anwendungen aber tatsächlich sehr klein, sodass an dieser Stelle auf deren komplette Darstellung verzichtet wird. Aus der Impulsgleichung (2.63) geht hervor, dass die Beschleunigung des zonalen Grundstroms durch die meridionale und vertikale Komponente der mittleren Residualzirkulation, den Coriolisterm und die Divergenz des Eliassen-Palm-Fluss Vektors \vec{F} gegeben ist.

Die transformierten Eulerschen Gleichungen (2.63) - (2.67) haben den Vorteil, dass die Wirkung der Wellenstörungen auf den zonal gemittelten Grundzustand nicht wie in den Zonalmitteln der Gleichungen in Form von Wärme- und Impulsflüssen getrennt in verschiedenen Gleichungen erscheint, sondern gemeinsam durch den EP-Vektor \vec{F} in der Bewegungsgleichung erfasst wird.

2.3.4.2 Eliassen-Palm-Fluss

Der Eliassen-Palm-Fluss (EP-Fluss) \vec{F} ist ein wichtiger Bestandteil der transformierten gemittelten Eulerschen Gleichungen und wird zur Diagnose der Wellenausbreitung und der Wirkung auf den zonalen Grundstrom verwendet, da er den Fluss der Wellenenergie angibt. Dabei kombiniert er die Wärme- und Impulsflüsse, die durch stationäre Wirbel entstehen, so dass die wechselseitige Beziehung zwischen den Wirbelgrößen und dem zonal gemittelten Grundstrom ersichtlich wird. Die einzelnen Komponenten in Kugelkoordinaten des EP-Vektors $\vec{F} = (0, F^{(\phi)}, F^{(z)})$ lauten (Edmon et al., 1980) unter Verwendung der Nomenklatur von Pawson und Kubitz (1996):

$$F^{(\phi)} = \rho_B a \cos\phi \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{v'\Theta'} / \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} - \overline{v'u'} \right), \quad (2.68)$$

$$F^{(z)} = \rho_B a \cos\phi \left[\left(f - \frac{1}{a \cos\phi} \frac{\partial (\bar{u} \cos\phi)}{\partial \phi} \right) \overline{v'\Theta'} / \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} - \overline{w'u'} \right], \quad (2.69)$$

wobei u' , v' und w' die Abweichungen vom zonalen Mittel der Windkomponenten darstellen. Aus der quasi-geostrophischen Form von $F^{(\phi)}$ und $F^{(z)}$ geht hervor, dass $F^{(\phi)}$ ein Maß für den meridionalen Impuls- und $F^{(z)}$ ein Maß für den vertikalen Wärmefluss darstellt. Für die Divergenz des EP-Vektors gilt die Gleichung:

$$\nabla \cdot \vec{F} = \frac{1}{a \cos\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (F^{(\phi)} \cos\phi) + \frac{\partial F^{(z)}}{\partial z}. \quad (2.70)$$

Sie ist eine wichtige diagnostische Größe, da sie der Antriebsterm des zonal gemittelten zonalen Windes ist. Mit ihr lassen sich Aussagen über die Wellenausbreitung und deren Wirkung auf den zonalen Grundstrom treffen. Aus der Gleichung geht hervor, dass Wärme- und Impulsflüsse gemeinsam wirken und gemeinsam eine Änderung der mittleren Zirkulation hervorrufen können, da beide Größen an der Divergenz des EP-Vektors beteiligt sind. Wenn die Divergenz ungleich Null ist, findet eine Wechselwirkung zwischen Wellen und Grundströmung statt. Die Divergenz des EP-Vektors entspricht der Kraft, die eine Einheitsmasse in zonale Richtung beschleunigt. Eine Divergenz ($\nabla \cdot \vec{F} > 0$) führt zu einer Beschleunigung nach Osten, während eine Konvergenz ($\nabla \cdot \vec{F} < 0$) zu einer Beschleunigung nach Westen führt. Liegt, wie im Winter in der Stratosphäre eine Westwindströmung vor, so führt eine Divergenz zu einer Beschleunigung und eine Konvergenz zu einer Abschwächung der zonalen Grundströmung.

Da in der Stratosphäre Reibungsprozesse vernachlässigt werden können, wird die Impulsbilanz allein durch die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses, also durch die Divergenz der mit Wellen verbundenen Impuls- und Wärmeflüsse, aufrechterhalten. Außerdem wird in mittleren und hohen Breiten aufgrund der Erdrotation ($f\bar{v}^*$)

neben der Beschleunigung oder Abbremsung des zonalen Windes durch EP-Fluss-Divergenzen eine meridionale Windkomponente angetrieben. Dies führt zu dem Entstehen der großräumigen globalen Zirkulation.

Deshalb sind der EP-Fluss und die EP-Flussdivergenz wichtige Größen für eine Untersuchung der Wellenausbreitungsbedingungen in mittleren Breiten.

2.3.5 Meridionale Residualzirkulation

Die mittlere Eulersche Geschwindigkeit \bar{v} nach Norden entspricht nicht dem tatsächlichen Transport der Luft nach Norden im Lagrange-System, weshalb die mittlere Residualzirkulation in Kapitel 2.3.4.1 durch die Geschwindigkeiten \bar{v}^* und \bar{w}^* definiert wurde (Eluszkiewicz et al., 1997; Solomon et al., 1986). In diesem Unterkapitel wird der Zirkulationsverlauf mit seinem Antrieb anhand der schematischen Abbildung 2.12 erklärt. Die Impuls- und Wärmeflüsse der stationären Wellen sind dabei direkt proportional zur Wellenaktivität (Edmon et al., 1980). Hohe Wärmeflüsse repräsentieren eine aufwärts gerichtete Wellenaktivität in die Stratosphäre (Abb. 2.12, Punkt 1). In den Extratropen geht der dominante Wellenantrieb von den planetaren Wellen aus (Pendlebury und Shepherd, 2002). In der Stratosphäre brechen diese Wellen und geben dabei Impuls ab (Punkt 2) (Karoly und Hoskins, 1982). Dieser Prozess wird oft als extratropische Pumpe bezeichnet, denn die Impulsabgabe

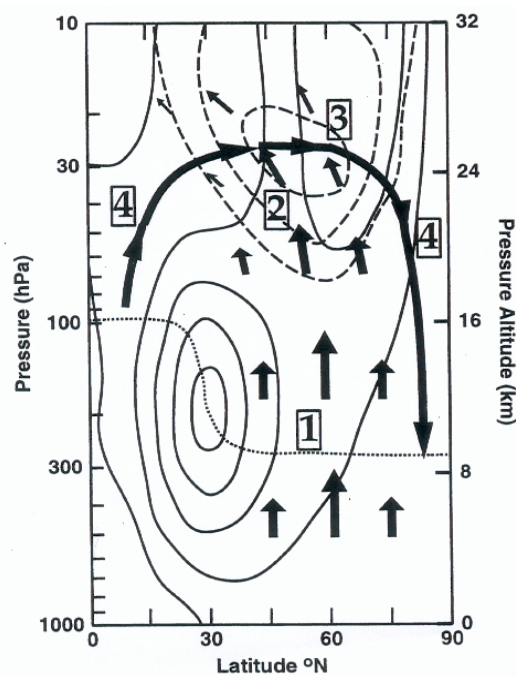


Abbildung 2.12: Meridionale Residualzirkulation der Stratosphäre (NH), kleine Pfeile: Planetare Wellenaktivität, große Pfeile: Residualzirkulation, dünne Isolinien: Anomalien des Zonalwindes, gepunktete Linie: Tropopause, gestrichelte Linien: EP-Flussdivergenz oder wellengetriebene Windabbremsung (Newman et al., 2001).

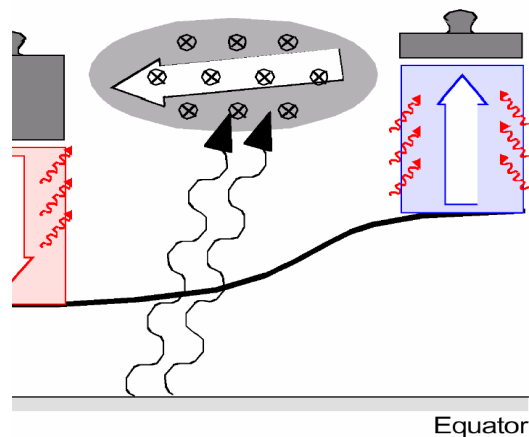


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der Massenbewegung bei der meridionalen Residualzirkulation (Pfeile), schwarze Linie: mittlerer Verlauf der Druckfläche.

wirkt abbremsend auf die Westwindströmung in der Stratosphäre und treibt eine nordwärts gerichtete Residualzirkulation an (Punkt 3). Aufgrund der Massenerhaltung bewirkt diese welleninduzierte meridionale Residualzirkulation eine Aufwärtsbewegung in den Tropen und eine Abwärtsbewegung in den polaren Regionen (siehe Abb. 2.13 und 2.12 Punkt 4, bzw. Shepherd, 2002, 2003; Limpasuvan et al., 1999; Haynes et al., 1991). Bei der aufsteigenden Luftbewegung in äquatorialen Breiten wird die Luft adiabatisch abgekühlt, während sie bei der absteigenden Bewegung in den Extratropen und polaren Breiten adiabatisch aufgeheizt wird und sich somit die Stratosphäre erwärmt. Diese Erwärmung wird in Newman et al. (2001) anhand von Korrelationen der EP-Flussdivergenz mit der polaren Temperatur sichtbar. Die höheren Temperaturen resultieren daher aus einer verstärkten Wellenaktivität und werden nach einem Wellenereignis beobachtet.

Die meridionale Residualzirkulation ist meist auf die Winterhalbkugel beschränkt, da stratosphärische planetare Wellen sich nur bei den winterlichen Westwinden bis in die Stratosphäre ausbreiten können. Sie ist außerdem im Nordwinter sehr viel stärker als im Südwinter, da sich insbesondere wegen der Verteilung der Landmassen dort mehr stationäre planetare Wellen ausbilden können.

2.3.6 Stratosphärenenerwärmungen

Ein Beispiel für besonders starkes Wellenbrechen und damit verbundenes Abbremsen der Westwindströmung sind spontan auftretende Erwärmungen der winterlichen polaren Stratosphäre. Aus dem starken Wellenantrieb entsteht eine starke meridionale Residualzirkulation, die mit dramatischen großräumigen Zirkulationsumstellungen, den sogenannten Stratosphärenenerwärmungen (Petzoldt, 1992; Kodera et al., 2000), verbunden sein kann. Bei einer lang anhaltenden Wellenanregung aus der Troposphäre kann sich der stratosphärische Strahlstrom, der um den ungestörten

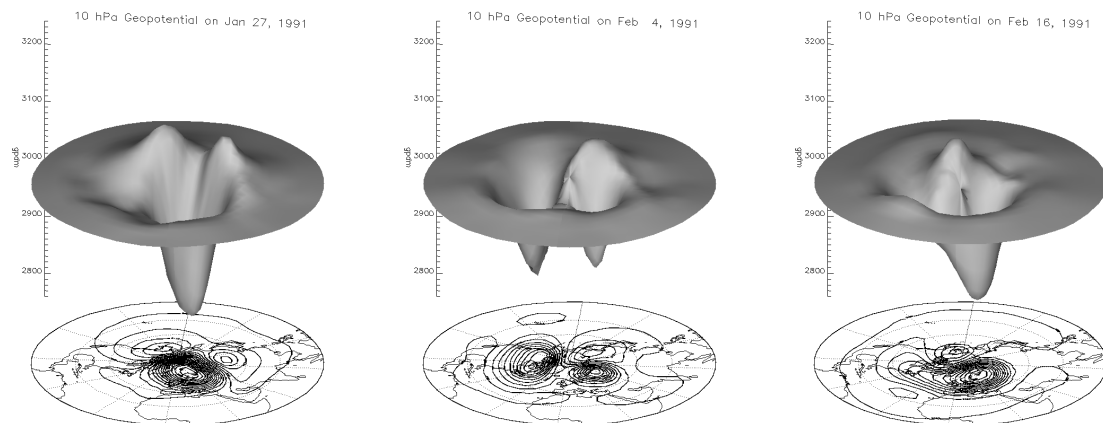


Abbildung 2.14: Zeitliche Entwicklung der geopotenziellen Höhe in 10 hPa während der starken Stratosphärenerwärmung im Januar/Februar 1991 [gpdem] (Marquardt, 1998).

winterlichen Polarwirbel weht, in wenigen Tagen sehr stark abschwächen. Dadurch wird zur Aufrechterhaltung des geostrophischen Gleichgewichts (thermische Windrelation, siehe Kap. 2.2.2) eine Erwärmung in hohen Breiten durch Absinken beobachtet. Die Großen Erwärmungen (engl. *Major Warmings*) sind durch die Umkehr des winterlichen Temperaturgradienten zwischen 60°N und dem Pol gekennzeichnet, d. h. das zonale Temperaturmittel nimmt polwärts zu. Dies geschieht in einer Höhe von 10 hPa und darunter und ist mit einer Zirkulationsumkehr über hohen Breiten, also einem Auftreten von Ostwinden zwischen 60°N und dem Pol verbunden. Somit bricht der Polarwirbel über dem Winterpol zusammen, es bildet sich eine Antizyklone. Dieses Phänomen kann von Dezember bis Februar auftreten. In ihrem Anfangsstadium sind die Großen Erwärmungen nicht von Kleinen Erwärmungen (engl. *Minor Warmings*) zu unterscheiden, erst ihr späterer Effekt auf die gesamte hemisphärische Strato- und Mesosphäre macht sie zum Großereignis (McIntyre, 1982).

Wie stark eine solche Erwärmung die typische Struktur des Polarwirbels stören kann, wird in der dreidimensionalen Darstellung der geopotenziellen Höhe der 10 hPa Fläche von Januar/Februar 1991 in Abb. 2.14 deutlich. Anfang Februar war der Polarwirbel durch die Erwärmung in zwei Hälften gespalten, die, jede für sich, um einiges schwächer ausgeprägt war als der ursprüngliche Wirbel. In den darauf folgenden Tagen nahm die Aktivität planetarer Wellen ab. Infolgedessen bildeten sich der Polarwirbel und das Aläutenhoch erneut aus.

Die Stratosphärenerwärmungen können ihrerseits die Troposphäre beeinflussen. In Abbildung 2.15 ist der zonalgemittelte Zonalwind und der Temperaturgradient zwischen 60°N und dem Nordpol für den Winter 1998/99 dargestellt. Die zweite Große Erwärmung beginnt im Februar 1999 und führt zu einem Zusammenbruch des Wirbels im März. Dabei dreht sich der Temperaturgradient um und die Westwinde werden zu Ostwinden. Diese Anomalien können sich bis in die Troposphäre ausbreiten.

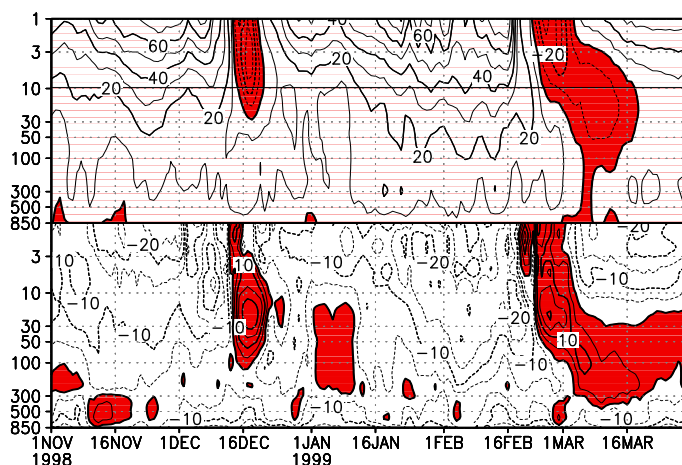


Abbildung 2.15: Zeit-Höhen-Schnitte des zonalgemittelten Zonalwindes [m/s] (oben) und des Temperaturgradienten [K] (unten) zwischen 60° N und dem Nordpol von November bis März 1998/99 (Naujokat et al., 2002).

2.4 Dynamische Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre - Stand der Wissenschaft

Es ist weithin akzeptiert, dass die Troposphäre durch die Ausbreitung von planetaren Wellen (siehe Kap. 2.3.2) starke dynamische Auswirkungen auf die Stratosphäre hat (Matsuno, 1970). Früher ging man davon aus, dass nur die Troposphäre auf die Stratosphäre wirken kann. Mittlerweile können Beobachtungen und Modelle belegen, dass die Stratosphäre keine passive Rolle in der gekoppelten Dynamik spielt. Es müssen also zwei Wege der Kopplung berücksichtigt werden. Zum einen kann die Troposphäre auf die Stratosphäre wirken, zum anderen kann auch die Stratosphäre die Troposphäre beeinflussen.

Insbesondere seit der Identifizierung der Annularen Moden auf der NH und SH, sind die dynamischen Auswirkungen der Stratosphäre auf die Troposphäre ein Hauptforschungspunkt.

Der Annulare Mode in der Stratosphäre ist mit den Änderungen und der Stärke des Polarjets verbunden. Dieser zonale Wind der Stratosphäre in der NH weist große interannuale Variabilität auf (Labitzke, 1982; Kodera, 1995). Ein Teil dieser Variabilität kann in der äquatorialen unteren Stratosphäre mit dem solaren Zyklus und der Quasi Biennalen Oszillation (QBO) verbunden sein. Die QBO ist eine zweijährige Schwingung des zonalen Windes am Äquator, der mit einer regelmäßigen Periode zu Westwinden schwingt. Sie moduliert die Ausbreitung extratropischer planetarer Wellen und daher auch ihren Antrieb auf den Zonalstrom (Holton und Tan, 1982; Niwano und Takahashi, 1998; Chen und Huang, 1999).

Im nordhemisphärischen Winter werden signifikante Korrelationen zwischen dem Annularen Mode (kurz NAM) am Erdboden (definiert über den Bodendruck (SLP)) und dem stratosphärischen Annularen Mode (definiert über den Polarjet) beobachtet. Dabei sind die Änderungen in der Stärke des stratosphärischen Polarwirbels mit den Änderungen des troposphärischen NAM verbunden (Thompson und Wallace, 2000; Ambaum und Hoskins, 2002). Diese Kopplung entsteht durch die Ausbreitung planetarer Wellen und dem damit verbundenen Impulstransport, sowohl in der Troposphäre (Limpasuvan et al., 1999), als auch in der Stratosphäre (Hartmann et al., 2000).

Baldwin und Dunkerton (1999, 2001) und Kuroda und Kodera (1999) zeigen durch Beobachtungen und Experimente mit Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulationsmodellen (engl. *Atmospheric General Circulation Model, AGCM*) eine langsame Ausbreitung der zonalen Windanomalien (NAM-Anomalien) von der Stratosphäre in die Troposphäre. Dies kommt durch die Wechselwirkungen der sich aufwärts ausbreitenden Wellen mit dem zonalen Grundstrom zustande, was aber nicht heißen muss, dass der NAM in der Stratosphäre direkte Auswirkungen auf die Troposphäre haben muss.

Für den Einfluss der Stratosphäre auf die Troposphäre werden verschiedene Mechanismen diskutiert. Die beobachtete Ausbreitung der zonal gemittelten Anomalien von der Stratosphäre in die Troposphäre resultiert aus der Wechselwirkung zwischen planetaren Wellen und zonalem Grundstrom (Polvani und Waugh, 2004; Hartmann et al., 2000; Limpasuvan et al., 1999). Die Stärke der Wechselwirkungen ist sowohl abhängig von der Stärke des troposphärischen Wellenantriebs, als auch von der mittleren stratosphärischen Strömung selbst. Die Bedeutung des Wellenantriebes (engl. *Wave Drag*) nahe der Tropopause wird bei Wittman et al. (1997); Ambaum und Hoskins (2002); Black (2002) hervorgehoben. Dort rufen potenzielle Vorticityanomalien, die durch den Wellenantrieb aus der Troposphäre entstehen, instantan eine Induzierung einer meridionalen Residualzirkulation (siehe Kap. 2.3.5) hervor, die wiederum zu einer Beschleunigung des Windes in der Troposphäre führt.

Song und Robinson (2004) deuten an, dass die sich nach unten ausbreitende Reaktion der mittleren Residualzirkulation die Auswirkungen des Wellenantriebs an die Troposphäre weitergibt. Dort breitet sie sich durch Wirbel, die mit der annularen Variabilität verbunden sind aus.

Die Wellenreflexion, die oft in der oberen Stratosphäre stattfindet (Perlwitz und Harnik, 2003, 2004) darf bei der Untersuchung des Einflusses der Stratosphäre auf die Troposphäre nicht unterschätzt werden. Ein statistisch signifikantes Signal einer Reflexion von Wellen der Wellenzahl 1 wurde während Jahreszeiten mit starkem Polarwirbel detektiert (Perlwitz und Graf, 2001; Perlwitz und Harnik, 2004). Sich nach unten ausbreitende NAM-Anomalien treten allerdings häufiger zu Zeiten schwachen Polarwirbels auf, meist in Verbindung mit großen Stratosphärenerwärmungen (Baldwin und Dunkerton, 1999; Kodera et al., 2000; Zhou et al., 2002). Dies deutet an, dass es zwei Arten abwärts gerichteter Kopplung zwischen Stratosphäre und Troposphäre gibt, abhängig vom dynamischen Zustand der Stratosphäre. In einem Zustand wird der größte Teil der Wellenenergie, resultierend aus starken Wellen-

Grundstrom Wechselwirkungen, an die Stratosphäre übertragen (schwacher Polarwirbel), während im anderen Zustand Wellenenergie in die Troposphäre zurückreflektiert wird und somit auf die troposphärischen planetaren Wellen rückwirkt (starker Polarwirbel).

Dieser Überblick macht deutlich, dass zur Zeit ein Hauptaugenmerk auf dem Einfluss der Stratosphäre auf die Troposphäre liegt. Dabei konzentrieren sich die Untersuchungen der letzten Jahre, unabhängig davon ob Auswirkungen von der Stratosphäre auf die Troposphäre oder in die andere Richtung untersucht werden, auf Einflüsse, die mit der Variabilität der zonalsymmetrischen Strukturen von NAM (und SAM) verbunden sind. Allerdings zeigen, wie in Kap. 1.1 bereits dargelegt wurde, Studien von z. B. Ambaum et al. (2001) oder Cash et al. (2005), dass eine regionale Sichtweise, möglicherweise physikalisch relevanter für das Verständnis der NH Variabilität ist. Vor diesem Hintergrund wird in dieser Arbeit der Einfluss lokaler troposphärischer Telekonnexionsmuster auf die stratosphärische Zirkulation untersucht. Arbeiten, die sich dieser Fragestellung widmen, sind bislang kaum durchgeführt worden. In Nakamura und Honda (2002) wurden die Zusammenhänge zwischen dem Islandtief und dem Alëutentief, die sogenannte Islandtief-Alëutentief Wippe, in der Troposphäre untersucht. Dabei wurden auch, allerdings für den Spätwinter, die lokalen Auswirkungen dieser Wippe auf die Stratosphäre analysiert.

Kapitel 3

Daten und statistische Methoden

In diesem Kapitel wird auf die NCEP/NCAR Reanalysedaten und die Modelldaten eingegangen, die in dieser Arbeit verwendet werden. Außerdem werden die statistischen Methoden vorgestellt, die zur Untersuchung der dynamischen Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre herangezogen werden.

3.1 Daten

Im Rahmen dieser Arbeit soll die dynamische Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre anhand von Beobachtungs- und Modelldaten untersucht werden. Deshalb befasst sich der erste Teil dieses Kapitels mit der Beschreibung der NCEP/NCAR Reanalysedaten, die quasi als Beobachtungsdaten dienen. Mithilfe dieser Reanalysedaten werden atmosphärische Zusammenhänge zwischen der troposphärischen und der stratosphärischen Zirkulation aufgedeckt und Hypothesen zu deren Erklärung aufgestellt. Anschließend wird untersucht, ob ein auf dem neuesten Stand befindliches, gekoppeltes Klima-Chemie Modell in der Lage ist, diese Zusammenhänge zu simulieren. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel außerdem die Modelldaten vorgestellt.

3.1.1 NCEP/NCAR Reanalysedaten

Das 'National Center for Environmental Prediction' (NCEP) und das 'National Center for Atmospheric Research' (NCAR) haben in einem gemeinsamen Projekt einen rückwirkenden, 50 Jahre umfassenden Datensatz mithilfe eines Assimilationssystems erstellt. Dieses Assimilationssystem, das im Detail in Kalnay et al. (1996) beschrieben wird, beinhaltet das globale Spektralmodell von NCEP mit 28 vertikalen Schichten und einer spektralen Horizontalauflösung von T62. Das zugehörige geografische Längen-Breiten-Gitter besitzt somit eine Maschenweite von 210 km. Das Assimilationssystem ist ein dreidimensional variables Schema im Spektralraum. Bei den assimilierten Beobachtungen handelt es sich um Radiosondenbeobachtungen der

Temperatur, des Horizontalwindes und der spezifischen Feuchte; operationelle vertikale Temperatursondierungen der polarumlaufenden NOAA Satelliten 'Television Infrared Observation Satellite' (TIROS) und 'Operational Vertical Sounder' (TOVS) über See, TOVS Temperatursondierungen über Land und in 100 hPa, Winde von geostationären Satelliten; Wind und Temperatur aus Flugzeugmessungen; Stationsmessungen des Bodendruckes über Land und Stationsmessungen des Druckes, des Horizontalwindes und der spezifischen Feuchte über See (Kistler et al., 2001).

Die Modellvariablen, mit einer Auflösung von $2.5^\circ \times 2.5^\circ$, können nach Kalnay et al. (1996) in drei Klassen unterteilt werden:

- Klasse A: Variablen, welche nicht-bodennahe Temperatur, Wind und geopotenzielle Höhe beinhalten. Sie sind weitgehend durch Messungen bestimmt und deshalb die beobachtungsnahesten Produkte der Reanalysen.
- Klasse B: Variablen, die wie z. B. Feuchte, Winde und Oberflächenparameter, sowohl vom Modell als auch von Beobachtungen gespeist werden und deshalb von eventuellen Fehlern des Modells beeinflusst sind.
- Klasse C: Variablen, wie z. B. die Oberflächenflüsse, Heizraten und Niederschlag, bei denen es sich ausschließlich um Modellergebnisse handelt.

Von allen Klassen spiegeln die Klasse-A-Variablen am besten die Realität wieder. Die Klasse-C-Variablen sind zwar konsistent mit den beobachteten Variablen innerhalb des Datenassimilationssystems, aber nicht unmittelbar durch Messungen gestützt. Sie könnten von Modellfehlern verfälscht sein.

Das Assimilationsschema ist für die gesamte Zeitspanne (1946 bis 1998) unverändert geblieben. Dies schließt Inhomogenitäten in den Zeitreihen, die mit Änderungen in dem operationellen Datenassimilationssystem verbunden sind aus. Allerdings sind die Reanalysedaten durch die Veränderungen in den Beobachtungssystemen beeinflusst.

Die Entwicklung der globalen Beobachtungsmethoden lässt sich in drei Zeitabschnitte einteilen. In der 'frühen-Periode' von 1940-1957 wurden die ersten Höhenbeobachtungen eingeführt. Die 'moderne Radiosondenverbund-Periode' beinhaltet die Jahre 1958-1978 und die 'moderne Satelliten-Periode' die Jahre 1979 bis heute. Diese unterschiedlichen Messsystemkombinationen haben natürlich Einfluss auf das Ergebnis der Assimilation und auf die Homogenität des Datensatzes, was bei der Datennutzung berücksichtigt werden muss.

In Abbildung 3.1 ist eine Auflistung aller zonal gemittelter Beobachtungsarten von 1946 bis 1998 dargestellt. Die Beobachtungsarten und damit auch die Beobachtungen nehmen in allen geografischen Breiten mit den Jahren zu, aber während sie auf der Nordhemisphäre in mittleren Breiten über die ganze Zeit sehr vielfältig sind, ist eine vergleichbar dichte Erfassung aller Breiten erst mit der Einführung der Satelliten gegeben.

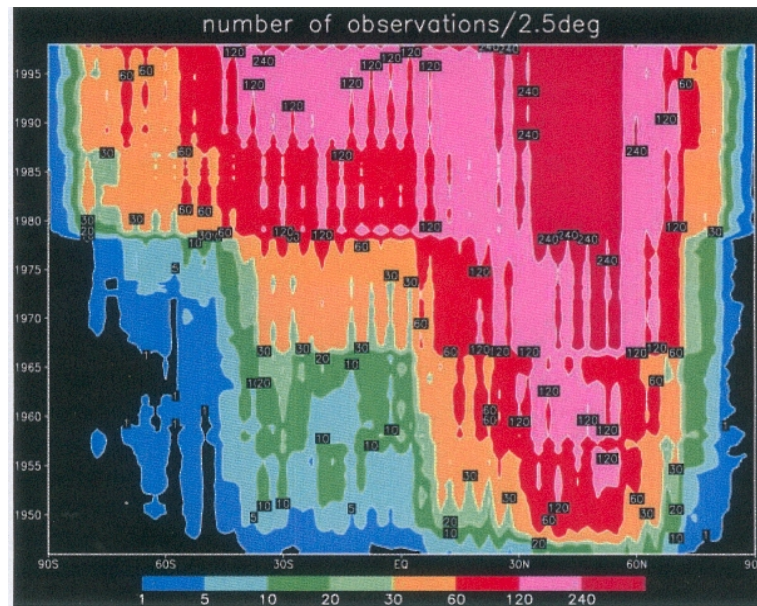


Abbildung 3.1: Zonal gemittelte Anzahl aller Beobachtungsarten von 1946 bis 1998 (Kistler et al., 2001).

3.1.2 Datensatz des ECHAM4.L39(DLR)/CHEM (E39/C) Modells

In diesem Abschnitt wird das gekoppelte Klima-Chemie-Modell ECHAM4.L39(DLR)/CHEM (im Folgenden E39/C) vorgestellt.

Das vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) am Institut für Physik der Atmosphäre entwickelte allgemeine atmosphärische Zirkulationsmodell ECHAM4.L39(DLR) (kurz E39) basiert auf der Standardversion des ECHAM4 Modells (Roeckner et al., 1996). Der dynamische Kern des globalen Zirkulationsmodells ECHAM geht auf das Wettervorhersagemodell des ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecast) zurück. Die für ein Klimamodell nötigen physikalischen Parametrisierungen wurden am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg entwickelt. Dem E39/C Modell liegt die vierte Modellversion von ECHAM zugrunde. Das Modell ECHAM4 basiert auf den hydro-thermodynamischen Grundgleichungen (siehe Kap. 2.2) in der skalaren Form mit den prognostischen Variablen Vorticity, Divergenz, Temperatur, Logarithmus des Bodendruckes und Mischungsverhältnisse des Wasserdampfes und des Wolkenwassers. Die prognostischen Gleichungen werden mit einem von der horizontalen Auflösung abhängigen Zeitschritt von 15 bis 40 Minuten zeitlich integriert und ermöglichen es, eine Reihe von diagnostischen Variablen zu berechnen.

Die Berechnung der prognostischen Variablen in der Horizontalen erfolgt im Spektralraum. Dabei hat das ECHAM4 Modell eine horizontale Auflösung von T30, was einer horizontalen Auflösung von etwa 6° oder 670 km in mittleren Breiten ent-

spricht. Die Berechnung der nichtlinearen Terme der Bewegungsgleichungen kann aufgrund des hohen Rechenaufwands nicht im Spektralraum durchgeführt werden, weshalb die dazu benötigten Felder in den Gitterpunktsraum überführt werden. Das entsprechende Längen-Breiten Gitter, auf dem die Modellphysik 30-minütlich berechnet wird beinhaltet eine Gitterweite von etwa $3.75^\circ \times 3.75^\circ$ (Dameris et al., 2005).

Während die Standardversion des ECHAM4 19 vertikale Schichten besitzt, wurde die Anzahl in der DLR Version auf 39, mit dem größten vertikalen Auflösungsgewinn in der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre und einer Obergrenze von 10 hPa, erhöht (Land et al., 1999; Hein et al., 2001). Die Erhöhung der Anzahl der vertikalen Schichten führt zu einem Anheben der Dämpfungsschicht (engl. *Sponge Layer*) des Modells in der die Horizontaldiffusion, um die Stabilität des Modells zu gewährleisten künstlich überhöht wird. Diese Schicht liegt bei der L39 Version oberhalb von 50 hPa.

Die für den Antrieb des Atmosphärenmodells ECHAM erforderlichen Randbedingungen sind u. a. die Land-See-Verteilung, die Meeresoberflächentemperatur, die Eisbedeckung, die Orographie, die Bodenalbedo, die Rauigkeitslänge, die Vegetation und Bodenparameter. Außerdem werden die Konzentrationen strahlungsrelevanter Treibhausgase als externer Antrieb benötigt.

Das komplexe, dreidimensionale Chemiemodul CHEM (Steil et al., 1998) erweitert das physikalische Klimamodell (E39) um wichtige Komponenten der Luftchemie, insbesondere der Ozonchemie. Es wurde aus einem zweidimensionalen Chemietransportmodell des Max-Planck-Institut für Chemie in Mainz entwickelt. Dieses Modul wurde an das Zirkulationsmodell E39 angekoppelt, wobei die räumliche Auflösung der des E39 entspricht. Das Chemiemodul CHEM ist sehr ökonomisch, was die numerischen Ressourcen anbelangt, da die Integrationszeitschritte der Chemie genauso lang gewählt werden können wie die im dynamischen Modell (30 Minuten). Es simuliert die wichtigsten chemischen Prozesse der Stratosphäre und der Troposphäre anhand des so genannten Familienkonzeptes. Dieses fasst kurzlebige Spurenstoffe für den Transport zu den langlebigen Familien O_x , NO_x , HO_x und ClO_x zusammen. Als Randbedingung benötigt CHEM die Konzentrationen der Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKWs), die von der geografischen Länge und Breite abhängen, des anorganischen Chlors und der Stickoxide am Modelloberrand, sowie Boden- und Flugverkehrsemissionen von Stickoxiden. Im Moment ist in CHEM keine Bromchemie enthalten. Dies hat Einfluss auf die berechneten Ozonabbauraten, besonders in der Nordhemisphäre.

Da das E39/C also ein gekoppeltes Klima-Chemie-Modell ist, werden die dynamischen Größen dem Chemiemodell zu jedem Zeitschritt übermittelt. Die Umverteilung der Spurenstoffe durch Transport und Interaktion wird für verschiedene Spurenstoffe berechnet, wie es bei Chemie-Transport-Modellen der Fall ist. Die Rückkopplung (die in den Chemie-Transport-Modellen fehlt) besteht darin, dass das Chemiemodul die neu berechnete Verteilung der strahlungsrelevanten Spurenstoffe wie Ozon und Wasserdampf an das Strahlungsmodul von E39 übergibt und somit Einfluss auf die Dynamik nimmt. Mittlerweile gibt es eine Reihe von Klima-Chemie-Modellen, die

diese vor allem für die Stratosphäre wichtigen Rückkopplungseffekte berücksichtigen (Austin et al., 2003).

Der hier verwendete 40-jährige transiente Lauf des Modells repräsentiert den Zeitraum 1960 bis 1999, wobei der Charakter der beobachteten Jahre durch eine Reihe von aus Beobachtungen vorgeschriebenen Randbedingungen geprägt ist. Der solare Zyklus wird durch die Solarkonstante, die Photolyseraten und die Randbedingung für NO_x am Modelloberrand vorgeschrieben. Außerdem werden die Vulkanausbrüche des Mt. Agung (1963), des El Chichon (1982) und des Mt. Pinatubo (1991) berücksichtigt. Dies geschieht durch Sulfat-Aerosoloberflächendaten, die aus dem 'Stratospheric Aerosol and Gas Experiment' (SAGE) für die heterogene Chemie in der Stratosphäre entnommen wurden. Außerdem wurden vorgegebene Strahlungserwärmungsraten (Kirchner et al., 1999) in die Simulation eingespielt, die aus der Basis desgleichen SAGE-Datensatz gewonnen wurden. Die Quasi Biennale Oscillation (QBO) wird nach der Methode von Giorgetta und Bengtsson (1999) unter Benutzung beobachteter Winde in der tropischen Stratosphäre vorgeschrieben. Die Treibhausgaszunahme von CO_2 , CH_4 und N_2O wird nach dem IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) IS92a-Szenario spezifiziert. Dabei ist CO_2 für die gesamte Atmosphäre, die beiden anderen Gase nur als Bodenkonzentration, vorgegeben. In der freien Atmosphäre werden sie von CHEM simuliert. Die NO_x Emission am Modellunterrand ergibt sich aus verschiedenen vorgegebenen Quellen. Die Zunahme des troposphärischen Ozons wird interaktiv simuliert. Weitere Einzelheiten und Quellen der diversen Beobachtungsdatensätze sind in Dameris et al. (2005) beschrieben.

Im Gegensatz zu dem globalen Spektralmodell des NCEP läuft das Klima-Chemie-Modell „frei“, d. h. die Meteorologie stellt sich ohne Relaxation auf beobachtete Daten aufgrund der vorgegebenen Randbedingungen ein. Daher existiert vor allem in der Troposphäre der Extratropen neben der von den langsam variierenden Randbedingungen erzwungenen deterministischen Komponente ein erheblicher Anteil an interner Variabilität.

3.2 Statistische Methoden

Die Untersuchung der Zusammenhänge von Troposphäre und Stratosphäre wird in dieser Studie unter anderem anhand von statistischen Analysen durchgeführt. Diese werden im Folgenden vorgestellt. Dabei geht es vor allem um eine Beschreibung der Wirkungsweise sowie der Vor- und Nachteile der Analysemethoden. Für eine detaillierte Beschreibung wird auf die zugehörigen Referenzen verwiesen.

3.2.1 Korrelation und Signifikanztest

Ziel der Korrelationsrechnung ist die quantitative Bewertung der Zusammenhänge betreffender Variablen oder Zeitreihen. In dieser Arbeit wird sie vor allem für die

Analyse des Zusammenhanges von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit stratosphärischen Parametern herangezogen. Dazu werden die zu untersuchenden Größen a und b in Zeitmittel und Abweichung

$$a = \bar{a} + a', \quad (3.1)$$

analoges gilt für b , aufgespalten.

Betrachtet man zwei Datenreihen, so wird in der Korrelationsrechnung der Frage nach der Güte des linearen Zusammenhangs dieser Datenreihen nachgegangen und diese wird in einer Gütemaßzahl zum Ausdruck gebracht, dem so genannten Korrelationskoeffizienten (Müller, 1991). Diese Maßzahl liegt zwischen -1 und 1. Der Korrelationskoeffizient r ist definiert durch:

$$r_{ab} = \frac{\sum_{k=1}^n a'_k b'_k}{(n-1)s_a s_b} = \frac{\sum_{k=1}^n a'_k b'_k}{\sqrt{\sum_{k=1}^n a_k'^2 \sum_{k=1}^n b_k'^2}}. \quad (3.2)$$

a_k : Variable der Datenreihe a
 b_k : Variable der Datenreihe b
 n: Stichprobenumfang
 s_a : Standardabweichung von a
 s_b : Standardabweichung von b

Ist der Wert von $r = 0$, so gibt es keinen linearen Zusammenhang zwischen den Zeitreihen. Das Vorzeichen von r gibt an, ob mit steigenden Datenwerten b_i auch die Werte a_i ansteigen (positive Korrelation) oder fallen (negative Korrelation) (Schönwiese, 1988).

Allgemein wird ein linearer Zusammenhang zwischen den Datenreihen a und b durch die Regressionsgleichung beschrieben:

$$\hat{a} = A + Bb. \quad (3.3)$$

A : Achsenabschnitt
 B : Geradensteigung

Der Regressionskoeffizient berechnet sich damit zu:

$$re_{ab} = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n a'_k b'_k. \quad (3.4)$$

Um die Korrelation auf Signifikanz zu untersuchen wird eine Nullhypothese formuliert. Nach dieser Nullhypothese ist der lineare Korrelationskoeffizient gleich Null. Nun gilt es zu beweisen, dass diese Nullhypothese zu verwerfen ist. Nur dann liegt ein signifikanter Korrelationskoeffizient vor. Dies basiert auf dem einseitigen

Students(t)-Test mit berücksichtigter Autokorrelation. Als erstes muss eine Irrtumswahrscheinlichkeit q festgelegt werden, die möglichst kleiner als 5% sein sollte, damit der Korrelationskoeffizient mindestens auf dem 95% Konfidenzniveau signifikant ist. Für die Abschätzung der reduzierten Freiheitsgrade df gilt unter Berücksichtigung der Autokorrelation ar :

$$df = n \cdot \frac{1 - ar_a \cdot ar_b}{1 + ar_a \cdot ar_b}. \quad (3.5)$$

ar_a : Autokorrelation von a

ar_b : Autokorrelation von b

Mit der Festlegung der Konfidenzgrenzen kann aus der Student(t)-Verteilung der entsprechende Wert für $t(q, df)$ angegeben werden, der von der Irrtumswahrscheinlichkeit q , die in dieser Arbeit bei 0.1% liegt, und der Anzahl der Freiheitsgrade df abhängig ist.

Die Testgröße \hat{t} lautet dann:

$$\hat{t} = \sqrt{\frac{t(q, df)^2}{df - 2 + t(q, df)^2}}. \quad (3.6)$$

Ist der Absolutwert von r größer als die Testgröße \hat{t} , handelt es sich um einen signifikanten Korrelationskoeffizienten.

3.2.2 Ein-Punkt-Korrelation

Die Ein-Punkt-Korrelationsmethode wird verwendet, um zusammengehörige Aktionszentren in der Atmosphäre zu ermitteln.

Die Elemente r_{ij} der Korrelationsmatrix R , definiert durch:

$$r_{ij} = \frac{\sum_{k=1}^n a'_{i,k} a'_{j,k}}{\sqrt{(\sum_{k=1}^n a'^2_{i,k})(\sum_{k=1}^n a'^2_{j,k})}}, \quad (3.7)$$

n : Länge der Zeitreihe

stellen die zeitlichen Korrelationskoeffizienten zwischen der zu untersuchenden Größe an jedem Gitterpunkt (angegeben durch den Index i) und jedem anderen Gitterpunkt in der Atmosphäre (angegeben durch den Index j) dar. Die Spalten der Matrix R können in Form einer Ein-Punkt-Korrelationskarte dargestellt werden (Wallace und Gutzler, 1981).

Eine einfache Methode um die Stärke der Telekonnexionsmuster, die für jeden Gitterpunkt berechnet wurden einordnen zu können, ist der Vergleich der stärksten negativen Korrelationen in einer entsprechenden Ein-Punkt-Korrelationskarte. Die

Werte können direkt aus der Matrix R entnommen werden. Es wird somit ein neuer Vektor \vec{T} definiert, dessen Elemente T_i die Minimum- (stärksten negativen) Werte von r_{ij} in der i -ten Spalte von R :

$$T_i = |(r_{ij})\text{Minimum aller } j| \quad (3.8)$$

darstellen (Holton, 2002).

3.2.3 Häufigkeitsverteilung und Signifikanztest

Die Häufigkeitsverteilung ist eine Methode zur statistischen Erfassung von Daten und stellt die diskrete Form der Wahrscheinlichkeitsverteilung in der Wahrscheinlichkeitstheorie dar. Bei der Häufigkeitsverteilung werden die absoluten Häufigkeiten h_j , $j = (1, 2, \dots, k)$, wobei k die Anzahl der Intervalle angibt, eingetragen. Es handelt sich also um die Anzahl von Werten, die auf ein bestimmtes Meßintervall $x_j - x_{j-1}$ entfällt. Daraus lassen sich bereits die statistischen Momente Median, Standardabweichung und Schiefe der zugrunde liegenden Verteilung der Meßwerte schätzen. Bezieht man die absoluten Häufigkeiten auf die Gesamtzahl der Werte h_j/n , mit n als Stichprobenumfang, erhält man die relativen Häufigkeiten (Sachs, 1993).

In dieser Arbeit wird die Häufigkeitsverteilung verwendet, um die Verteilungen der Zeitreihen der Empirischen Orthogonalen Funktionen (siehe Kap. 3.2.4) in der Stratosphäre darzustellen. Dies erfolgt in Form eines Histogramms, das sich durch das Auftragen der Werte h_j/n als Rechtecke über die Klassen ergibt und eine übliche Darstellung der Häufigkeitsverteilung verkörpert.

Der U-Test überprüft zwei Häufigkeitsverteilungen auf signifikante, nicht zufällige Unterschiede. Dabei dürfen die Stichproben der beiden Datensätze nicht kleiner als zehn sein. Da es sich um einen Rangtest handelt, werden die Daten jeweils in eine Rangordnung gebracht.

Sind allen Daten der beiden Stichproben Rangplätze (RP) zugeordnet und ist von jeder Stichprobe die Summe der Rangplätze errechnet, so kommt man durch die folgenden Formeln zur Testgröße \hat{z} :

$$U_1 = n_a n_b + \frac{n_a(n_a + 1)}{2} - RP_a, \quad (3.9)$$

n_a : Umfang der Stichprobe a

n_b : Umfang der Stichprobe b

RP_a : Summe der Rangplätze der Stichprobe a

$$U_2 = n_a n_b + \frac{n_b(n_b + 1)}{2} - RP_b, \quad (3.10)$$

RP_b : Summe der Rangplätze der Stichprobe b

$$U = \text{Min}(U_1, U_2), \quad (3.11)$$

$$\hat{z} = \frac{|U - \frac{n_a n_b}{2}|}{\sqrt{\frac{n_a n_b (n_a + n_b + 1)}{12}}}. \quad (3.12)$$

Ist

$$\hat{z} > z_\beta, \quad (3.13)$$

so sind die Verteilungen auf dem Konfidenzniveau β signifikant unterschiedlich. Mit der Festlegung der Konfidenzgrenzen β kann aus der z -Verteilung der entsprechende Wert für z angegeben werden. Der U-Test ist vor allem gegenüber Unterschieden im Median empfindlich (Schönwiese, 1988). In dieser Arbeit wird er dazu herangezogen, um die Häufigkeitsverteilungen stratosphärischer Variabilitätsmuster verschiedener Zeitperioden auf signifikante Unterschiede zu überprüfen.

3.2.4 EOF-Analyse

Die Analyse der Empirischen Orthogonalen Funktionen (EOFs) ist eine Methode um in einem zeitabhängigen Feld $\vec{a}(t)$ bevorzugte Muster simultaner Variationen in dem Sinne zu finden, dass die maximale Varianz des Datenfeldes erklärt wird (genaue Beschreibung siehe von Storch und Zwiers (1999) und von Storch und Navarra (1995)). Das betreffende zeitabhängige Feld wird dabei in zeitabhängige Koeffizienten (engl. *Principal Components (PCs)*) $\alpha_i(t)$ und zeitunabhängige Muster, auch Basisvektoren \vec{e}_i oder EOFs genannt, zerlegt:

$$\vec{a}(t) = \sum_{i=1}^k \alpha_i(t) \vec{e}_i. \quad (3.14)$$

k : Anzahl der Muster

Die Muster \vec{e}_i werden orthogonal gewählt, sodass durch das Skalarprodukt des Ursprungsfeldes $\vec{a}(t)$ und der Muster \vec{e}_i :

$$\alpha_i = \langle \vec{a}, \vec{e}_i \rangle \quad (3.15)$$

die PCs gewonnen werden.

Da die maximale Varianz des Datenfeldes erklärt werden soll, werden die EOFs durch die Lösung des Minimierungsproblems bestimmt:

$$\sum_t (\vec{a}(t) - \sum_{i=1}^k \alpha_i(t) \vec{e}_i)^2 = \min. \quad (3.16)$$

Dieses Optimierungsproblem ist äquivalent zur Bestimmung der Eigenvektoren der Kovarianzmatrix (von Storch und Navarra, 1995). Der Zusammenhang zwischen der Varianz des Datenfeldes ($Var(\vec{a})$) und den Eigenwerten λ_i der Kovarianzmatrix lautet:

$$Var(\vec{a}) = \sum_{i=1}^u \lambda_i \quad (3.17)$$

und

$$\text{Var}(\langle \vec{a}, \vec{e}_i \rangle) = \lambda_i. \quad (3.18)$$

Dabei wird die Varianz in u Komponenten aufgespalten. Der Anteil der i -ten EOF an der gesamten Varianz ist damit $\lambda_i / \sum_j \lambda_j$. Geht man von Gl. (3.14) mit α wie in Gl. (3.15) aus, stellt sich die Frage, ob die PCs oder die Muster die Einheiten des Feldes a tragen. Aus Gl. (3.15) wird ersichtlich, dass eigentlich die Koeffizienten die Einheiten tragen, während die Muster dimensionslos sind. In der Praxis wird Gl. (3.14) durch:

$$\vec{a}(t) = \sum_{i=1}^k \alpha_i^+(t) \vec{e}_i^+, \quad (3.19)$$

mit den normierten Koeffizienten:

$$\alpha_i^+ = \frac{1}{\sqrt{\lambda_i}} \alpha_i \quad (3.20)$$

und den renormierten Mustern:

$$\vec{e}_i^+ = \sqrt{\lambda_i} \vec{e}_i \quad (3.21)$$

ersetzt. Somit ist die Varianz von α_i^+ gleich 1 und die renormierten Muster tragen die Einheiten. Zum Test der Stabilität oder Robustheit dieser Muster gibt es bis auf die Fehlerabschätzung nach North et al. (1982) keinerlei Signifikanztests. Auch sollte man sich bei diesem Verfahren der Gefahren bei der Interpretation der Muster bewusst sein (Ambaum et al., 2001). Es handelt sich nicht um ein lokales Verfahren, d. h. die Werte an zwei geografischen Punkten hängen vom gesamten Datensatz ab. Zusätzlich besteht das Problem der Orthogonalität. Diese rein statistische Forderung ist unter Umständen physikalisch wenig sinnvoll, da physikalisch sinnvolle Moden nicht zwingend orthogonal zueinander stehen müssen. Wenn die EOF auf der Kovarianzmatrix basiert, erklären die Muster ein Maximum an räumlicher Kovarianz und nicht Korrelation. Dominante Muster der räumlichen Korrelation lassen sich durch die Normierung mithilfe der Standardabweichung des Datenfeldes a vor der Zerlegung erreichen (Wallace und Gutzler, 1981). Beispiele, die den Unterschied zwischen räumlichen Mustern berechnet mit Korrelationsmatrix bzw. Kovarianzmatrix verdeutlichen können bei Richman (1986) nachgelesen werden.

3.2.5 Rotierte EOF-Analyse

Bei der rotierten EOF-Analyse wird die lineare Basis eines endlich dimensionalen Raumes, ursprünglich durch eine EOF-Analyse bestimmt, durch eine neue rotierte ersetzt. Der Vorteil der rotierten EOF-Analyse ist, dass sich physikalisch bedeutungsvolle und statistisch stabile Muster ergeben (Horel, 1981; Barnston und Livezey, 1987).

Das Konzept der Rotation besteht darin, einen niedrig dimensional Raum, der durch die ersten, am meisten Varianz erklärenden EOFs aufgespannt wird durch eine lineare Basis dieses Unterraumes zu ersetzen. Diese Basis soll die Bedingung

erfüllen, dass sie durch einfache geometrische Muster beschrieben wird (von Storch und Zwiers, 1999).

Dadurch sind die rotierten EOFs nicht mehr orthogonal bzw. ihre ursprünglich durch die EOF-Analyse bestimmten Koeffizienten nicht mehr unkorreliert. Somit ist die durch die einzelnen Muster repräsentierte Varianz nicht länger additiv.

Durch die Rotation werden die ersten k durch die EOF-Analyse bestimmten Basisvektoren:

$$E = (\vec{e}_1 | \dots | \vec{e}_k), \quad (3.22)$$

in die neuen Basisvektoren:

$$E_t = (\vec{t}_1 | \dots | \vec{t}_k) \quad (3.23)$$

transformiert. Diese Transformation wird durch eine $k \times k$ Matrix $G = (g_{ij})$ vermittelt:

$$\vec{t}_i = \sum_{j=1}^k g_{ij} \vec{e}_j, \quad (3.24)$$

wobei die resultierenden Vektoren \vec{t}_i die rotierten EOFs ergeben.

Die Rotation wird durch die 'Varimax' Methode durchgeführt. Bei dieser Methode muss das Funktional V minimiert werden:

$$V(\vec{t}_1, \dots, \vec{t}_k) = \sum_{i=1}^k f_v(\vec{t}_i). \quad (3.25)$$

Die Funktion f_v ist gegeben durch:

$$f_v(\vec{t}) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \left(\frac{t_i}{s_i} \right)^4 - \left[\frac{1}{m^2} \sum_{i=1}^m \left(\frac{t_i}{s_i} \right)^2 \right]. \quad (3.26)$$

s_i : Konstante
 m : Anzahl der Gitterpunkte

Sie stellt dabei die Varianz der Größe $(t_i/s_i)^2$ dar. Damit wird die räumliche Varianz der rotierten Muster durch das Funktional V minimiert, was dazu führt, dass sich die rotierten EOFs durch regional begrenzte Muster auszeichnen.

Die rotierte EOF-Methode wird im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung der markanten Telekonnexionsmuster auf der Nordhemisphäre herangezogen und ist sehr ähnlich zu derjenigen von Barnston und Livezey (1987). Als Datengrundlage dient hierfür ein multidekadischer Datensatz der monatlich gemittelten geopotenziellen Höhe auf dem 500 hPa Niveau. Die Rotation wird dabei auf die ersten 10 dimensionslosen EOFs beschränkt. Dadurch sind auch die rotierten EOFs dimensionslos.

Die Indexberechnung erfolgt durch die Projektion der normierten Daten auf die adjungierten Muster, wodurch die Koeffizienten zur besseren Vergleichbarkeit auf die Standardabweichung 1 normiert sind.

Kapitel 4

Telekonnexionen der nordhemisphärischen Troposphäre

4.1 Einführung in Telekonnexionenmuster

Die atmosphärische Variabilität auf den Zeitskalen von Wochen, Monaten bis zu Jahren und Jahrzehnten wird zum Großteil durch bevorzugte Zirkulationsstrukturen und deren irreguläre Übergänge bestimmt.

Der Ausdruck 'Telekonnexionenmuster' bezieht sich dabei auf wiederkehrende, beständige und großskalige Muster von Druck- bzw. Zirkulationsanomalien. Diese Anomalien umfassen ein großes geografisches Gebiet. Obwohl die Muster meist für einige Wochen bis Monate dominant sind, können sie manchmal auch in einigen aufeinander folgenden Jahren vorherrschen. Meist entstehen Telekonnexionenmuster durch die interne Dynamik der Atmosphäre. Für einige Telekonnexionenmuster spielt die Dynamik des gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Systems eine entscheidende Rolle. Dies sind z. B. Telekonnexionenmuster im Nordpazifik, die durch Änderungen der tropischen Ozeanoberflächentemperatur und der tropischen Konvektion, die mit dem 'El Nino/Southern Oscillation' (ENSO) Zyklus verbunden ist, angetrieben werden (Mo und Livezey, 1986; Barnston und Livezey, 1991). Dabei ist auch ENSO ein häufig untersuchtes Telekonnexionenmuster, das aber für diese Arbeit nicht von Bedeutung ist, da der Fokus ausschließlich auf außertropische Telekonnexionenmuster gerichtet ist.

Allgemein spiegeln Telekonnexionenmuster großskalige Änderungen in den atmosphärischen Wellen- und Strömungsmustern wider und beeinflussen Temperatur, Niederschlag, Zyklonenzugbahnen, sowie Lage und Intensität der Starkwindgebiete. Somit beschreiben sie oft die Ursache für anomale Wettermuster, die gleichzeitig über große Distanzen auftreten.

In dieser Arbeit werden keine troposphärischen Auswirkungen, sondern vielmehr die dynamische Kopplung der Telekonnexionenmuster mit der Stratosphäre bzw. der stratosphärischen Zirkulation auf Monatszeitskalen untersucht, die auf die Ausbreitung von quasistationären Wellen zurückzuführen ist.

Zunächst werden die troposphärischen Telekonnexionenmuster mithilfe der in Kapi-

tel 3.2.5 vorgestellten rotierten EOF-Analyse bestimmt. Diese Analyse wird hier verwendet um physikalisch sinnvolle und lokal begrenzte Moden zu finden, die allerdings nicht zwingend orthogonal zueinander stehen müssen. Als Datengrundlage stehen die Monatsmittel der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus von 1948 bis 2002 (NCEP/NCAR Reanalysen) zur Verfügung. Sie gehen als Anomalien vom Langzeitmittel in die Berechnung der Telekonnexionsmuster auf der Nordhemisphäre von 20°N bis 90°N ein. Für die Musterbestimmung werden außer den Daten des jeweiligen Monats auch die der angrenzenden Monate hinzugenommen, damit durch die größere Datenmenge die Muster statistisch stabiler werden. Somit basieren die Muster für Dezember beispielsweise auf den Daten der Monate November bis Januar. Dabei werden die EOFs mithilfe der Korrelationsmatrix gewonnen und anschließend rotiert. Bei der darauf folgenden Berechnung der PCs, also der zeitlichen Variabilität der Muster, werden die Daten des entsprechenden Monats wie bei Barnston und Livezey (1987) auf die adjungierten Muster projiziert. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die PCs auf Standardabweichung 1 normiert. Auch die Muster sind einheitlich normiert (siehe dazu auch Kap. 3.2.4 und 3.2.5) .

Im Anschluss folgt eine Beschreibung der durch die rotierte EOF-Analyse gewonnenen Telekonnexionsmuster. Grafisch dargestellt sind die Muster der Winter- und an den Winter angrenzenden Monate, da die Variabilität in der Troposphäre im Winter am stärksten ist. Deshalb konzentrieren sich die Ergebnisse dieser Arbeit ausschließlich auf die Wintermonate und wegen der verwendeten Monatsmittel auf monatliche Zeitskalen.

Bei der anschließenden Beschreibung der Muster wird nach Gebieten, die die Muster umfassen vorgegangen. Insgesamt können die Muster drei großen Regionen, dem Nordatlantik, Eurasien und dem Nordpazifik bzw. Nordamerika zugeordnet werden:

- Nordatlantik:
 - Nordatlantische Oszillation,
 - Ostatlantisches Muster,
- Eurasien:
 - Ostatlantisch-Westrussisches Muster,
 - Skandinavisches Muster,
 - Polar-Eurasisches Muster,
- Nordpazifik und Nordamerika:
 - Westpazifisches Muster,
 - Ostpazifisch-Nordpazifisches Muster,
 - Pazifisch-Nordamerikanisches Muster.

4.2 Nordatlantik

4.2.1 Nordatlantische Oszillation (NAO)

Klimavariabilität im Nordatlantik wird im nordhemisphärischen Winter durch zwei Aktionszentren bestimmt: dem Islandtief und dem Azorenhoch (Abb. 4.1). Das Islandtief und das Azorenhoch sind seit langem für ihre synchrone Verstärkung und Abschwächung, bezeichnet als Nordatlantische Oszillation, bekannt (Walker, 1924; Walker und Bliss, 1932). Es ist belegt, dass die NAO zu einem großen Teil die winterliche Klimavariabilität über dem Nordatlantik und den angrenzenden Kontinenten beeinflusst (Hurrell und van Loon, 1997). Die Stärke des zonalen Windes über dem Nordatlantik hängt von der Intensität der Druckgradienten zwischen beiden Systemen ab (Hurrell et al., 2001; Greatbatch, 2000). Bei großen Druckgradienten befördern die stärkeren zonalen Winde mehr Feuchte und Wärme Richtung Nordeuropa (siehe Abb.1.1 und Schröder, 2001; Kleppek, 2002). Milde und feuchte Winter gehen mit starken zonalen Winden einher. Zeitgleich ziehen weniger Zyklo-nen über die Iberische Halbinsel und es herrschen trockene Winter in Südeuropa und Nordafrika. Ebenso sind in Nordamerika und Grönland Temperatur- und Niederschlagsanomalien mit der NAO verknüpft (Timm, 2003). Die atmosphärischen Veränderungen, die mit der NAO einhergehen, treiben ihrerseits wieder Variabilitätsmuster an. Die Stärke des Windes beeinflusst beispielsweise den Austausch von Wärme und Impuls zwischen Ozean und Atmosphäre (Marshall et al., 2001; Visbeck et al., 2003).

Ende der 70er Jahre kam es zu einem Umsprung in eine positive Phase, die bis Ende der 90er Jahre anhielt. Während dieser positiven Phase gab es im Winter nur zweimal ein erwähnenswertes negatives Ereignis (Abb. 4.2). Es handelt sich um die Winter 1984/85 und 1985/86. Erst seit 1995/96 geht die Tendenz wieder zu negativen Werten des NAO-Indexes.

Abb. 4.1 illustriert das Telekonnexionsmuster der NAO der Monate November bis April, das mit Hilfe der rotierten EOF-Analyse als die dominante Struktur der nordatlantischen Variabilität identifiziert wurde. Das Muster ist über das gesamte Jahr Bestandteil der atmosphärischen Variabilität, jedoch im Winter wesentlich stärker als in den Sommermonaten. Bei einem Vergleich der einzelnen Muster fällt auf, dass sich die Stärksten in den Wintermonaten Dezember, Januar, Februar und März befinden und das April- und Novembermuster bereits weniger intensiv erscheint.

Das Muster der NAO enthält kleine Veränderungen auf der Monatszeitskala, zeigt aber stets einen Nord-Süd-Dipol mit einem Zentrum über Grönland und einem Zentrum mit entgegengesetztem Vorzeichen über den mittleren Breiten des Nordatlantiks zwischen 35°N und 40°N. Die positive Phase der NAO ist durch geopotenzielle Höhen- bzw. Druckwerte definiert, die über hohen Breiten kleiner und über dem zentralen Nordatlantik größer als im Mittel sind. Bei der negativen Phase verhält es sich invers. Die NAO kristallisiert sich als zweitstärkste rotierte EOF mit erklärten Varianzen von 7% bis 10% heraus (siehe Tab. 4.1) und ist damit eines der vorherrschenden Muster der Nordhemisphäre.

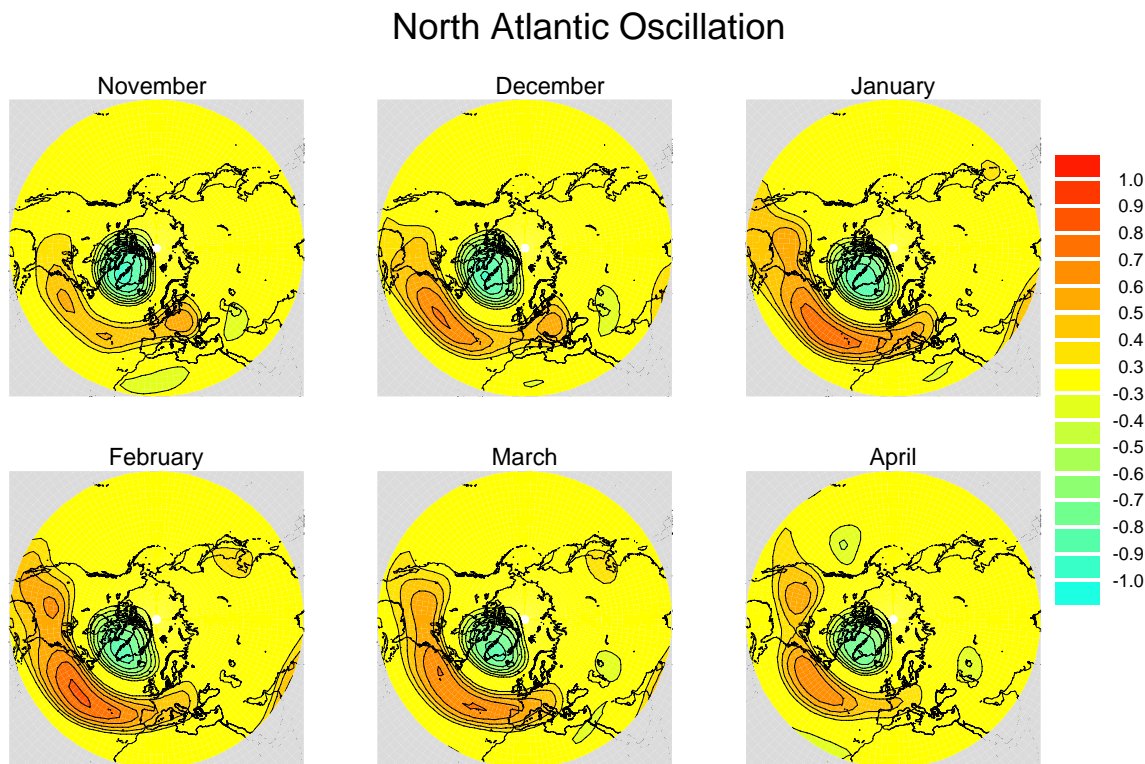


Abbildung 4.1: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Die Nordatlantische Oszillation.

Die zugehörige Zeitreihe, die die Variabilität der NAO widerspiegelt ist zusammen mit einem herkömmlichen Index, dem Jones-Index (Jones et al., 1997) in Abb. 4.2 für die Monate Dezember bis Februar dargestellt. Es wurde sich deshalb auf diese Wintermonate beschränkt, da der Jones-Index nur für die angegebenen Monate zur Verfügung stand. Die rote Kurve, der Jones-Index, beschreibt die normierte Differenz

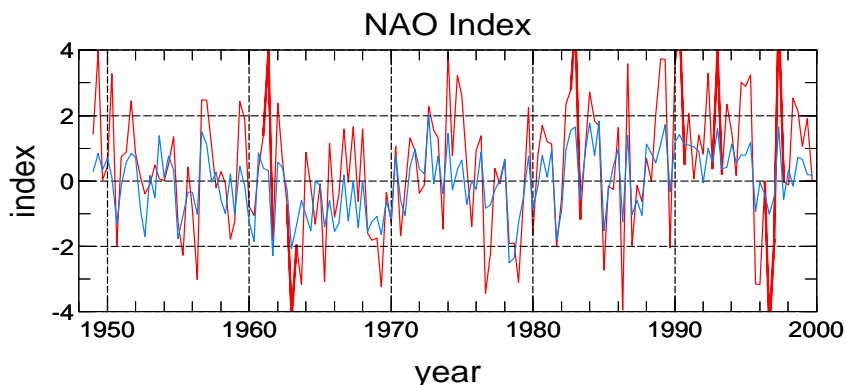


Abbildung 4.2: Normierte NAO Indizes von Dezember-Februar, 1948-2000, rot: Jones-Index (SLP Differenzen zwischen Stykkisholmur auf Island und Gibraltar, siehe Jones et al. (1997)), blau: PC des NAO-Musters aus rot. EOF-Analyse.

des Bodendrucks zwischen Stykkisholmur auf Island und Gibraltar, die blaue Kurve ist die hier berechnete PC-Zeitreihe des NAO-Musters der rotierten EOF-Analyse. Bei der Korrelation der beiden Indizes ergibt sich ein signifikanter Wert von 0.8. Somit stimmen die Indizes gut überein, wobei der Index aus der hier angewendeten Methode physikalisch und statistisch sinnvoller ist, da bei seiner Berechnung auch Verlagerungen der Aktionszentren berücksichtigt werden, während der Index von Jones auf zwei festen Punkten beruht, die nicht auf räumliche Variabilität der NAO-Zentren reagieren können.

4.2.2 Ostatlantisches Muster (EA)

Das Ostatlantische Muster (engl. *East Atlantic Pattern (EA)*) ist ein weiteres bekanntes Muster niederfrequenter Variabilität über dem Nordatlantik. Das Muster ist in seiner Struktur ähnlich dem der NAO, besitzt einen Nord-Süd Dipolcharakter mit Anomaliezentren, die sich über den gesamten Nordatlantik von Ost nach West erstrecken. Allerdings liegen die Zentren des Ostatlantischen Musters weiter südöstlich als die der NAO (siehe Abb. 4.3). Die monatliche räumliche Verlagerung ist beim EA-Muster stärker ausgeprägt als bei der NAO. Da die Unterschiede zwischen dem EA- und dem NAO-Muster auf den ersten Blick meist nicht

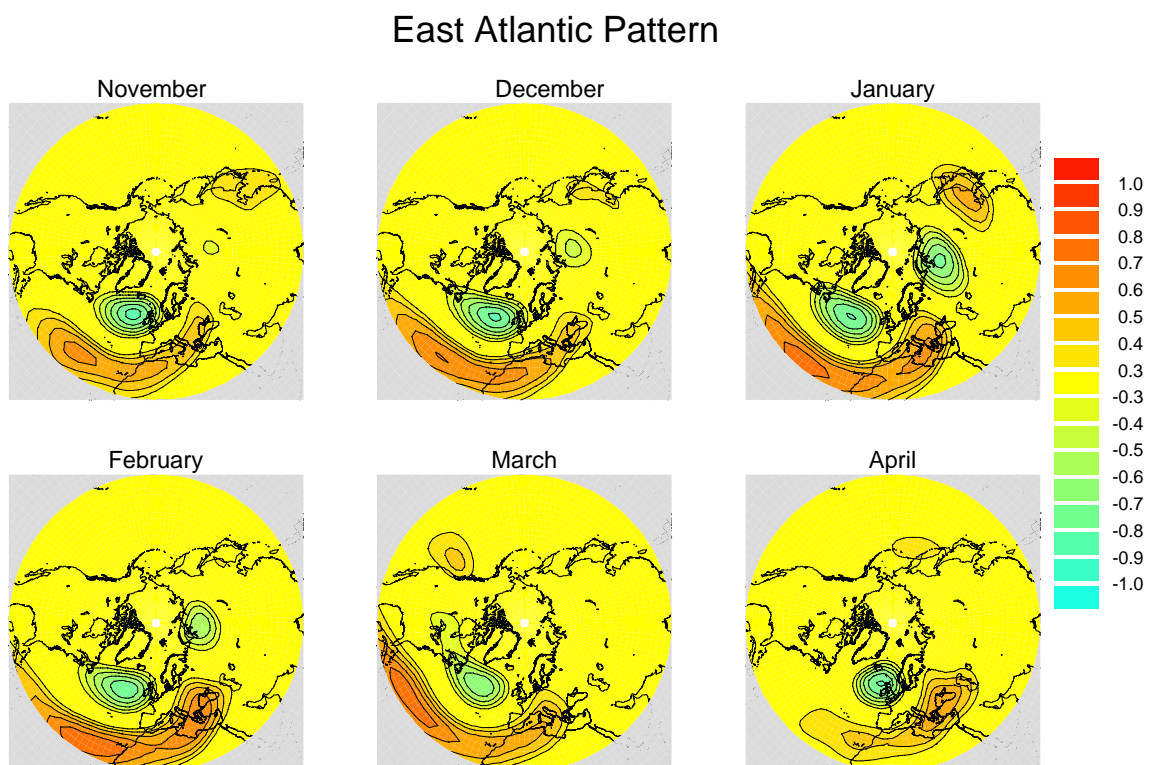


Abbildung 4.3: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Ostatlantische Muster.

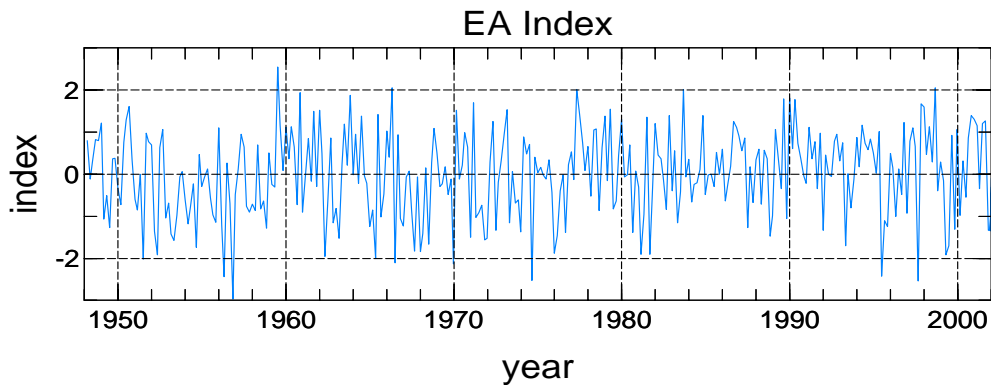


Abbildung 4.4: Normierter EA-Index der Monate November-April für die Jahre 1948-2002.

erkannt werden, wird das EA-Muster oft fälschlicherweise als ein etwas nach Süden verschobenes NAO Muster aufgefasst. Allerdings beinhaltet das weiter südlich gelegene Zentrum eine starke subtropische Verknüpfung, die großskalige Änderungen der Stärke und Lage des subtropischen Rückens widerspiegelt. Bereits diese subtropische Verknüpfung verdeutlicht den Unterschied zwischen der NAO und dem Ostatlantischen Muster. Außerdem dient der EA-Index als Schätzgröße für die Intensität der Zonalzirkulation in subtropischen Breiten bzw. der meridonalen Strömung in subpolaren Breiten, wobei sich bei positivem Index die subtropische Zonalströmung und die meridionale Komponente in subpolaren Breiten verstärken.

Das EA-Muster ist in allen Monaten vertreten, allerdings wie fast alle Telekonnexionsmuster im Winter erheblich stärker. Im Vergleich zur NAO ist das EA-Muster von geringerer Bedeutung für die nordatlantische Variabilität, da es in der rotierten EOF-Analyse erst an sechster bis zehnter Stelle rangiert und maximale Varianzen von 4% bis 7% (siehe Tab. 4.1) erklärt.

Dieses Muster ist ähnlich zum Ostatlantischen Muster, das Barnston und Livezey (1987) gefunden haben.

Starke negative Phasen des EA-Musters traten in den Wintern 1956/57, 1974/1975, 1995/96 und im Winter 1997/98 auf (Abb. 4.4). Die extrem positiven Phasen sind hingegen seltener. Eine starke positive Phase wurde im Winter 1959/60 beobachtet.

4.3 Eurasien

4.3.1 Ostatlantisch-Westrussisches Muster (EA/WR)

Das Ostatlantisch-Westrussische Muster (engl. *East Atlantic/West Russian Pattern (EA/WR)*) ist eines der zwei wichtigsten Muster, die Eurasien über die meiste Zeit des Jahres beeinflussen (Abb. 4.5). Es existiert das gesamte Jahr, zeigt eine Wellenzugstruktur, wenngleich sich einzelne Zentren von Monat zu Monat verschieben

East Atlantic/ West Russian Pattern

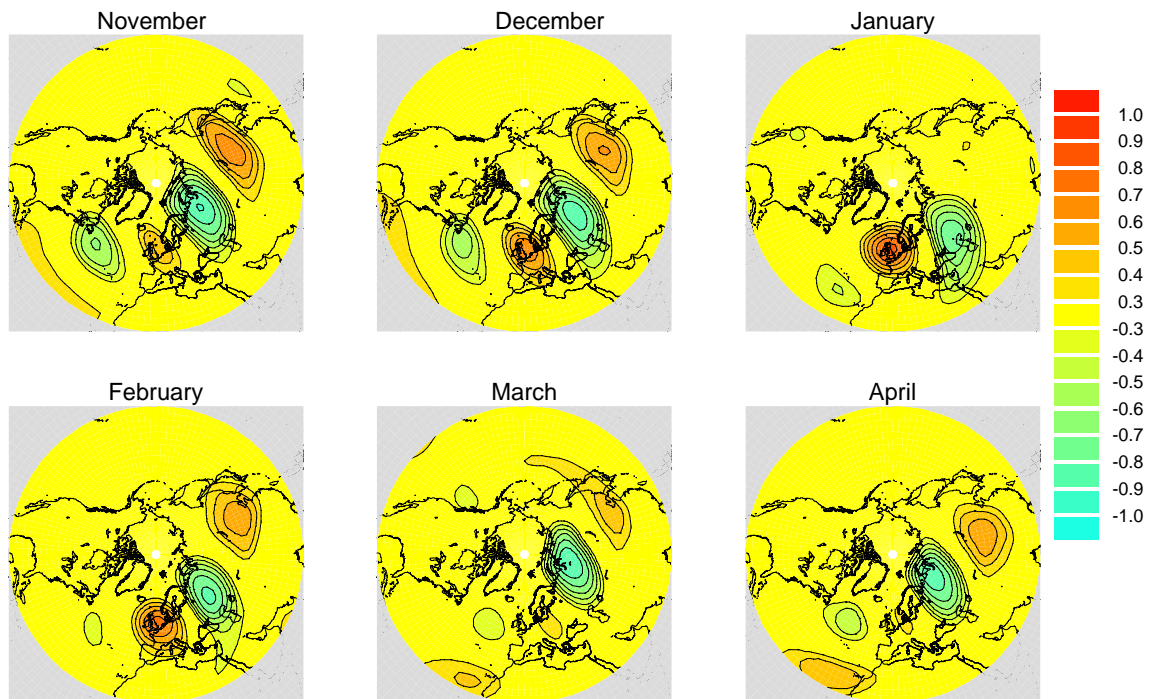


Abbildung 4.5: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Ostatlantisch-Westrussische Muster.

bzw. verschwinden. Im Winter besteht dieser Wellenzug aus zwei Trögen, die über dem Kaspischen Meer bzw. dem Ural und dem Nordatlantik liegen. Dazu gehören zwei Rücken über Nordwesteuropa und Asien, die in den einzelnen Monaten mehr oder weniger stark ausgebildet sind. Bei einem positiven EA/WR-Muster werden negative Höhenanomalien über dem westlichen und südwestlichen Russland und po-

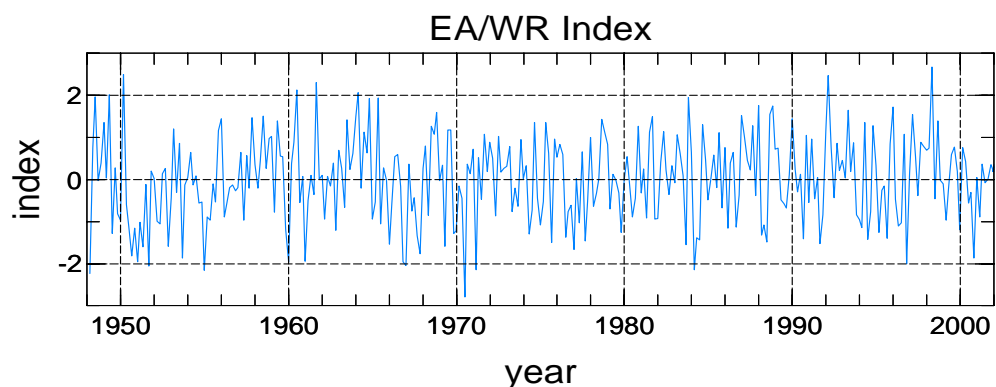


Abbildung 4.6: Normierter EA/WR-Index der Monate November-April für die Jahre 1948-2002.

sitive Höhenanomalien über Europa und dem östlichen Nordatlantik beobachtet. Diese Anomaliefelder gehen einher mit wärmeren und feuchteren Bedingungen über weiten Teilen Skandinaviens und dem Nordwesten Russlands, während über dem Mittelmeer und dem Mittleren Osten kältere und feuchtere Bedingungen herrschen. Die erwähnenswertesten und beständigsten negativen Phasen des Ostatlantisch-Westrussischen Musters sind in Abb. 4.6 dargestellt und traten während des Winters und des frühen Frühjahrs 1970/71 sowie Anfang der 50er Jahre auf. Nennenswerte positive Phasen sind in den Jahren 1950/51, 1992/93 und 1998/99 zu sehen.

4.3.2 Skandinavisches Muster (SCA)

Das Skandinavische Muster (engl. *Scandinavian Pattern (SCA)*) besteht ebenfalls aus einem Wellenzug mit einem Hauptzentrum über Skandinavien und einem großen Bereich des Arktischen Ozeans (Rogers, 1990). Zwei Zentren mit entgegengesetztem Vorzeichen sind über Südwesteuropa und östlich des Urals angesiedelt (Abb. 4.7). Das SCA-Muster ist das ganze Jahr ein dominantes Muster niederfrequenter Variabilität, wobei sich die Aktionszentren als zeitlich konstant erweisen. Erstmalige Erwähnung fand es bei Barnston und Livezey (1987) als „Eurasia“ Muster. Im Winter reiht es sich in der rotierten EOF-Analyse an fünfter bis achter Stelle mit erklärten Varianzen auf der NH zwischen 5% und 7% (siehe Tab. 4.1) ein.

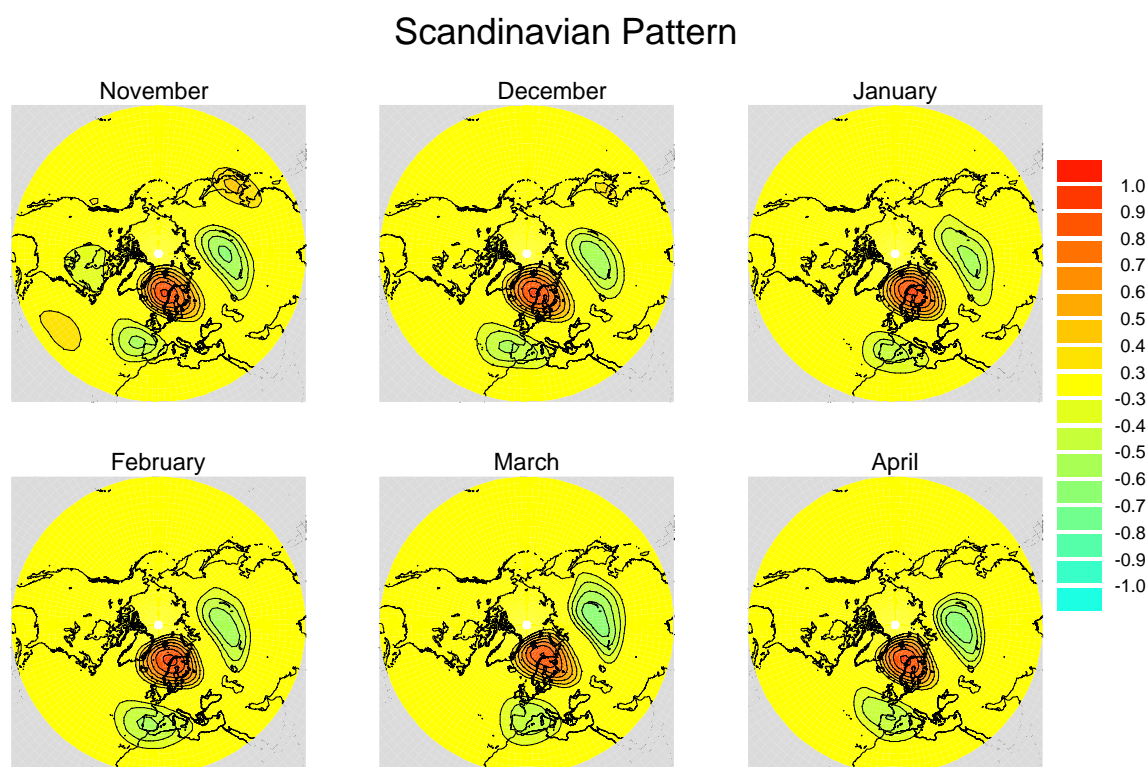


Abbildung 4.7: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Skandinavische Muster.

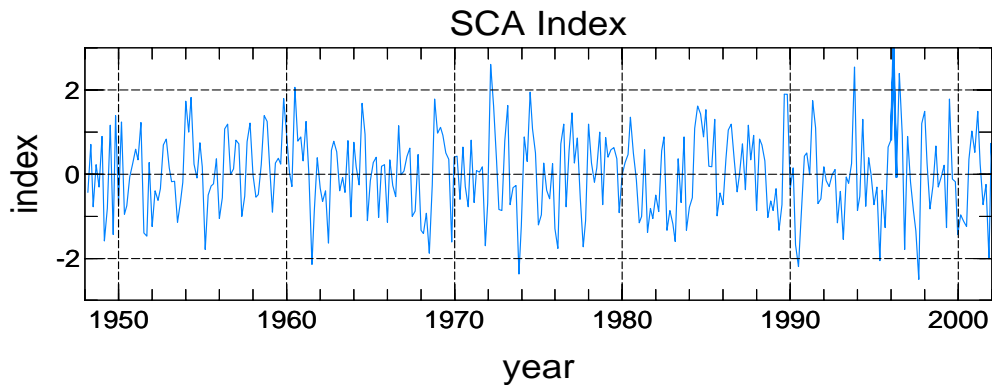


Abbildung 4.8: Normierter SCA-Index der Monate November-April für die Jahre 1948-2002.

Die positive Phase des SCA-Musters geht mit positiven Höhenanomalien, manchmal großen blockierenden Antizyklonen über Skandinavien und Westrussland einher, während sich die negative Phase durch negative Höhenanomalien in dieser Region äußert.

Die Zeitserie des Skandinavischen Musters (Abb. 4.8) zeigt relativ große intersaisonale, interannuale und interdekadische Variabilität. Zum Beispiel dominierte eine negative Phase die Zirkulation von 1990/91, außerdem während des Winters 1998/99. Positive Phasen beherrschten dagegen lange Abschnitte der Winter 1995/96 und 1996/97.

4.3.3 Polar-Eurasisches Muster (POL)

Das Polar-Eurasische Muster (engl. *Polar Eurasian Pattern (POL)*) ist das beherrschende Muster niederfrequenter Variabilität im Winter auf der NH. Es besteht aus einem Anomaliezentrum über polaren Breiten und separaten, schwächeren Zentren über dem Nordosten Chinas und Europa (Abb. 4.9). Das Muster spiegelt daher hauptsächlich Änderungen in der Stärke der zirkumpolaren Zirkulation und die sie begleitenden Veränderungen der Zirkulation in den mittleren Breiten über Europa und Asien wider.

Während einer positiven Phase des Musters entstehen negative Höhenanomalien in polaren Breiten und ein verstärkter zirkumpolarer Wirbel verbunden mit positiven Höhenanomalien über Teilen Europas und dem östlichen Asien, während es sich bei negativer Phase genau entgegengesetzt verhält.

Das Polar-Eurasische Muster weist starke intra- und interdekadische Variabilität auf. Den Wintern 1977/78 und 1985/86 mit negativer Phase steht z. B. der Winter 1991/92 mit positiver Phase gegenüber (Abb. 4.10).

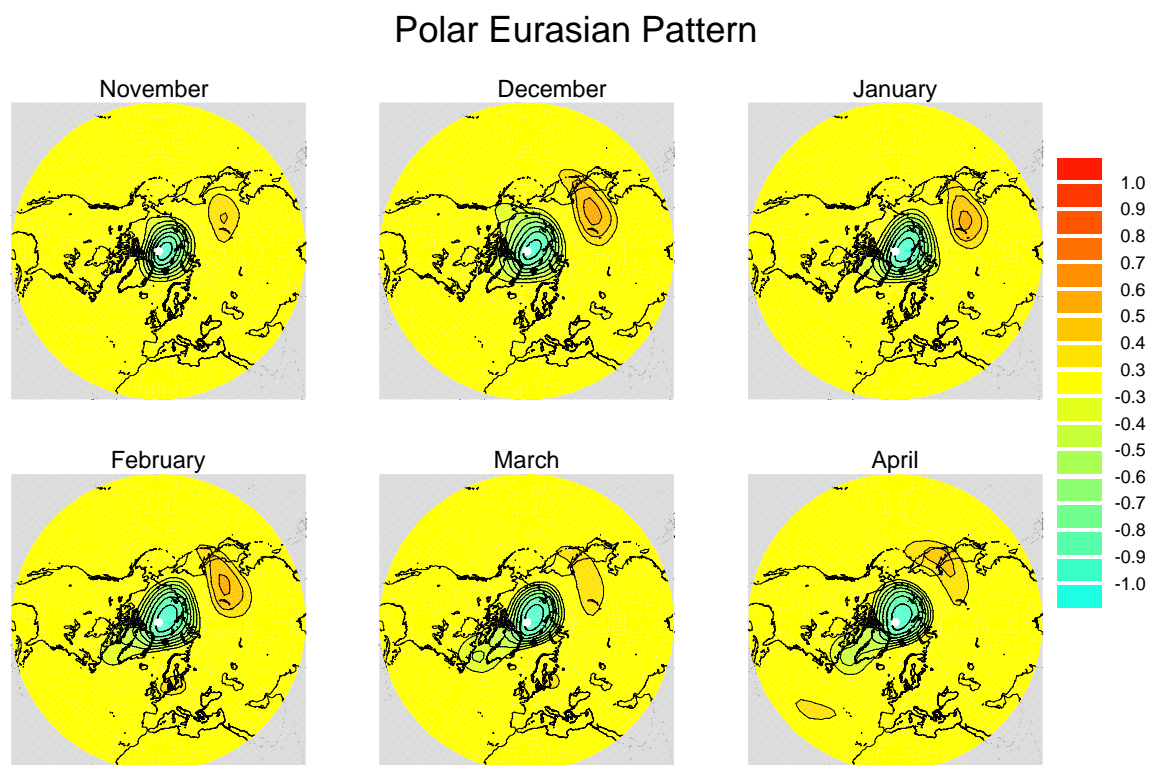


Abbildung 4.9: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Polar-Eurasische Muster.

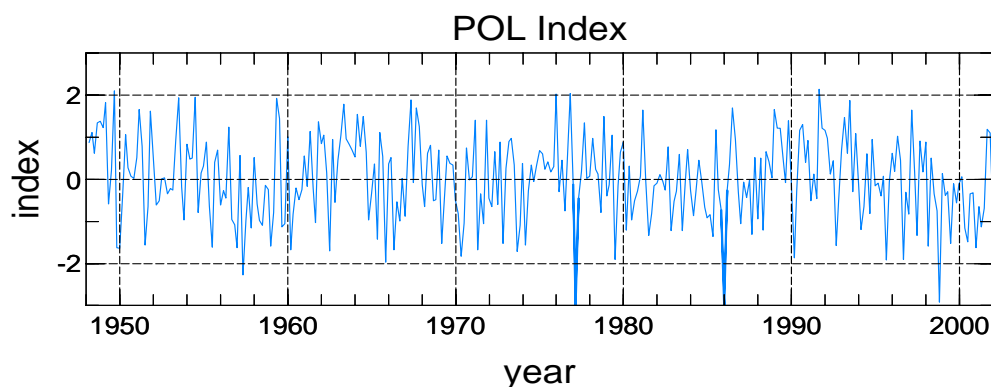


Abbildung 4.10: Normierter POL-Index der Monate November-April für die Jahre 1948-2002.

4.4 Nordpazifik und Nordamerika

4.4.1 Westpazifisches Muster (WP)

Das Westpazifische Muster (engl. *Westpacific Pattern (WP)*) ist eine grundlegende Struktur der Variabilität im Nordpazifik. Es erstreckt sich über alle Jahreszeiten und wurde erstmals durch Wallace und Gutzler (1981) und später durch Barnston

und Livezey (1987) beschrieben.

Während des Winters und im Frühjahr ist die Struktur durch einen Nord-Süd-Dipol gekennzeichnet. Ein Zentrum liegt über der Kamchatka Halbinsel und ein weiteres Zentrum mit entgegengesetztem Vorzeichen über Südostasien und dem westlichen Nordpazifik (Abb. 4.11). Deshalb spiegeln stark negative oder positive Phasen des Westpazifischen Musters starke zonale und meridionale Veränderungen der Lage der Eintrittsregion und der Stärke des Pazifischen Strahlstromes wider. Während des Frühlings, im Sommer und Herbst kommt ein drittes dominantes Aktionszentrum über der Westküste der USA mit gleichem Vorzeichen wie das Zentrum über der Kamchatka Halbinsel hinzu und ist im Herbst am stärksten.

Im Winter tritt das WP-Muster in der rotierten EOF-Analyse an dritter oder vierter Stelle auf, ist damit eine vorherrschende Struktur im Pazifik und auf der gesamten Nordhemisphäre und erklärt zwischen 5% und 9% (siehe Tab. 4.1) atmosphärischer Variabilität. Die Zeitreihe (Abb. 4.12) zeigt z. B. während der Winter 1995 bis 1998 häufig negative Phasen des WP-Musters gefolgt von positiven Phasen in den Jahren 1997 bis 2000.

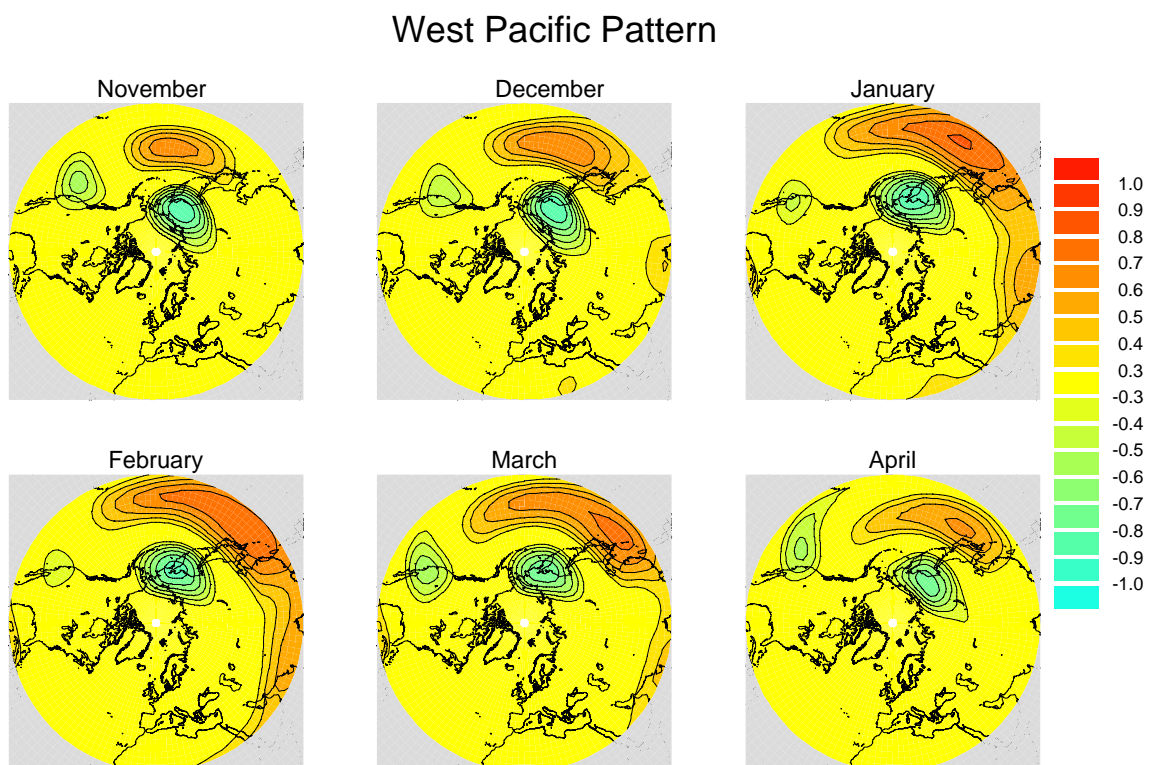


Abbildung 4.11: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Westpazifische Muster.

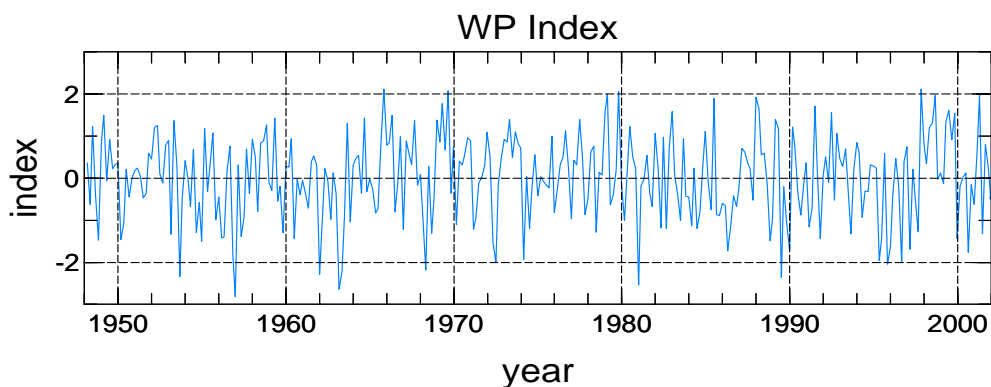


Abbildung 4.12: Normierter WP-Index der Monate November-April für die Jahre 1948-2002.

4.4.2 Ostpazifisch-Nordpazifisches Muster (EP/NP)

Bei dem Ostpazifisch-Nordpazifischen Muster (engl. *Eastpacific/Northpacific Pattern (EP/NP)*) handelt es sich ebenfalls um eine Nord-Süd-Dipolstruktur im Nordpazifik, allerdings im östlichen Teil. Das nördliche Aktionszentrum befindet sich in

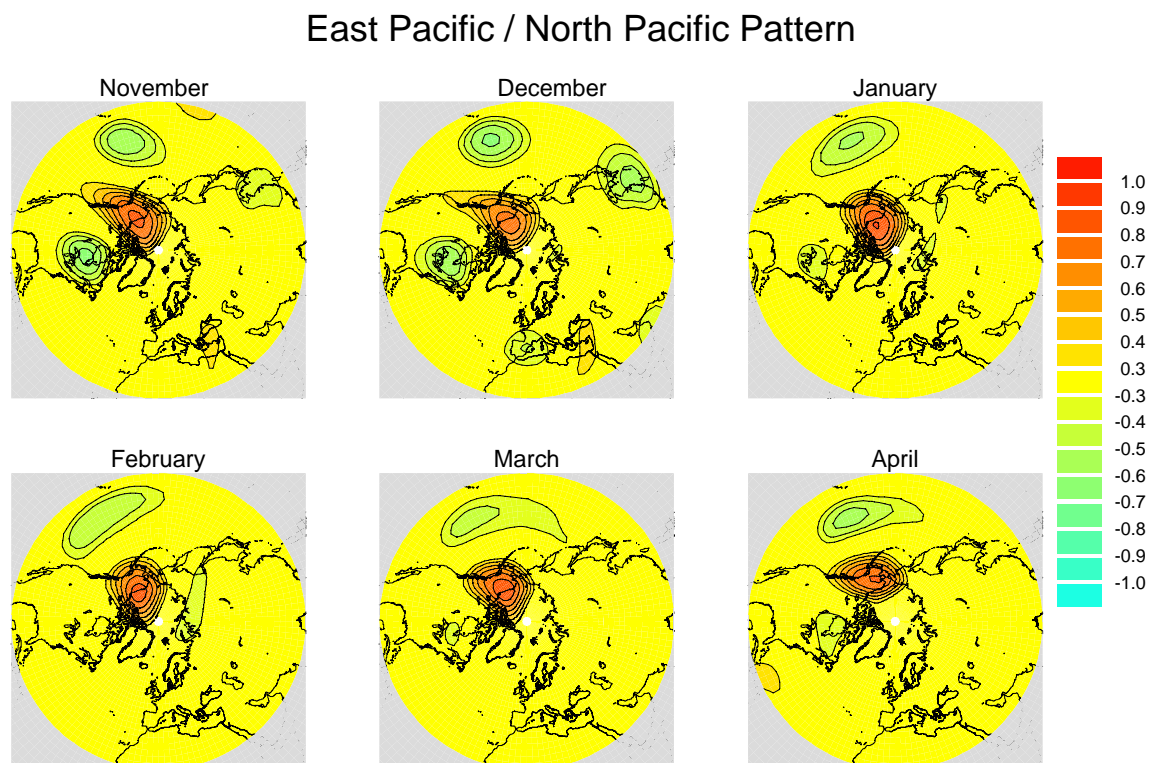


Abbildung 4.13: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Ostpazifisch-Nordpazifische Muster.

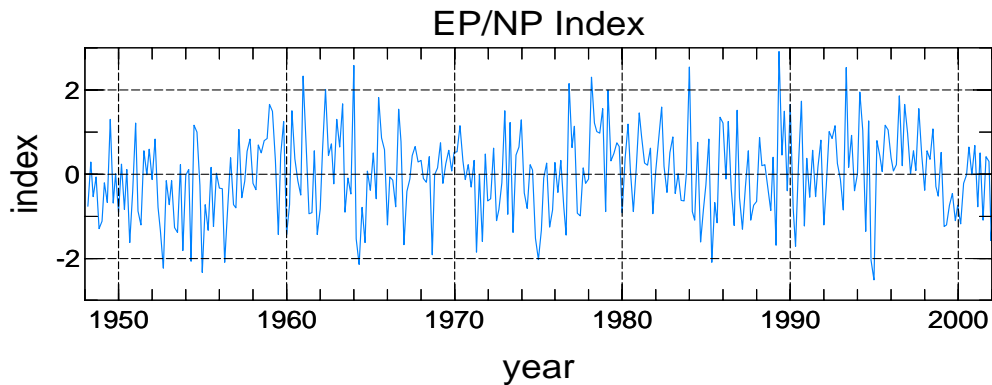


Abbildung 4.14: Normierter EP/NP-Index der Monate November-April für die Jahre 1948-2002.

der Nähe von Alaska und der Westküste Kanadas, während das Zentrum des südlichen Pols, mit inversem Vorzeichen, nördlich von Hawaii liegt (Abb. 4.13).

Dieses, neben dem WP-Muster dominante Muster im Nordpazifik, lässt sich in den rotierten EOF-Analysen nicht nur in jedem Monat wiederfinden, sondern es erklärt mit 4% bis 8% (siehe Tab. 4.1) auch einen erheblichen Anteil atmosphärischer Variabilität der Nordhemisphäre. Während stark positiver Phasen werden negative Anomalien nahe des Golfs von Alaska bzw. des westlichen Nordamerikas und positive Höhenanomalien weiter südlich beobachtet. Diese Phase ist mit einer nordostwärtigen Ausdehnung des Pazifischen Strahlstromes in Richtung westliches Nordamerika und verstärkten Westwinden über den Nordweststaaten der USA, Nordkalifornien und teilweise dem südlichen British Columbia verbunden (Bell und Basist, 1994) und trat z. B. im Winter 1998/99 auf (Abb. 4.14).

Im Gegensatz dazu beherrscht während stark negativer Phasen eine aufgesplante Strömung den östlichen Nordpazifik, einhergehend mit abgeschwächten Westwinden innerhalb dieser Region (Abb. 4.14). Negative Phasen werden durch warme Bedingungen im äquatorialen Pazifik und von einem stärkeren, nach Osten verschobenen subtropischen Strahlstrom begleitet. Dieser brachte dem Südwesten der USA anomal viel Niederschlag während des Winters 1994/95 .

4.4.3 Pazifisch-Nordamerikanisches Muster (PNA)

Das Pazifisch-Nordamerikanische Muster (engl. *Pacific/North American Pattern (PNA)*) ist eines der Wichtigsten in Bezug auf die Erklärung der Variabilität in den nordhemisphärischen Extratropen.

Es spiegelt einen Quadrupol in den Höhenanomalien bzw. einen Wellenzug wider, mit Anomalien gleichen Vorzeichens südlich der Aläuten und über dem Südosten der Vereinigten Staaten (Cheng und Dunkerton, 1995). Anomalien mit inversem Vorzeichen liegen in der Nähe Hawaiis und über Westkanada (Abb. 4.15). Die räumliche Ausdehnung des Musters ist im Winter besonders groß. Während dieser Jahreszeit

Pacific / North American Pattern

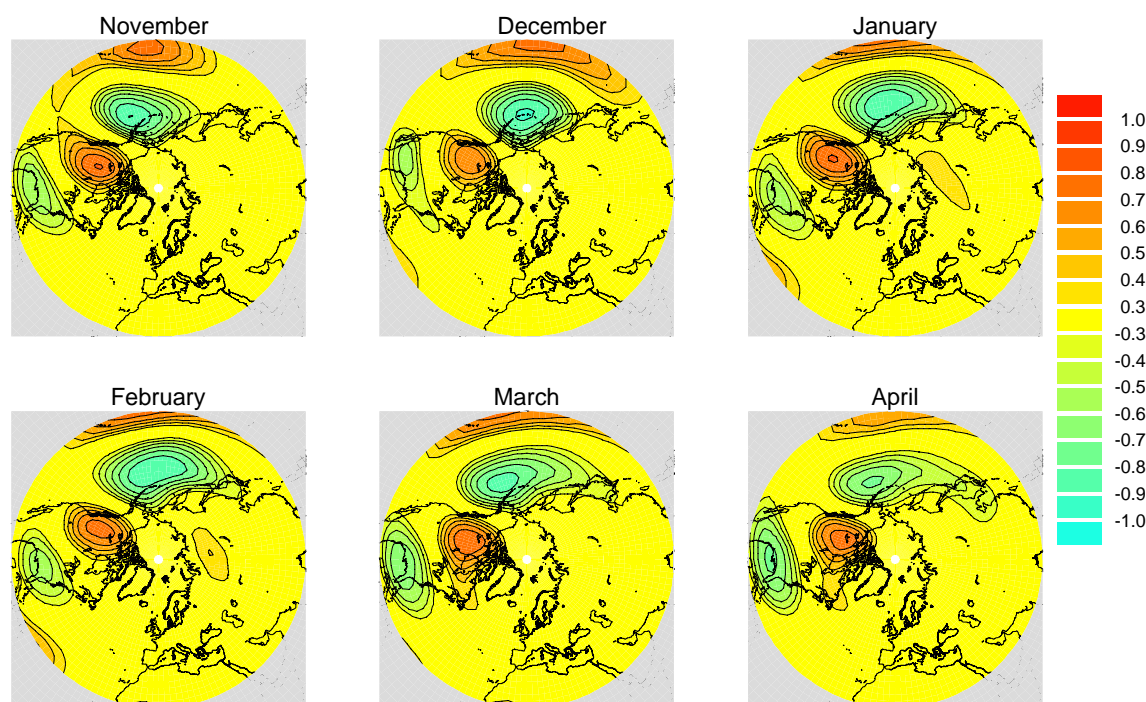


Abbildung 4.15: Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Pazifisch-Nordamerikanische Muster.

nimmt allein das Zentrum über den Aläuten einen großen Bereich des Nordpazifiks in den nördlichen Breiten ein. Im späten Frühjahr schwächt sich dieses Zentrum und auch das subtropische Zentrum in der Nähe Hawaiis ab. In den Sommermonaten Juli und August verschwindet das PNA-Muster vollkommen. Im Herbst kehrt es mit starken Zentren in mittleren Breiten zurück. Das Zentrum nahe Hawaii ist dabei am schwächsten.

Auch die erklärten Varianzen des Musters, die sich aus der rotierten EOF-Analyse ergeben zeigen mit 6% - 8% (siehe Tab. 4.1), dass es sich um ein wesentliches Telekonnexionsmuster der Nordhemisphäre handelt.

Ein positives PNA-Muster ist mit einer stärkeren Meridional Komponente in der Strömung an der Westküste Kanadas und der USA verbunden, während die Strömung während eines negativen PNA-Musters zonal verläuft.

Die Zeitreihe des PNA-Musters, die in Abb. 4.16 dargestellt ist, zeigt stark positive Phasen in den 80er Jahren mit Extrema während der Winter 1981/82 und 1983/84, während in den Wintern 1955 bis 1957 häufig negative Phasen beobachtet wurden. Allgemein weist sie erhebliche intersaisonale, interannuale und interdekadische Variabilität auf.

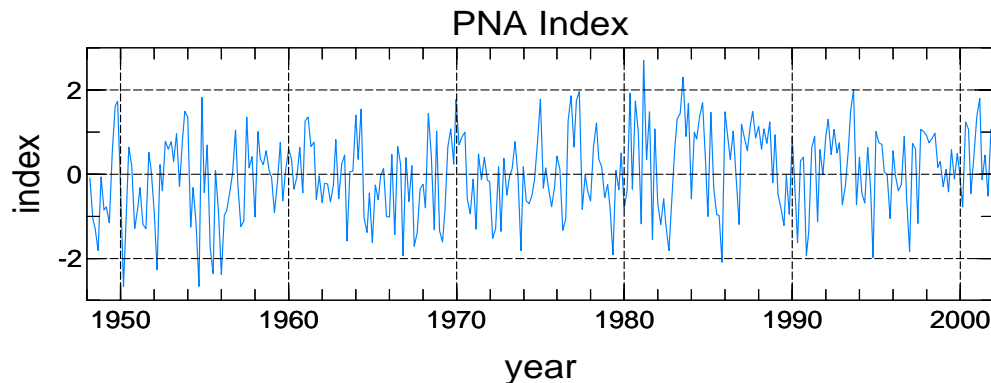


Abbildung 4.16: *Normierter PNA-Index der Monate November-April für die Jahre 1948-2002.*

4.5 Räumliche Variabilität der Aktionszentren

Wallace und Gutzler (1981) haben Telekonnexionsmuster, bzw. deren Aktionszentren mittels der Ein-Punkt-Korrelationsmethode, die in Kapitel 3.2.2 beschrieben wurde, bestimmt. In dieser Arbeit wird diese Analyse nun auf die Daten der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus in den Monaten Dezember bis März auf verschiedene Zeitperioden (1962-1977, 1948-1977, 1978-2002) angewendet, um die zeitliche Verlagerung der Aktionszentren der Telekonnexionsmuster zu untersuchen. Dabei werden Gitterpunktspaare gesucht, die den gleichen maximalen negativen Korrelationswert zeigen und deshalb zusammengehörige Aktionszentren darstellen. Es wird eine räumliche Karte berechnet, die die maximale negative Korrelation an jedem Gitterpunkt angibt.

Die Berechnungen von Wallace und Gutzler (1981) beinhalteten die Jahre 1962 bis 1977. Um ihre Ergebnisse zu reproduzieren wurde die Analyse für diesen Zeitraum nachgerechnet und in Abb. 4.17 dargestellt. Es befinden sich zwei Aktionszentren (65°N , 20°W und 30°N , 20°W) mit einem Wert maximaler negativer Korrelation von -0.78 über dem Nordatlantik, die die Zentren der Nordatlantischen Oszillation widerspiegeln. Ein weiteres Telekonnexionsmuster mit Korrelationswerten von -0.85 befindet sich bei 65°N , 170°O und 25°N , 165°O über dem Westpazifik und beschreibt das Westpazifische Muster. Das PNA-Muster ist anhand eines Wellenzuges über dem Osten des Nordpazifiks und Nordamerika durch vier Aktionszentren gekennzeichnet. In Abbildung 4.18 wird der Zeitraum dieser Analyse neu gewählt und in die Jahre 1948-1977 (Abb. 4.18a) und 1978-2002 (Abb. 4.18b) aufgespalten. Es ist eine deutliche räumliche Verschiebung der Aktionszentren zwischen beiden Abbildungen und auch beim Vergleich mit Abb. 4.17 zu erkennen. Die Aktionszentren im Nordatlantik zeigen ab 1978 eine erhebliche Verlagerung in Richtung Europa, was bereits von Jung et al. (2003) nachgewiesen wurde.

Die Zentren des PNA-Musters im Pazifik weisen in der Periode 1978-2002 verglichen mit den Jahren vorher erheblich stärkere Korrelationswerte auf. Die Korrelationen der Zentren des WP-Musters sind dagegen in Abb. 4.18 schwächer als -0.5 und

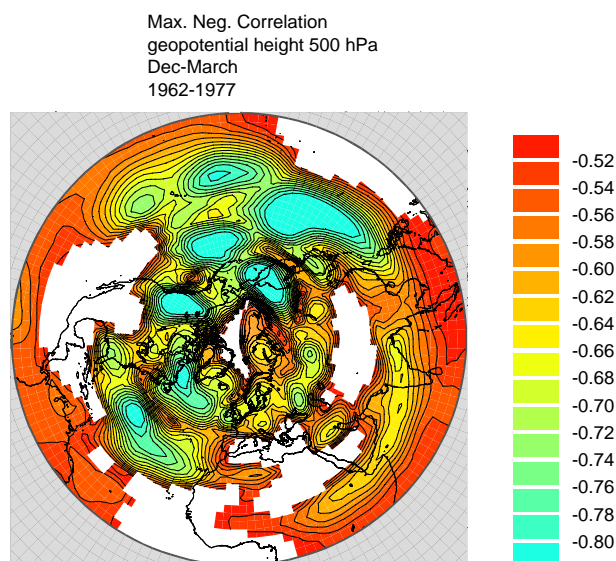


Abbildung 4.17: Maximale-Negative-Korrelationskarte der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (DJFM) von 1962-1977 (nach Wallace und Gutzler, 1981), es werden nur Korrelationen < -0.5 dargestellt.

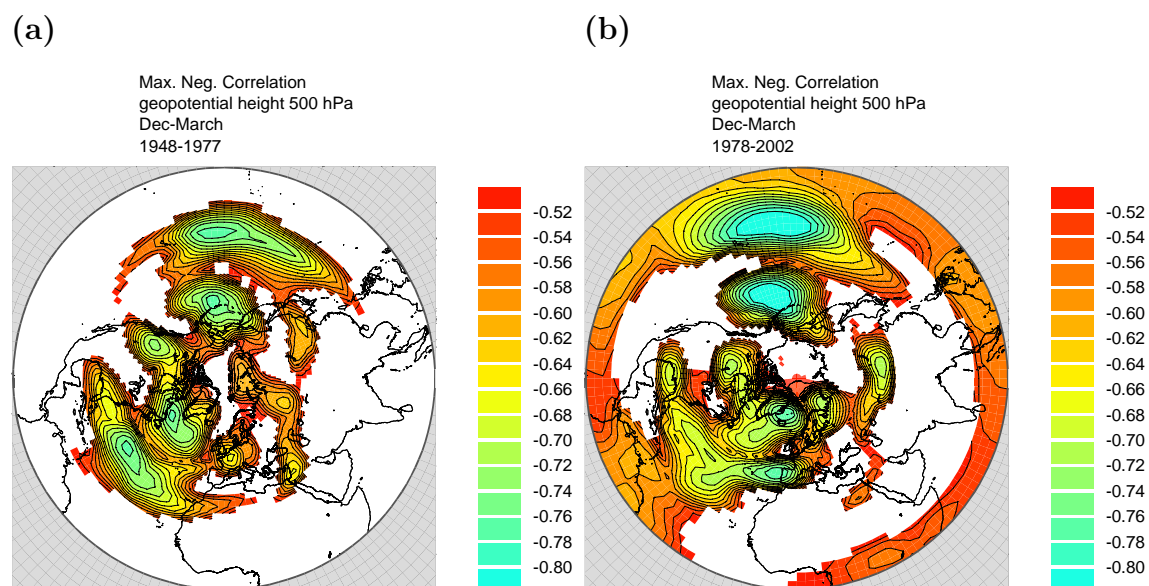


Abbildung 4.18: Maximale-Negative-Korrelationskarte der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (DJFM) von (a) 1948-1977 und (b) 1978-2002, es werden nur Korrelationen < -0.5 dargestellt.

somit nicht mehr in der Karte dargestellt. Der hohe Korrelationswert von -0.85 wird nur während der Jahre 1962-1977 erreicht. Somit kann anhand dieser Methode sehr genau die räumliche Variabilität der Aktionszentren einzelner Telekonnexionsmuster veranschaulicht werden. Desweiteren wird ersichtlich, dass es für die Berechnung der Zeitreihe von Bedeutung ist, nicht nur einzelne Gitterpunkte, sondern die gesamten Zentren zu berücksichtigen, wie dies bei der rotierten EOF-Methode geschieht.

4.6 Zusammenfassung

Insgesamt haben sich bei der rotierten EOF-Analyse acht Telekonnexionsmuster atmosphärischer Variabilität herauskristallisiert. Diese troposphärischen Strukturen erklären vor allem in der dynamisch aktiven winterlichen Jahreszeit, die für diese Arbeit von Interesse ist, einen Großteil der Variabilität auf der Nordhemisphäre (siehe Tab. 4.1). Eine genaue Angabe ist bei den rotierten EOFs nicht möglich, da die Muster nicht unabhängig sind und deshalb die Varianz nicht aufsummiert werden kann. Die ersten 10 EOFs, die in die rotierte EOF-Analyse als Basisvektoren eingehen, erklären allerdings im Dezember zirka 74% der troposphärischen Variabilität. Bei den acht Telekonnexionsmustern handelt es sich um die stärksten Muster, weshalb sie in den weiteren Analysen als grundlegende troposphärische Größen herangezogen werden, um dynamische Zusammenhänge zwischen der troposphärischen und der stratosphärischen Zirkulation zu untersuchen.

Für die Zeitreihen der Telekonnexionsmuster ist es von großer Bedeutung, wie anhand der Ein-Punkt-Korrelationsmethode gezeigt wurde, dass bei der Berechnung der Zeitreihen das gesamte Telekonnexionsmuster und nicht nur zwei oder drei Gitterpunkte der Aktionszentren berücksichtigt werden, da diese eine erhebliche räumliche bzw. zeitliche Variabilität aufweisen.

Bedeutung der einzelnen Telekonnexionsmuster:

Muster	Nov	Dez	Jan	Feb	März	Apr
NAO	2 (9.2%)	2 (9.1%)	2 (9.8%)	2 (9.6%)	2 (9.0%)	2 (7.6%)
EA	9 (4.0%)	9 (4.8%)	6 (6.9%)	7 (5.4%)	10 (4.3%)	9 (3.7%)
EA/WR	4 (7.8%)	4 (7.0%)	9 (4.7%)	8 (5.3%)	6 (5.7%)	6 (5.7%)
SCA	6 (6.3%)	8 (6.1%)	8 (5.3%)	5 (6.4%)	5 (6.4%)	4 (5.7%)
POL	1 (11.3%)	1 (14.5%)	1 (13.7%)	1 (15.5%)	1 (14.3%)	1 (15.5%)
WP	8 (5.7%)	7 (6.5%)	3 (8.1%)	3 (7.9%)	4 (6.4%)	7 (4.9%)
EP/NP	5 (7.3%)	3 (7.1%)	4 (8.0%)	6 (5.9%)	8 (5.5%)	8 (4.3%)
PNA	7 (6.3%)	5 (7.0%)	5 (7.8%)	4 (7.6%)	3 (7.4%)	5 (6.1%)

Tabelle 4.1: Rang nach Varianzanteil und Varianzanteil (in Klammern) der Telekonnexionsmuster in der rotierten EOF-Analyse für die Monate November bis April.

Kapitel 5

Zusammenhang von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation

In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass troposphärische Telekonnexionsmuster einen großen Anteil der atmosphärischen Variabilität erklären. Aber haben diese Muster auch Auswirkungen auf die stratosphärische Zirkulation?

In dieser Arbeit steht die dynamische Kopplung infolge von planetarer Wellenausbreitung im Mittelpunkt des Interesses. Insbesondere wird der Frage nachgegangen, ob die unterschiedlichen Telekonnexionsmuster, die sich über die Nordhemisphäre verteilen unterschiedliche Auswirkungen auf die stratosphärische Zirkulation hervorrufen. Denn unabhängig von der Variabilität, die sie in der Troposphäre erklären besteht die Möglichkeit, dass einzelne Muster die stratosphärische Zirkulation beeinflussen und andere Muster wiederum keinen Einfluss zeigen.

Aus diesem Grund wird zunächst mithilfe einer Korrelationsanalyse untersucht, ob es Zusammenhänge zwischen troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation gibt. Dabei werden sowohl instantane als auch zeitverzögerte Korrelationsanalysen durchgeführt, um zu klären, auf welchen Zeitskalen die Zusammenhänge bestehen. Als troposphärische Größen stehen dafür die Indizes der einzelnen Telekonnexionsmuster zur Verfügung. Als stratosphärische Parameter werden die Monatsmittel der Temperatur und der geopotenziellen Höhe der NCEP/NCAR Reanalysedaten, bzw. ihre Anomalien vom mittleren Jahresgang auf dem 50 hPa-Niveau analysiert.

Die im Folgenden dargestellten Korrelationskarten zeigen jeweils die stratosphärischen Größen der Wintermonate Dezember, Januar und Februar. Der Index der troposphärischen Telekonnexionsmuster variiert hingegen, abhängig davon, ob instantane oder zeitversetzte Korrelationen gezeigt werden. Handelt es sich um instantane Korrelationen, so werden ebenfalls die Monate Dezember, Januar und Februar zur Bestimmung des Indexes herangezogen. Sind die Korrelationen hingegen einen

Monat zeitversetzt, so gehen die Monate November, Dezember und Januar in die Berechnungen ein.

Die zur Verfügung stehende Zeitperiode umfasst die Jahre 1948-2002. Die Korrelationsanalyse wird sowohl für den gesamten Zeitraum, als auch für den geteilten Zeitraum 1948-1977, bzw. 1978-2002 und die Periode 1990-2002 durchgeführt.

Ist in diesem Kapitel von Signifikanz die Rede, handelt es sich um Signifikanz der Korrelationen auf dem 99.9% Konfidenzniveau (siehe dazu t-Test in Kap. 3.2.1). Die signifikanten Gebiete sind in den Korrelationskarten mit weißen Linien gekennzeichnet.

5.1 Instantaner Einfluss auf stratosphärische Parameter

Um instantane Zusammenhänge zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre zu finden, wurde zunächst eine instantane Korrelationsanalyse für alle Telekonnexionsmuster durchgeführt. Als stratosphärischer Parameter ging die Temperatur des 50 hPa-Niveaus in die Berechnungen ein. Bei der Korrelationsanalyse wurde deutlich, dass die pazifisch-nordamerikanischen Telekonnexionsmuster ein signifikantes instantanes Signal zeigen. Deshalb werden im Folgenden die Ergebnisse der Analysen für die pazifisch-nordamerikanischen Muster gezeigt.

5.1.1 Westpazifisches Muster

Bei den Korrelationen des WP-Indexes mit den Temperaturanomalien des 50 hPa-Niveaus ergeben sich signifikante instantane Signale. Dabei befinden sich die signifikanten Gebiete nahezu über den Hauptaktionszentren des WP-Musters (Abb. 5.1), mit einer leichten Verschiebung Richtung Norden bzw. Nordosten (WP-Muster siehe Abb. 4.11). Es handelt sich also um eine quasi-barotrope Struktur. Das negativ korrelierte Temperaturband zieht sich vom westlichen Nordpazifik über Asien, Mittel- und Südeuropa bis in den Nordatlantik. Es liegt somit teilweise über dem südlichen Hauptzentrum des WP-Musters im Westpazifik. Das signifikante positive Korrelationszentrum befindet sich über den Aläuten und Nordamerika und nimmt in der Zeitperiode von 1990-2002, mit Korrelationswerten über 0.5 an Intensität zu (Abb. 5.1). Während das positive Korrelationsgebiet an Stärke zunimmt, nimmt während dieser Zeitspanne das negative Korrelationsband an Intensität ab und ist nur noch im Westpazifik und über Europa und dem Nordatlantik signifikant. Insgesamt bleibt die großskalige Struktur der Korrelationskarte während aller Zeitperioden unverändert.

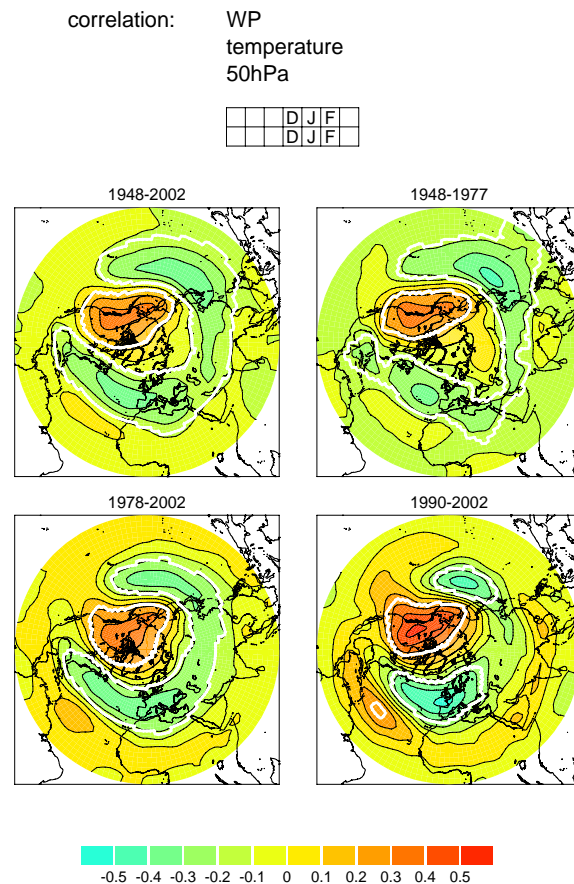


Abbildung 5.1: Korrelation des WP-Indexes (D,J,F) mit den Anomalien der Temperatur des 50 hPa-Niveaus (D,J,F), links oben: 1948-2002, rechts oben: 1948-1977, links unten: 1978-2002, rechts unten: 1990-2002; Signifikante Bereiche auf dem 99.9% Niveau sind durch die weißen Linien gekennzeichnet.

5.1.2 Pazifisch-Nordamerikanisches Muster

Die stärkste signifikante Korrelation lässt sich beim PNA-Muster, ähnlich wie beim WP-Muster, auf der instantanen Zeitskala finden (Abb. 5.2). Dabei ist erneut eine quasi-barotrope Struktur in den Korrelationskarten zu sehen, da die signifikanten Korrelationen teilweise direkt über den Aktionszentren des PNA-Musters zu finden sind. Hervorzuheben sind dabei die zwei Zentren über dem Pazifik, speziell das Zentrum über den Aläuten (PNA-Muster siehe Abb. 4.15). In dieser Region befindet sich ein signifikant positives Korrelationszentrum mit Werten bis zu 0.6 in der Periode 1948-1977. Es ist während aller Zeitperioden signifikant, allerdings in den Jahren 1948-1977 deutlich stärker. Im Zeitraum 1978-2002 und 1990-2002 (Abb. 5.2) gewinnt stattdessen die Korrelation des Zentrums in der Nähe Hawaiis an Bedeutung, seine signifikant korrelierte Fläche vergrößert sich. Die Struktur der Korrelationskarten bleibt in allen Zeitperioden nahezu unverändert, mit Schwankungen in der Stärke der Korrelationswerte.

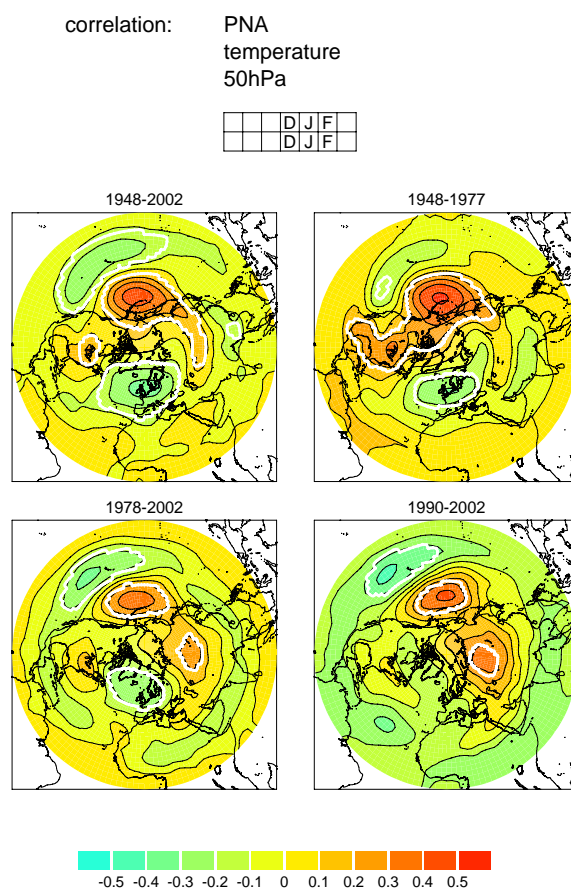


Abbildung 5.2: Korrelation des PNA-Indexes (D,J,F) mit den Anomalien der Temperatur des 50 hPa-Niveaus (D,J,F), links oben: 1948-2002, rechts oben: 1948-1977, links unten: 1978-2002, rechts unten: 1990-2002; Signifikante Bereiche auf dem 99.9% Niveau sind durch die weißen Linien gekennzeichnet.

5.2 Zeitverzögerter Einfluss auf stratosphärische Parameter

Um zeitversetzte Zusammenhänge zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre zu untersuchen, wurde eine zeitversetzte Korrelationsanalyse, wie am Anfang von Kapitel 5 beschrieben, für alle Telekonnexionsmuster durchgeführt. Dabei führt die Troposphäre mit einem Monat gegenüber den stratosphärischen Parametern, Temperatur und geopotenzielle Höhe (50 hPa-Niveaus). Wird im Folgenden nur die Korrelationskarte von einem dieser zwei Parameter gezeigt, so sind die Strukturen des zweiten Parameters ähnlich. Bei der so durchgeführten Korrelationsanalyse zeigten die Telekonnexionsmuster des nordatlantisch-europäischen Raumes signifikante zeitversetzte Zusammenhänge.

5.2.1 Nordatlantische Oszillation

Die Korrelationskarten des NAO-Indexes mit der einen Monat zeitversetzten stratosphärischen Temperatur weisen für unterschiedliche Zeitabschnitte unterschiedliche Korrelationsstrukturen auf (Abb. 5.3).

Während sich für die Gesamtperiode 1948-2002 und die Jahre 1948-1977 nahezu keine signifikant korrelierten Gebiete oder nur schwache Korrelationen ergeben, zeigen die Korrelationskarten der Jahre 1978-2002 bzw. 1990-2002 ein völlig verändertes Bild. Die Korrelationskarten dieser Zeitabschnitte beinhalten eine zonalsymmetrische Struktur mit signifikant positiven Korrelationen in tropischen und subtropischen Breiten und Korrelationswerten zwischen 0.4 und 0.5. Dies bedeutet, dass sich der Zusammenhang zwischen der NAO und der stratosphärischen Temperatur Ende der 70er Jahre grundlegend geändert hat. Die positive Phase der NAO ist dabei einen Monat später mit positiven Temperaturanomalien in subtropischen

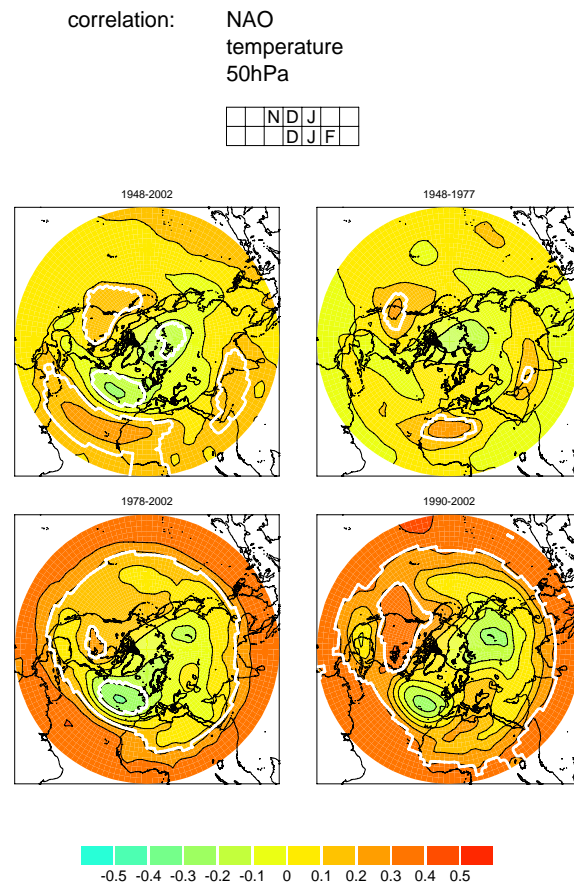


Abbildung 5.3: Korrelation des NAO-Indexes (N,D,J) mit den Anomalien der Temperatur des 50 hPa-Niveaus mit einem Monat Zeitversatz (D,J,F), links oben: 1948-2002, rechts oben: 1948-1977, links unten: 1978-2002, rechts unten: 1990-2002; Signifikante Bereiche auf dem 99.9% Niveau sind durch die weißen Linien gekennzeichnet.

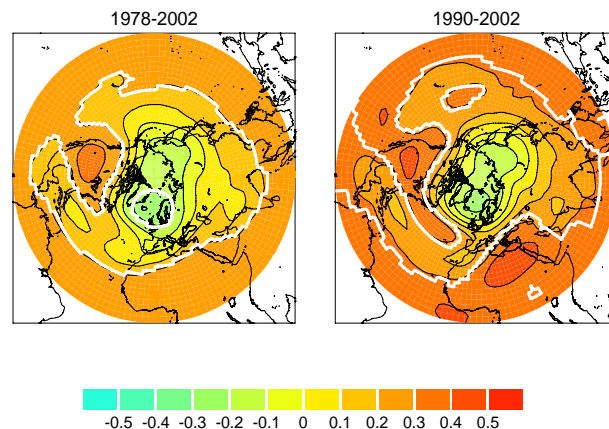


Abbildung 5.4: Korrelation des NAO-Indexes (N, D, J) mit Anomalien der geopotenziellen Höhe des 50 hPa-Niveaus mit einem Monat Zeitversatz (D, J, F), links: 1978-2002, rechts: 1990-2002; Signifikante Bereiche auf dem 99.9% Niveau sind durch die weißen Linien gekennzeichnet.

Breiten verbunden. Liegt hingegen eine negative NAO-Phase vor, kommt es einen Monat später zu anomal tiefen Temperaturen in der subtropischen Stratosphäre. Wird bei der Korrelationsanalyse die geopotenzielle Höhe der 50 hPa Fläche als stratosphärischer, meteorologischer Parameter herangezogen, so zeigt sich in den späten Zeitperioden eine vergleichbare zonalsymmetrische Ringstruktur in den Tropen und Subtropen (Abb. 5.4). Dabei ist erneut eine negative NAO-Phase mit negativen Anomalien in äquatorialen bis subtropischen, teilweise sogar mittleren Breiten verbunden, eine positive Phase mit positiven Anomalien der geopotenziellen Höhe.

5.2.2 Ostatlantisch-Westrussisches Muster

Korreliert man den Index des EA/WR-Musters (siehe Abbn. 4.5 und 4.6), das durch eine Wellenzugstruktur über Eurasien gekennzeichnet ist, mit den Anomalien der geopotenziellen Höhe des 50 hPa-Niveaus, so ist bei einer einmonatigen Zeitverschiebung die gleiche ringförmige, zonalsymmetrische Struktur in den Korrelationen (Abb. 5.5) wie bei dem Korrelationsmuster des NAO-Indexes mit der geopotenziellen Höhe sichtbar. Dabei ist eine hohe Phase des EA/WR-Musters, die sich in einem positivem Index äußert mit einer anomal niedrigen geopotenziellen Höhe in polaren Breiten und positiven geopotenziellen Höhenanomalien über niedrigen Breiten verbunden. Bei einer negativen Phase ist die geopotenzielle Höhe in polaren Breiten anomal hoch, in subtropischen dagegen anomal niedrig.

Die Musterstruktur der Korrelationen bleiben allerdings in allen Zeitabschnitten unverändert, d. h. es gibt keine abrupte Änderung Ende der 70er Jahre, wie zuvor noch bei der NAO gesehen. Die Korrelationen sind aber während der Zeitabschnitte 1978-2002 und 1990-2002 deutlich stärker und werden teilweise erst in diesen Perioden signifikant.

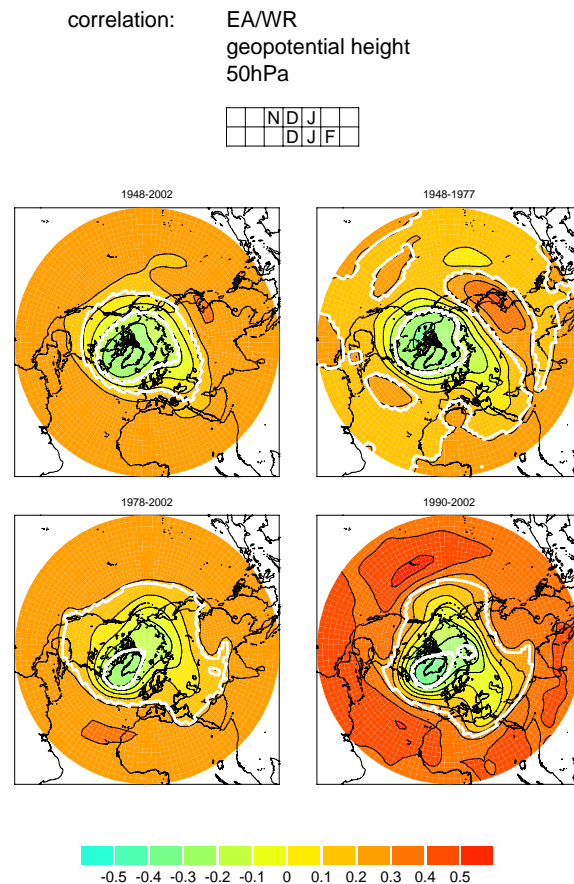


Abbildung 5.5: Korrelation des EA/WR-Indexes (N,D,J) mit der geopotenziellen Höhe des 50 hPa-Niveaus mit einem Monat Zeitversatz (D,J,F), links oben: 1948-2002, rechts oben: 1948-1977, links unten: 1978-2002, rechts unten: 1990-2002; Signifikante Bereiche auf dem 99.9% Niveau sind durch die weißen Linien gekennzeichnet.

5.2.3 Skandinavisches Muster

Beim SCA-Muster liegt das Hauptzentrum über Skandinavien und ist von zwei Zentren mit inversem Vorzeichen umgeben (Abb. 4.7). Korreliert man seinen Index (Abb. 4.8) mit den Temperaturanomalien in 50 hPa, ergibt sich erneut ein zonal-symmetrisches Korrelationsmuster (Abb. 5.6). Im Vergleich zu denen in Kap. 5.2.1 und 5.2.2 identifizierten Mustern ist das SCA-Muster während einer positiven Phase mit negativen Temperaturanomalien in subtropischen Breiten und anomal hohen Temperaturen in polaren Breiten verbunden. Ist seine Phase negativ, so sind die Temperaturen einen Monat später in der Stratosphäre in polaren Breiten anomal niedrig, in subtropischen Breiten dagegen hoch.

Die Struktur der Korrelationskarte bleibt über alle Zeitperioden konstant, allerdings steigen die Korrelationswerte in subtropischen Breiten in den Perioden 1978-2002 und 1990-2002 um einen Faktor zwei auf Werte von bis zu -0.7.

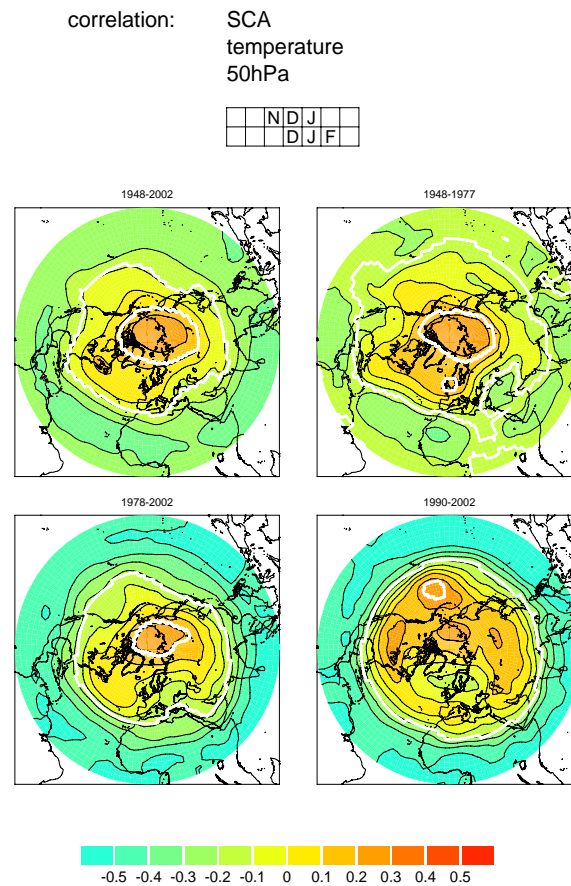


Abbildung 5.6: Korrelation des SCA-Indexes (N,D,J) mit den Anomalien der Temperatur des 50 hPa-Niveaus mit einem Monat Zeitversatz (D,J,F), links oben: 1948-2002, rechts oben: 1948-1977, links unten: 1978-2002, rechts unten: 1990-2002. Signifikante Bereiche auf dem 99.9% Niveau sind durch die weißen Linien gekennzeichnet.

5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Korrelationsanalysen von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit stratosphärischen Parametern durchgeführt. Die Analyse erfolgte sowohl instantan als auch mit einem Monat stratosphärischem Zeitverzug. Die Ergebnisse für das POL-, EP/NP- und EA-Muster werden hier nicht vorgestellt, denn diese Muster zeigen keine signifikanten Korrelationen mit den stratosphärischen Parametern.

Für die pazifischen Telekonnexionsmuster PNA und WP kristallisieren sich signifikante instantane und lokale Zusammenhänge heraus, die sich in einer quasi-barotropen Musterstruktur äußern. Die Struktur bleibt in allen Zeitabschnitten unverändert.

Zeitverzögerte Zusammenhänge mit stratosphärischen Parametern weisen die nord-

atlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster NAO, EA/WR und SCA auf. In den Korrelationskarten zeigt sich eine zonalsymmetrische Ringstruktur mit Anomalien in Temperatur und geopotenzieller Höhe über polaren Breiten und mit inversem Vorzeichen über subtropischen Gebieten. Dieser signifikante Zusammenhang wird in den Jahren ab 1978 besonders deutlich, bei der NAO besteht dieser Zusammenhang erst ab 1978.

Natürlich muss berücksichtigt werden, dass die stratosphärischen Daten in den Anfangsjahren auf wenigen Beobachtungen basieren (siehe Kap. 3.1.1), was später durch Assimilation einer erhöhten Anzahl Radiosonden- bzw. Satellitendaten in den Reanalysen verbessert wurde. Allerdings ändern sich die Korrelationen nicht signifikant, wenn die Jahre 1948-58 aus der Analyse eliminiert werden. Wäre es ein entscheidendes Datenproblem, müssten sich des Weiteren in allen Mustern nennenswerte Unterschiede zwischen der Perioden 1948-77 und 1978-2002 ergeben, was nicht der Fall ist. Deshalb wird ausgeschlossen, dass es sich bei den gefundenen Zusammenhängen um ein reines Datenphänomen handelt.

5.4 Diskussion

Die instantanen signifikanten Korrelationen des WP- bzw. PNA-Musters mit der stratosphärischen Temperatur äußern sich in Form einer quasi-barotropen Struktur. Diese barotropen Strukturen können ein Hinweis auf die verschwindenden Wellen sein, die in Kap. 2.3.2 und in Held (1983) beschrieben werden. Durch die Telekonnexionsmuster PNA und WP kommt es also in der pazifischen Troposphäre zu einer Anregung von Störungen. Wenn der Brechungsindex kleiner als 0 ist (siehe Kap. 2.3.2), würden die Störungen mit zunehmender Höhe an Energiedichte verlieren, wodurch die Störung mit der Höhe geringer wird, sich mit der Höhe nicht in Richtung Westen verlagert und sich ab einer gewissen Höhe durch eine quasi-barotrope Struktur äußert. Auch Honda und Nakamura (2001) finden im Pazifik solche Gebiete mit verschwindenden Wellen.

Bei den in Kapitel 5.2 gezeigten zeitverzögerten Korrelationen der nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster NAO, SCA und EA/WR mit der stratosphärischen Temperatur entstehen ringförmige, zonalsymmetrische Korrelationen. Die signifikanten Gebiete liegen in polaren und subtropischen Breiten. Diese Strukturen weisen auf einen Zusammenhang der nordatlantischen Muster mit der stratosphärischen Residualzirkulation (siehe Kap. 2.3.5) hin. Die negative Phase der NAO (siehe Abb. 4.1) ist mit einer Abschwächung des Zonalwindes im Nordatlantik verbunden, während die negative Phase des EA/WR-Musters bzw. die positive Phase des SCA-Musters (siehe Abbn. 4.5 und 4.7) mit blockierenden Hochdruckgebieten in Europa einhergehen. Durch die dadurch veränderte troposphärische Zirkulation werden im Nordatlantik und über Europa stationäre, planetare Wellen angeregt. Außerdem kommt es zu negativen Temperaturanomalien in subtropischen Breiten und zu positiven Anomalien in polaren Breiten, wie aus den Korrelationskarten in

Kap. 5.2 zu entnehmen ist. Zu diesen Zeiten könnten sich die angeregten, planetaren Wellen in die Stratosphäre ausbreiten (siehe Kap. 2.3.2) und die starke Westwindströmung abschwächen. Durch den abgeschwächten Polarjet käme es zu einer nahezu instantanen Verstärkung der Residualzirkulation (siehe Kap. 2.3.5) und einem damit verbundenen Temperaturanstieg durch adiabatische Kompression in polaren Gebieten, bzw. negativen Temperaturanomalien in den stratosphärischen Subtropen und Tropen. Durch die Tatsache, dass es sich bei der Korrelationsanalyse um Monatsmittelwerte handelt, wird aber die stärkste Kopplung mit der Temperatur erst einen Monat später erwartet, was auch aus den Korrelationskarten hervorgeht. Dies ist zu erwarten, da die Zeit, welche die Temperatur braucht bis sie sich wieder der Strahlungsgleichgewichtstemperatur annähert, bzw. der Temperatur, die sich zu Zeiten einer stationären Lage einstellt (engl. *Radiative Damping Time*), in 50 hPa Höhe etwa drei bis vier Wochen beträgt (Andrews et al., 1987). Kommt es in dieser Zeit zu einer erneuten Wellenanregung, so steigen die Temperaturanomalien, da sie sich akkumulieren noch weiter an. Durch die Tatsache, dass die Radiative Damping Time etwa drei bis vier Wochen beträgt, würde der Effekt der troposphärischen Telekonnexionsmuster NAO, SCA und EA/WR auf die stratosphärische Residualzirkulation bei der einen Monat zeitversetzten Korrelationsanalyse am deutlichsten, wie in Kap. 5.2 gezeigt, hervortreten. Sind die Phasen der Telekonnexionsmuster entgegengesetzt, kommt es dagegen zu höheren Temperaturen in subtropischen Breiten und niedrigeren in polaren Breiten, was mit einer Abschwächung der meridionalen Residualzirkulation einherginge.

Nun stellen sich die Fragen, warum diese Zusammenhänge vor allem oder verstärkt in den Jahren ab 1978 gefunden werden und ob die stratosphärische Zirkulation diese Kopplung beeinflusst. Aus diesem Grund wird zunächst in Kapitel 6 die stratosphärische Variabilität untersucht.

Kapitel 6

Einfluss stratosphärischer Variabilität auf den Zusammenhang von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der Stratosphäre

In Kapitel 5 wurden zeitverzögerte Zusammenhänge zwischen den nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern NAO, SCA und EA/WR und der stratosphärischen Zirkulation gefunden, die durch planetare Wellenausbreitung (siehe Kap. 2.3.2) von der Troposphäre in die Stratosphäre entstehen können. Dabei nimmt die Intensität seit 1978 zu. Um zu zeigen, warum der Zusammenhang von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation ab 1978 stärker wird, wird in diesem Kapitel auf die stratosphärische Variabilität eingegangen.

6.1 Variabilitätsmuster der nordhemisphärischen Stratosphäre im Winter

Für die vertikale Wellenausbreitung sind die stratosphärischen Bedingungen von großer Bedeutung. Deshalb wird zunächst die stratosphärische Variabilität untersucht. Die Variabilität in der Stratosphäre wird unter anderem durch den Einfluss der QBO, der Sonne, durch ENSO und Vulkane und durch die SSTs angetrieben. Diese Aspekte sind aber für die vorliegende Arbeit nur bedingt ausschlaggebend, weshalb ihr direkter Einfluss nicht untersucht wird. Es wird vielmehr unabhängig von deren Ursachen nach stratosphärischen wiederkehrenden Moden auf der NH gesucht. Da die nordhemisphärische Zirkulation in den mittleren und hohen Breiten

der Stratosphäre im Wesentlichen von einem großen kalten Polarwirbel und einem quasistationären Hoch über den Aläuten bestimmt wird (siehe Kap. 2.1.2.2 und Abb. 2.7), sind insbesondere Variabilitätsmuster von Interesse, die eine Verlagerung oder Abschwächung des Polarwirbels bewirken (Perlwitz und Graf, 1995, 2001).

Die Variabilität der Stratosphäre ist in den winterlichen mittleren Breiten und Polargebieten in der NH besonders groß, wie in Abb. 6.1 verdeutlicht wird. Die für Januar und Februar gemittelten Temperaturen des 30 hPa-Niveaus am Nordpol schwanken zwischen Werten unter -80°C und -54°C , d. h. es kommt zu einem unregelmäßigen Wechsel von warmen und kalten Wintern. Die kalten Winter, wie z. B. 1975/76 zeigen einen sehr kalten, ungestörten Polarwirbel an, während die Winter mit Temperaturen von -54°C im Winter 1986/87 auf große Stratosphärenerwärmungen (siehe Kap. 2.3.6) hindeuten.

Um die Variabilitätsmuster der Stratosphäre, die zu einer Beeinflussung des Polarwirbels führen zu identifizieren, wird eine EOF-Analyse (siehe Kap. 3.2.4) durchgeführt. Der Grund für die Anwendung einer einfachen, nicht rotierten EOF-Analyse ist, dass die Muster in der Stratosphäre allgemein zonalsymmetrischer und weniger lokal als in der Troposphäre sind. Als Datenbasis dienen die Monatsmittel der geopotenziellen Höhe des 30 hPa-Niveaus (NCEP/NCAR Reanalysen), die als Anomalien vom Langzeitmittel in die Berechnungen eingehen. Die Zeitperiode umfasst die Jahre 1958 bis 2002. Die Jahre 1948 bis 1957 wurden eliminiert, da die stratosphärischen Daten in diesem Zeitraum auf wenigen Beobachtungen beruhen und deshalb modellinduzierte Fehler beinhalten können (siehe Kap. 3.1.1). Die EOF-Analyse wird für die Nordhemisphäre von 20°N bis 90°N durchgeführt. Die Normierung der EOF-Muster erfolgt wie in Kap. 3.2.4 beschrieben, sodass die EOF-Muster die Einheiten tragen und für Werte der PCs von ± 1 ein typisches Anomaliemuster repräsentieren,

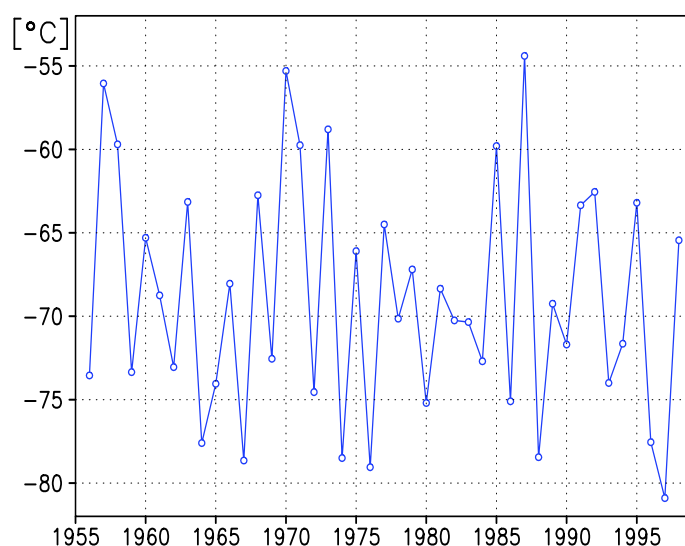


Abbildung 6.1: Zeitreihe der Monatsmitteltemperaturen in 30 hPa im Januar und Februar von 1955-1998 am Nordpol (Labitzke, 2000).

wobei die PC-Zeitreihe die Standardabweichung 1 aufweist.

Im Folgenden werden die wichtigsten Muster der Stratosphäre für die Monate November bis Januar vorgestellt, wobei die Anomaliewerte zwischen -20 gpm und 20 gpm zur besseren Übersicht nicht dargestellt werden. Die Monate wurden übereinstimmend mit den Monaten der troposphärischen Telekonnexionsmuster gewählt, die in die Korrelationsanalyse in Kap. 5.2 gingen und den stärksten Zusammenhang mit der stratosphärischen Zirkulation zeigten.

6.1.1 1. EOF: Der Polarwirbel

Die 1. EOF zeigt in allen Wintermonaten den Polarwirbel (Abb. 6.2). Er intensiviert sich im Zeitverlauf von November bis Januar, mit maximalen Anomaliewerten im Zentrum des Musters von 310 gpm, die in der Abbildung nicht zu erkennen sind, da

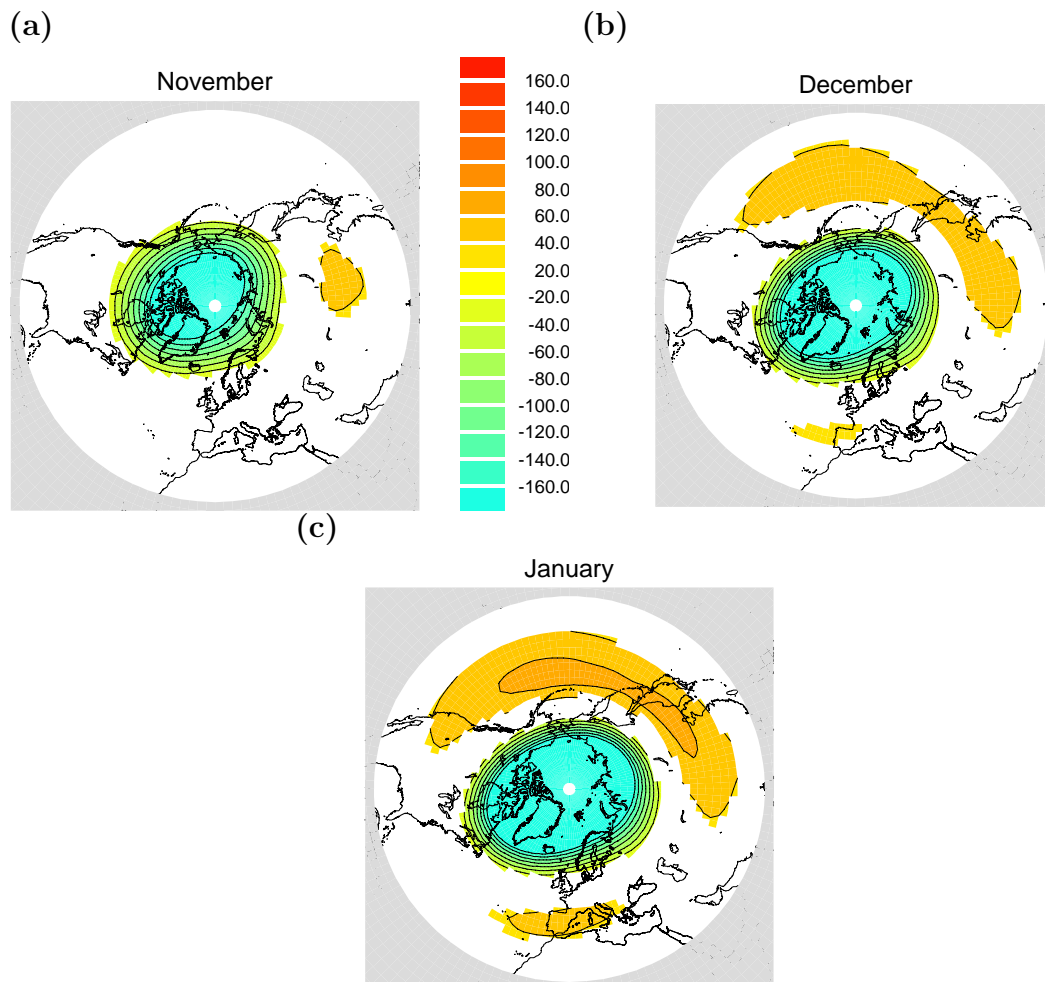


Abbildung 6.2: 1. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien [gpm] in 30 hPa (1958-2002): Der Polarwirbel (a) im November, (b) im Dezember und (c) im Januar.

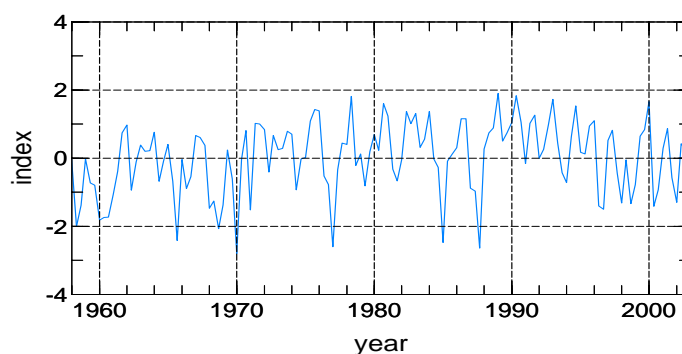


Abbildung 6.3: Normierter Index (PC1) des Polarwirbels von 1958-2002 der Monate November bis Januar.

die Muster einheitlich skaliert wurden. In den gezeigten Monaten erklärt die 1. EOF zwischen 50% und 55% stratosphärischer Variabilität und ist damit die dominante Struktur der winterlichen polaren Stratosphäre. Während eines positiven Indexes (siehe Abb. 6.3), der von Ende der 80er Jahre bis Mitte der 90er Jahre sehr häufig auftrat, ist der Polarwirbel kalt und ungestört. Während Zeiten mit negativem Index, wie in den Anfangsmonaten des Winters 1987/88 befindet sich der Polarwirbel in einem sehr schwachen Zustand, wie er z. B. nach einem Zusammenbruch in Folge einer Stratosphärenerwärmung auftreten kann.

Das Zentrum der EOF liegt in Januar über dem Nordpol, weshalb die Nordpoltemperatur (Abb. 6.1) sehr aussagekräftig für den Polarwirbel ist.

6.1.2 2. und 3. EOF: Wellenzahl-1-Muster (WNR1)

Allgemein treten in einer EOF-Analyse die Wellenstrukturen als EOF-Paare mit einem ähnlichen Wert an erklärter Varianz auf. Demzufolge zeigt sich das Auftreten ausgeprägter Welle-1-Strukturen in der Stratosphäre in der 2. und 3. EOF. Deshalb werden für sie die Abkürzungen WNR1a und WNR1b eingeführt. Diese Abkürzungen werden im Folgenden nur für die stationären Wellenstrukturen dieser EOFs verwendet und sind nicht zwangsläufig identisch mit den Wellen der zonalen Wellenzahl 1, die mittels einer räumlichen Wellenzahlanalyse bestimmt werden.

Abb. 6.4 stellt die 2. EOF von November bis Januar dar. Sie erklärt in diesen Monaten zwischen 14% (Januar) und 17% (November, Dezember) Varianz. Diese Struktur wird WNR1a-Struktur genannt und zeigt während einer positiven (negativen) Phase im Dezember und Januar ein Maximum (Minimum) über weiten Teilen Kanadas, Alaska und den Aläuten und ein elongiertes Minimum (Maximum) mit zwei Zentren über Nordwesteuropa und Sibirien. Im November ist die Phase etwas in Richtung Osten verschoben, aus den zwei Zentren des Minimums wird ein Zentrum über Sibirien und Asien. Die synoptische Situation des WNR1a-Musters deutet auf einen warmen, schwächeren und verschobenen Polarwirbel hin, der während einer positiven Phase z. B. durch Kanadische Stratosphärenerwärmungen im Frühwinter (November-Dezember) entstehen kann, oder mit einer Verstärkung des stratosphäri-

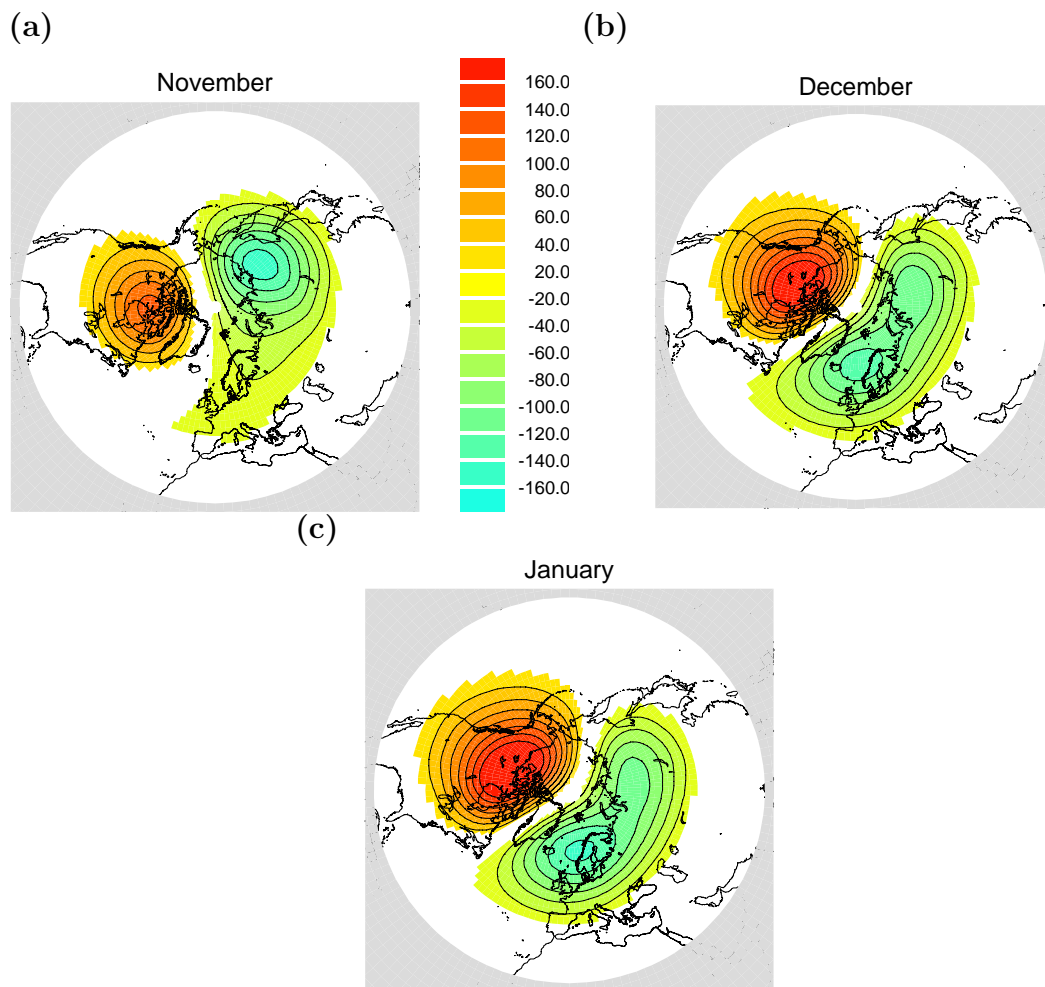


Abbildung 6.4: 2. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien [gpm] in 30 hPa (1958-2002): WNR1a-Muster (a) im November, (b) im Dezember und (c) im Januar.

schen Aläutenhochs bei Kanada und einer gleichzeitigen Elongation des Polarwirbels verbunden ist (siehe dazu Labitzke (1977, 1982)).

Starke positive Phasen des Musters traten in den Wintern 1983/84 und 1994/95 auf (siehe Abb. 6.5), die mit einem gestörten und in Richtung Europa verschobenen Polarwirbel einhergehen. Starke negative Phasen mit einem in Richtung Kanada verschobenen Polarwirbel sind dagegen seltener und vorwiegend in den Wintern von 1958/59 bis 1966/67 zu finden. Insgesamt zeigt die Zeitreihe einen positiven Trend bis 1983/84, der sich danach nicht fortsetzt.

Die 3. EOF (Abb. 6.6), mit WNR1b-Muster bezeichnet, erklärt von November bis Januar zwischen 10% und 12% an stratosphärischer Varianz. Somit lassen sich bereits mit den ersten drei EOFs, Polarwirbel, WNR1a-Muster und WNR1b-Muster, 74% bis 84% der Gesamtvariabilität der nordhemisphärischen Stratosphäre erklären. Ein Zentrum des WNR1b-Musters liegt im Dezember und Januar über Grönland

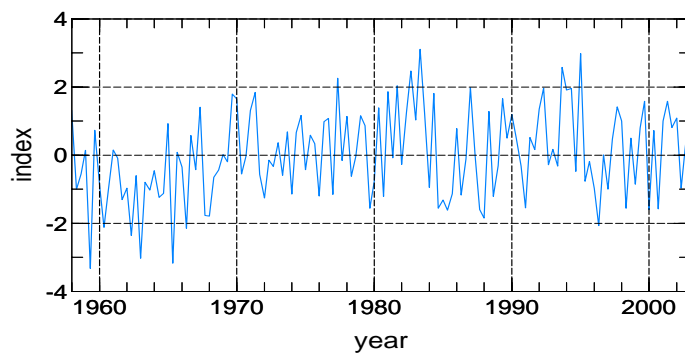


Abbildung 6.5: Normierter Index (PC2) des WNR1a-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.

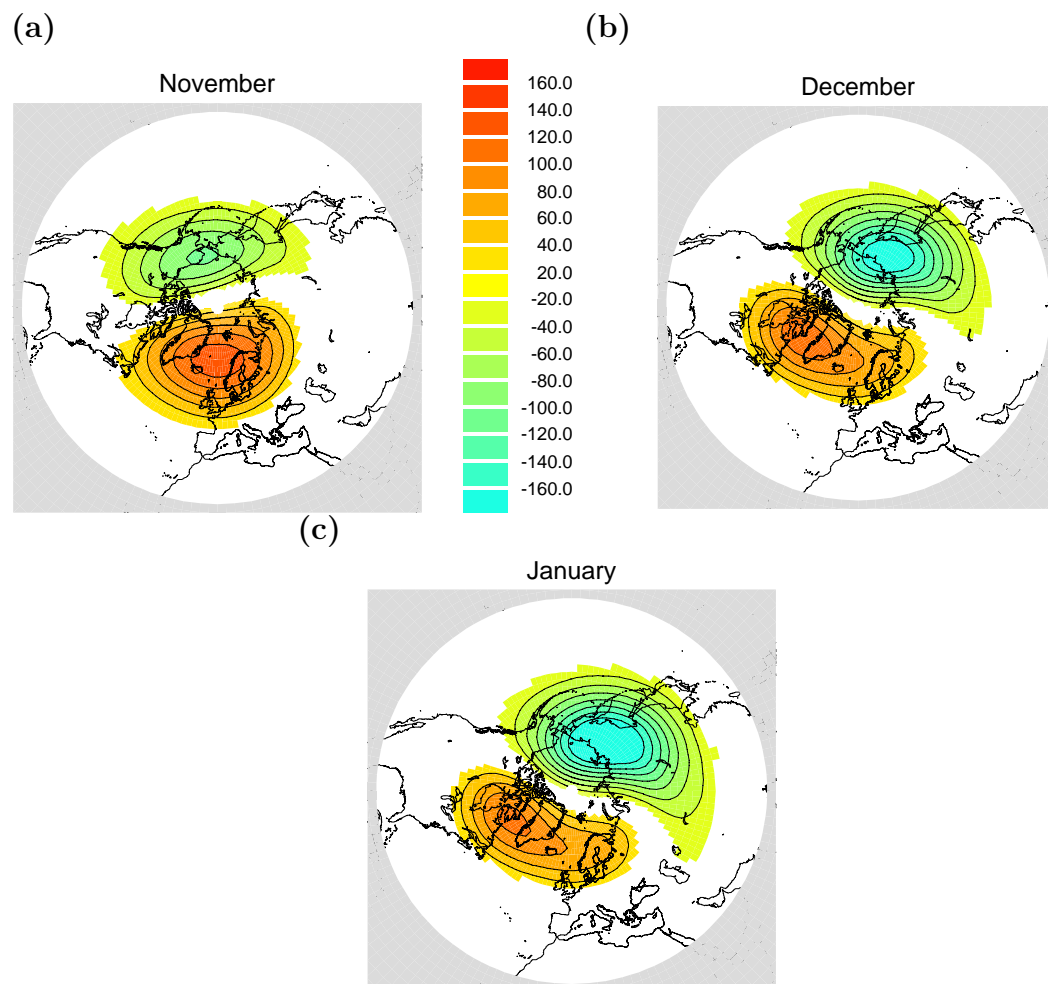


Abbildung 6.6: 3. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien [gpm] in 30 hPa (1958-2002): WNR1b-Muster (a) im November, (b) im Dezember und (c) im Januar.

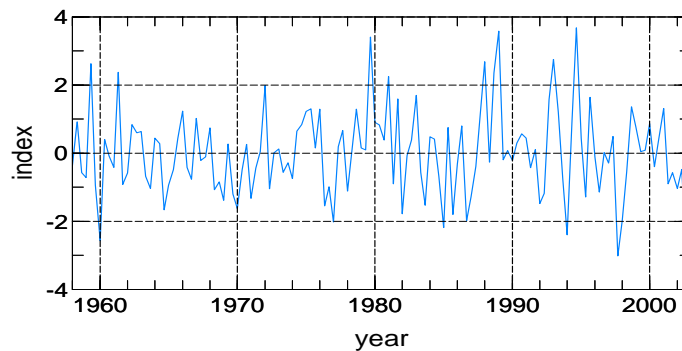


Abbildung 6.7: *Normierter Index (PC3) des WNR1b-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.*

und weiten Teilen des Nordatlantiks, das Zentrum mit entgegengesetztem Vorzeichen über dem Kolymagebirge und Ostsibirien. Dabei ist die Phase im November erneut um zirka 20° nach Osten verschoben. In Wintermonaten mit starker WNR1b-Struktur ist der Polarwirbel erneut gestört, schwächer und damit wärmer als im Mittel. Die Verschiebung ist dabei vom Vorzeichen des Indexes abhängig. Bei einem stark negativem Index wird der Polarwirbel in Richtung Nordatlantik verschoben, wie es z. B. im Winter 1997/98 der Fall war (siehe Abb. 6.7), als es aufgrund eines sehr starken El Nino Ereignisses zu einem gestörten Polarwirbel kam. Während Monaten mit stark positivem Index kommt es zu einer Verlagerung des Polarwirbels in Richtung Ostasien, wie in den Wintern 1988/89 und 1994/95 zu sehen. Dieses Muster ist ähnlich zu einer synoptischen Situation mit einem Hoch über dem Nordatlantik.

6.1.3 4. und 5. EOF: Wellenzahl-2-Muster (WNR2)

Die Wellenzahl-2-Struktur, die, wie schon bei WNR1, in zwei EOF-Mustern auftritt (4. EOF: WNR2a und 5. EOF: WNR2b), erklärt mit Werten zwischen 4% und 6% einen großen Teil der bisher noch nicht bestimmten Variabilität der winterlichen, nordhemisphärischen Stratosphäre. Dabei sind die jeweiligen Muster gegeneinander verschoben. Das WNR2a-Muster (Abb. 6.8) beinhaltet zwei Zentren gleichen Vorzeichens über den Aläuten und Skandinavien, die sich bei einem positivem Index durch negative Anomalien der geopotenziellen Höhe auszeichnen. Zwei weitere Zentren mit inversem Vorzeichen befinden sich über Sibirien und den Baffininseln bzw. dem Nordosten Kanadas, wobei das Zentrum bei Kanada am schwächsten ausgeprägt ist. Im Januar ist es nicht zu erkennen, da seine Anomaliewerte der geopotenziellen Höhe kleiner als 20 gpm sind. Die negativen Zentren intensivieren sich im Januar und erstrecken sich über eine größere Fläche.

Die Zeitreihe des WNR2a-Musters (Abb. 6.9) zeigt häufig Extremwerte. Die positiven Werte treten verstärkt in den 90er Jahren, wie z. B. 1996/97 auf. Negative Indizes sind dagegen häufig in den 80er Jahren zu beobachten.

Das WNR2b-Muster (Abb. 6.10) ist die zweite WNR2-Struktur. Es zeichnet sich bei

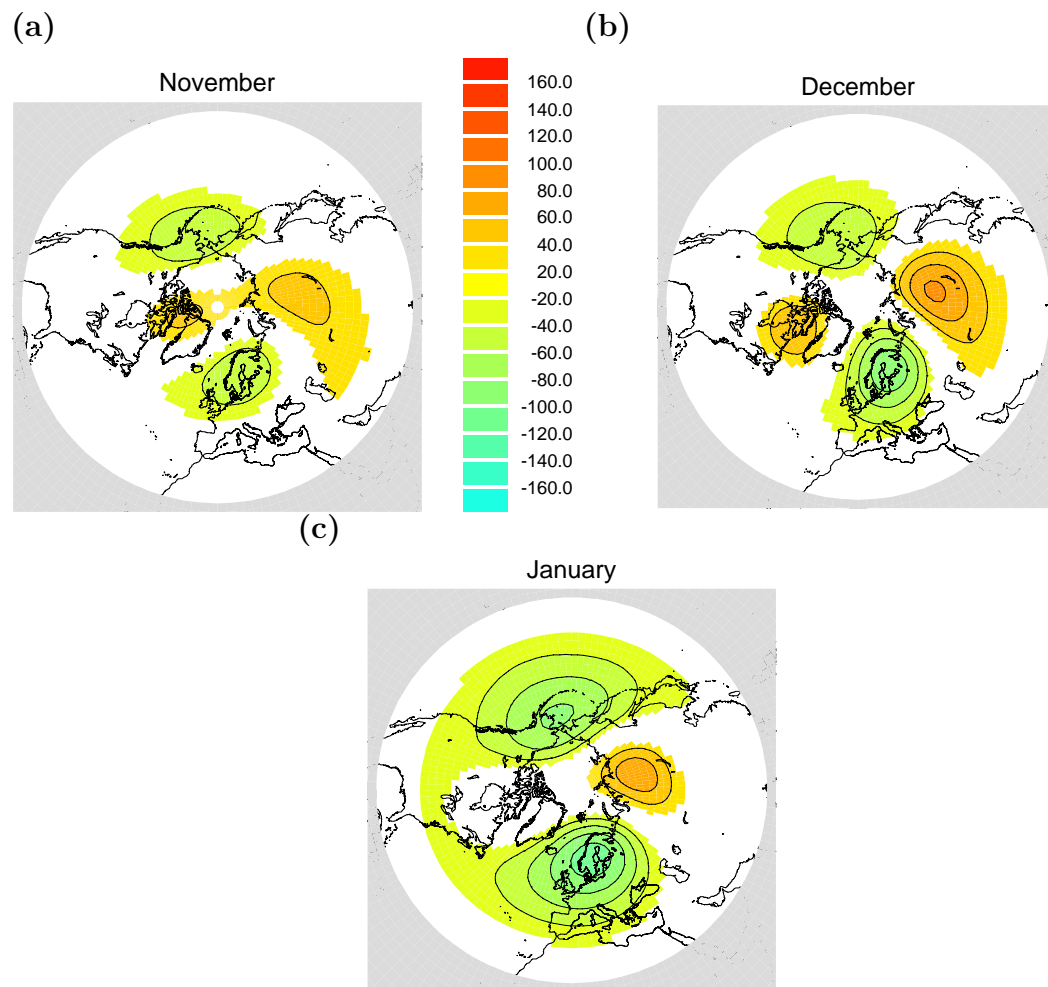


Abbildung 6.8: 4. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien [gpm] in 30 hPa (1958-2002): WNR2a-Muster (a) im November, (b) im Dezember und (c) im Januar.

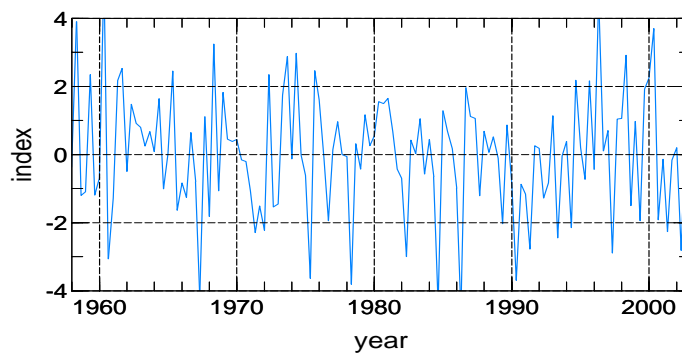


Abbildung 6.9: Normierter Index (PC_4) des WNR2a-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.

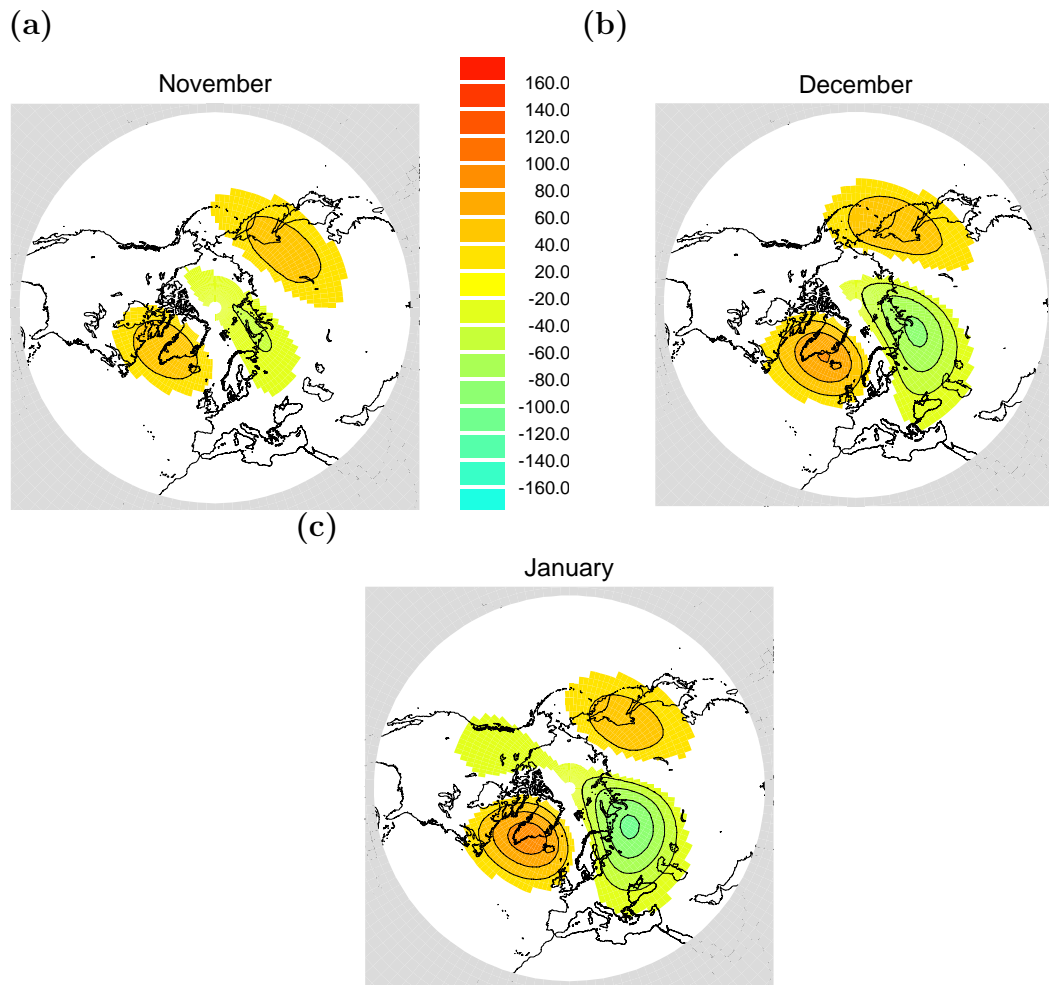


Abbildung 6.10: 5. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien [gpm] in 30 hPa (1958-2002): WNR2b-Muster (a) im November, (b) im Dezember und (c) im Januar.

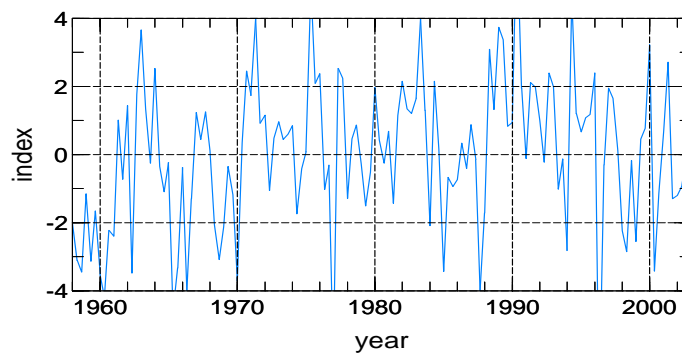


Abbildung 6.11: Normierter Index (PC5) des WNR2b-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.

einem positiven Index durch positive Anomalien über Grönland und Kamschatka, der Beringsee und dem Ochotskischem Meer aus. Ein starkes negatives Anomaliezentrum liegt über weiten Teilen Osteuropas. Das Zweite ist im November und Dezember nicht sichtbar, intensiviert sich aber im Januar über Alaska und Westkanada. Das gesamte Muster wird im zeitlichen Verlauf von November bis Januar gesehen stärker, mit Werten bis zu -140 gpm bzw. 100 gpm im Januar. Die Zeitreihe (Abb. 6.11) zeigt eine hohe Variabilität des Musters, wie schon beim WNR2a-Index gesehen, mit extrem positiven Werten Anfang der 90er und extrem niedrigen Ende der 90er Jahre.

Insgesamt sehen die WNR2-Muster (Abb. 6.8 und 6.10) wie starke stationäre planetare Wellen der Wellenzahl 2 aus.

6.2 Änderungen der Eigenschaften der Wellenzahl 1

Die in Kapitel 6.1 gezeigten Wellenstrukturen beeinflussen den Polarwirbel, was wiederum Rückwirkungen auf die Struktur des stratosphärischen Windfeldes hat und zu Änderungen in den Wellenausbreitungsbedingungen (siehe Kap. 2.3.2) führen kann. Deswegen werden im Folgenden die bekannten Änderungen der geopotenziellen Höhenwelle 1 aufgeführt und Veränderungen der WNR1-Strukturen der EOF-Analyse untersucht, die Auswirkungen auf den Zusammenhang von troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation haben könnten. Dabei werden die Änderungen ab 1958 untersucht. Dies erfolgt aus dem gleichen Grund wie in Kap. 6.1, da die Reanalysedaten für den frühen Zeitraum wenig Beobachtungen beinhalten und deshalb Modellfehler enthalten sein können.

Von der stationären planetaren geopotenziellen Höhenwelle 1 ist aus der Literatur bekannt, dass ihre maximale Amplitude in der Stratosphäre von Anfang der 70er Jahre bis 1996 eine signifikante Zunahme zu verzeichnen hat (Abb. 6.12, Naujokat et al., 1997). Dabei ist diese Welle in Abb. 6.12 durch eine Fourieranalyse berechnet worden und spiegelt somit die planetare zonale geopotenzielle Welle 1 wieder. Sie weist eine hohe interannuale Variabilität auf, aber im Mittel zeigt sie einen Anstieg von 76.6 gpm pro Dekade. Der Trend der planetaren Höhenwelle 2 beträgt dagegen pro Dekade lediglich 22.4 gpm (Abb. 6.12).

Neben einem Anstieg der Amplituden der planetaren geopotenziellen Höhenwelle 1 liegt außerdem ein Anstieg in der Anzahl der Tage vor, an denen die Welle 1 in der Stratosphäre eine Amplitude von über 700 gpm erreicht, was ein eindeutigeres Kennzeichen für die zunehmende Wellenstärke ist (Abb. 6.13, Naujokat et al., 1997). Da bei der Höhenwelle 1 in der für diese Arbeit bedeutsamen Periode von 1978-2002 ein Amplitudenwachstum vorliegt (Naujokat et al., 1997), wird dieser Tatsache nachgegangen und das WNR1a-Muster (Abb. 6.4) und WNR1b-Muster (Abb. 6.6) genauer untersucht, da diese EOFs planetare, zonale Welle 1 Anteile enthalten.

Um zeitliche Veränderungen in der Stärke der WNR1-Strukturen (2. EOF und 3. EOF) zu finden, wurde zuerst eine Trendanalyse der PCs der WNR1-Muster für

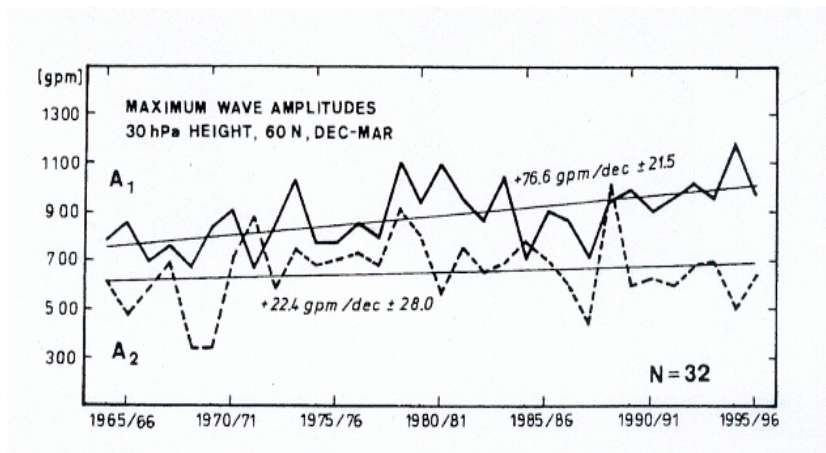


Abbildung 6.12: Maximale Wellenamplituden der geopotenziellen Welle 1 (durchgezogene) und Welle 2 (gestrichelte Linie) in 30 hPa Höhe bei 60 °N von Dezember bis März mit linearer Regressionslinie (Naujokat et al., 1997).

die Monate November, Dezember und Januar vorgenommen, die für die Zeitreihen der WNR1a- und WNR1b-Muster zwar einen positiven, aber keinen signifikanten Trend ergeben und deshalb nicht gezeigt werden. Allerdings müssen sich Veränderungen im Index nicht zwangsläufig durch einen signifikanten Trend äußern. Eine weitere Methode ist die Berechnung von Häufigkeitsverteilungen (siehe Kap. 3.2.3). Um Unterschiede zwischen der Zeitperiode 1958-1977 und 1978-2002 zu sehen, wurden die Häufigkeitsverteilungen der Zeitreihen (PC1 und PC2 der EOF-Analyse, siehe Kap. 6.1) in die frühe Periode 1958-1977 und die anschließende Periode 1978-2002 aufgeteilt und in der Abbildung 6.14a und b dargestellt. Die Aufteilung des Zeitraumes wird deshalb vorgenommen, da die besten Zusammenhänge zwischen den

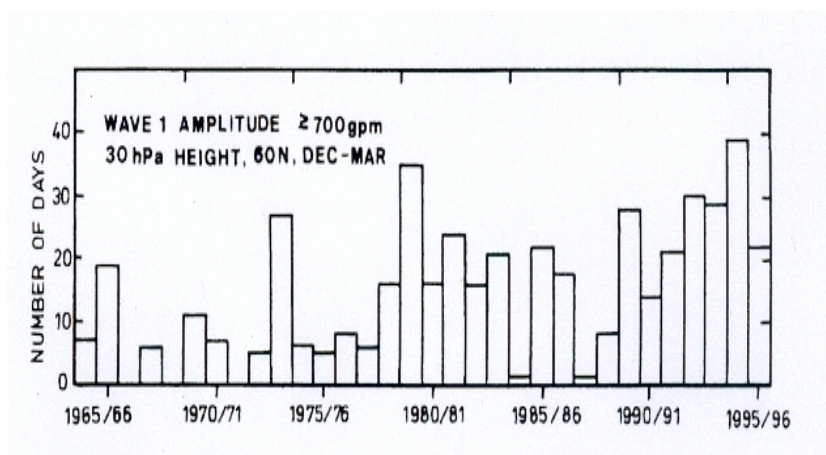


Abbildung 6.13: Anzahl an Tagen der geopotenziellen Höhenwelle-1-Amplitude (30 hPa, 60 °N) > 700 gpm in der Wintersaison (Dezember - März) (Naujokat et al., 1997).

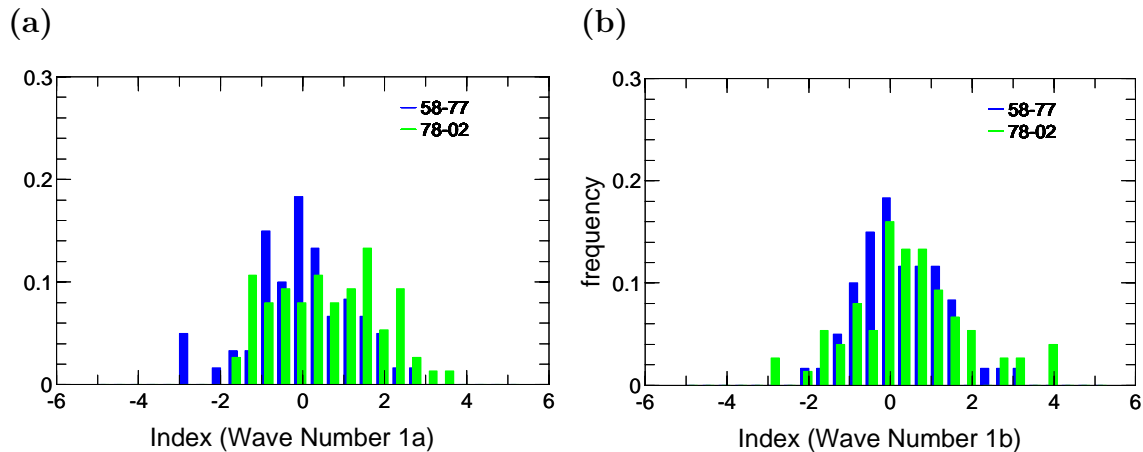


Abbildung 6.14: *Relative Häufigkeiten der monatlichen Zeitreihen [%/100] (a) des WNR1a-Musters und (b) des WNR1b-Musters für die Periode 1958-1977 (blau) und 1978-2002 (grün) der Monate November bis Januar.*

troposphärischen Telekonnexionsmustern NAO, SCA und EA/WR und der stratosphärischen Zirkulation im Zeitraum 1978-2002 gefunden wurden (siehe Kap. 5.2) und die Kopplung in den Jahren vorher schwächer ist.

Die Häufigkeitsverteilungen des WNR1b-Musters (Abb. 6.14b) zeigen in den einzelnen Perioden kleine Unterschiede, wie häufigere positive Extrema in der Periode ab 1978 und häufigere Werte zwischen Null und -1.5 in der Periode von 1958-77. Allerdings liegt der Modus in beiden Verteilungen bei Null und die Schiefe ist leicht positiv. Die Abweichungen erweisen sich daher mithilfe des U-Tests (siehe Kap. 3.2.3) auf dem 95% Konfidenzniveau als nicht signifikant.

Die Verteilung des WNR1a-Indexes von 1978-2002 (Abb. 6.14a) ergibt dagegen im U-Test auf dem 95% Niveau signifikante Unterschiede zur Periode 1958-1977. Während die Häufigkeitsverteilung von 1958-1977 (blau) eine unimodale Struktur zeigt, mit einem Modus bei Null und einer leicht positiven Schiefe, ist die Häufigkeitsverteilung der Jahre 1978-2002 (grün) von bimodalem Charakter, mit einem Hauptmaximum bei 1.8 und einem Nebenmaximum zwischen 0.4 und -1.6. Die Werte der Verteilung sind im Bereich zwischen 0.5 bis 3.8 wesentlich häufiger als in der Verteilung der frühen Jahre. Es treten somit häufiger positive Extremwerte auf.

6.3 Die Auswirkungen des WNR1a-Musters

Die Verstärkung des WNR1a-Musters in der Periode 1978-2002, die durch die Verschiebung der Häufigkeitsverteilung zu positiveren Werten in Abb. 6.14a gezeigt wurde, hat eine stärkere Verschiebung des Polarwirbels in Richtung Europa zur Folge. Dadurch kommt es zu einer Verlagerung des Polarjets, was zu einer Änderung

der planetaren Wellenausbreitungsbedingungen im Nordatlantik führen kann. Aufgrund dessen wird im Folgenden der Theorie nachgegangen, ob die Struktur und Stärke des WNR1a-Musters in der Stratosphäre die signifikanten Korrelationen der Telekonnexionsmuster NAO, SCA und EA/WR mit der stratosphärischen Zirkulation beeinflusst. In Kapitel 5.2 war ein starker Unterschied zwischen den Zeitperioden ab und bis 1977 in den Korrelationen dieser troposphärischen nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster und der stratosphärischen Zirkulation festgestellt worden.

Die Zeitreihe des WNR1a-Musters (PC2) wird daher in den Monaten November, Dezember und Januar als Maß für anomal stark ausgeprägte WNR1a-Strukturen herangezogen. Als Schwellenwerte des WNR1a-Indexes werden die Werte 0.5 (stark positive WNR1a-Amplitude) und -0.5 (stark negative WNR1a-Amplitude) gewählt (Abb. 6.15). Würde die Standardabweichung als Schwellenwert fungieren, gingen zu wenige Monate in die Berechnungen ein, um eine signifikante Aussage zu treffen.

Um den Einfluss des WNR1a-Musters in der Stratosphäre auf die Kopplung von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation zu zeigen, wird der Index des WNR1a-Musters als Filter verwendet. Das bedeutet, dass in den Wintermonaten November, Dezember und Januar mit Indexwerten über dem Schwellenwert von 0.5 (unter -0.5) instantan der Index der troposphärischen Telekonnexionsmuster mit den einen Monat zeitversetzten Temperaturanomalien in der Stratosphäre korreliert wird.

Somit findet nicht wie in Kapitel 5 eine Unterteilung in einzelne Zeitperioden statt, sondern eine Einteilung in stark positive WNR1a-Indexwerte und stark negative WNR1a-Indexwerte.

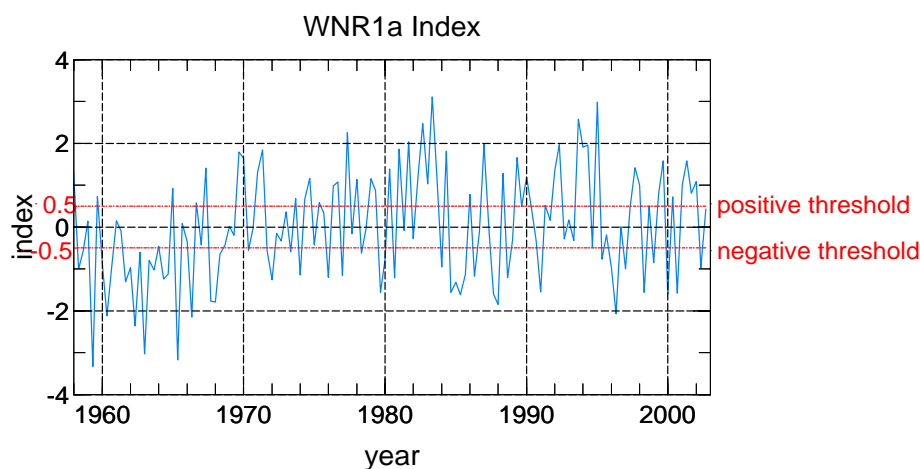


Abbildung 6.15: Zeitreihe des WNR1a-Musters von 1958-2002 für die Monate November, Dezember und Januar mit den Schwellenwerten 0.5 und -0.5.

6.3.1 Die NAO

Nach der Klassifizierung positiver WNR1a-Index und negativer WNR1a-Index wurde die Korrelation der NAO mit der einen Monat zeitverzögerten stratosphärischen Temperatur des 50 hPa-Niveaus in Abb. 6.16 vorgenommen.

Die Korrelationskarte, die den NAO-Index (November, Dezember, Januar) in Monaten mit stark positivem WNR1a-Index (siehe Abb. 6.15) und die Temperaturanomalien einen Monat zeitverzögert beinhaltet (Abb. 6.16 links), weist in der Struktur große Ähnlichkeit mit den Korrelationskarten der Abb. 5.3 unten auf, die für die Zeitabschnitte 1978-2002 und 1990-2002 stehen. Die Muster stimmen nicht nur gut überein und zeigen einen starken Einfluss der NAO auf die stratosphärische Zirkulation, bei dem Vergleich wird außerdem deutlich, dass die Korrelationswerte in Abb. 6.16 höher sind. Dabei ist nicht nur der subtropische Ring signifikant positiv korreliert, der mit negativen Temperaturanomalien während einer negativen NAO-Phase und positiven Temperaturanomalien während einer positiven NAO-Phase verbunden ist. Ebenso ist das polare Gebiet auf dem 99.9% Niveau signifikant negativ korreliert. Somit herrschen in hohen Breiten bei positivem NAO-Index niedrigere Temperaturen als im Mittel und in Monaten mit negativem Index anomal hohe Temperaturen vor.

Dieser Vergleich verdeutlicht, dass der starke Zusammenhang der NAO mit der stratosphärischen Zirkulation nicht auf die Jahre 1978-2002 beschränkt ist. Er ist immer dann gegeben, wenn das WNR1a-Muster in der Stratosphäre stark positiv ausgeprägt ist und der Polarwirbel und damit auch der Polarjet in Richtung Eu-

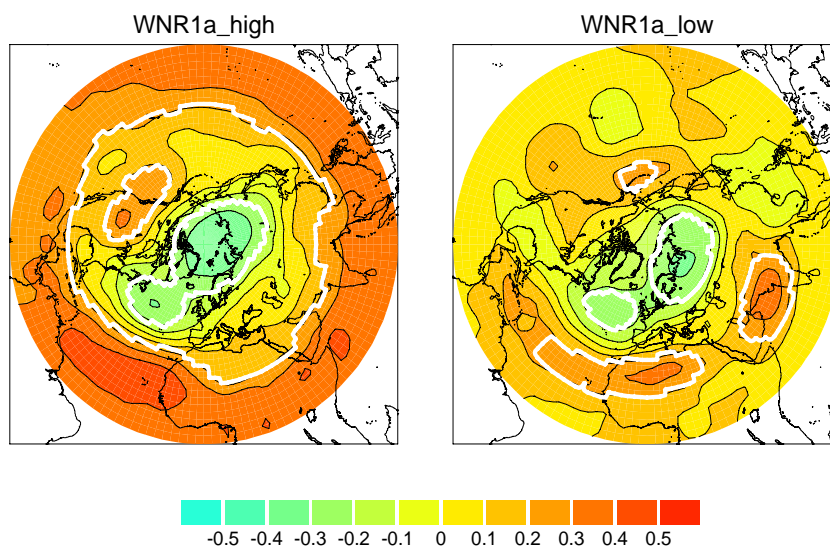


Abbildung 6.16: Korrelation des NAO-Indexes (N,D,J) mit den Temperaturanomalien des 50 hPa-Niveaus (D,J,F), wenn der WNR1a-Index > 0.5 (links) bzw. < -0.5 (rechts); Die weißen Linien geben die signifikanten Korrelationen des 99.9% Niveaus an.

ropa verlagert ist. Durch die Tatsache, dass diese synoptische Situation öfter in den Jahren 1978-2002 vorkam (siehe Abb. 6.15), wird die starke Kopplung in den Korrelationskarten der Jahre 1978-2002 und 1990-2002 (Abb. 5.3 unten) sichtbar. Der eigentliche Kopplungsmechanismus wirkt allerdings bei einer stark positiven Ausprägung des WNR1a-Musters. Wird der stark negative WNR1a-Index als Filter eingesetzt, der eine Verlagerung des Polarwirbels in Richtung Kanada beschreibt, zeigt die entsprechende Korrelationskarte (Abb. 6.16 rechts) keine Anzeichen einer Kopplung mit der Stratosphäre, sondern ist ähnlich zu den Korrelationsmustern der Perioden 1948-1977 und 1948-2002 in Abb. 5.3.

6.3.2 Das SCA-Muster

Führt man die Korrelationsanalyse für das SCA-Muster und die stratosphärische Temperatur in 50 hPa mit den eben beschriebenen Filterkriterien durch, so kann auch hier die Korrelationsstruktur der Abb. 5.6 unten, die für die Jahre 1978-2002 bzw. 1990-2002 steht reproduziert werden (siehe Abb. 6.17 links).

Hier sind die Korrelationen invers zum NAO-Muster. Gehen nur die Wintermonate mit stark positivem WNR1a-Index in die Korrelationsanalyse ein (Abb. 6.17 links), so sind die Korrelationswerte um 0.1 bis 0.3 höher als in den Wintermonaten von 1978-2002 bzw. 1990-2002 in Abb. 5.6 unten, mit dem deutlichsten Zuwachs in den polaren Gebieten. Hier zeigt die Korrelationskarte eine große signifikante Fläche mit positiven Korrelationen, wobei die höchsten direkt über dem Nordpol liegen. Diese spiegeln die anomal hohen (niedrigen) Temperaturen während einer hohen (niedrigen) SCA-Phase wider. Betrachtet man die Korrelationen während eines stark

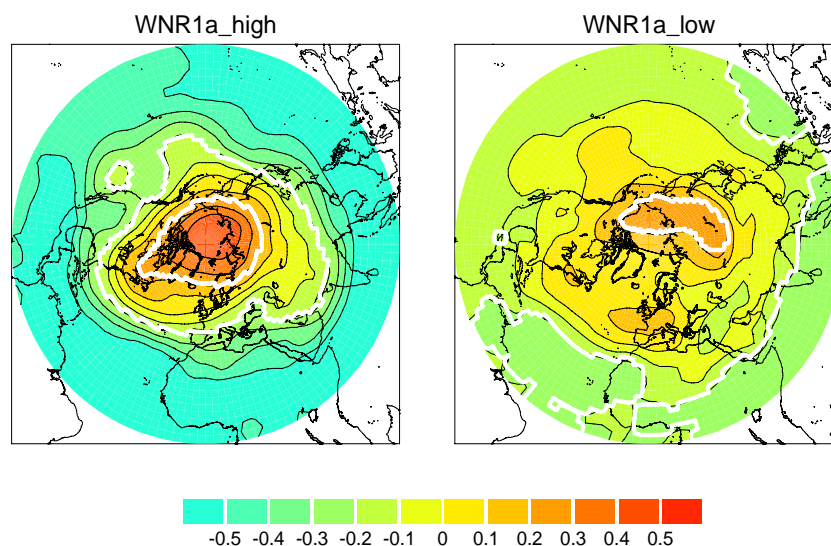


Abbildung 6.17: Korrelation des SCA-Indexes (N,D,J) mit den Temperaturanomalien des 50 hPa-Niveaus (D,J,F), wenn der WNR1a-Index > 0.5 (links) bzw. < -0.5 (rechts); Die weißen Linien geben die signifikanten Korrelationen des 99.9% Niveau an.

negativen WNR1a-Index (Abb. 6.17 rechts), so ist die Struktur der Karte ähnlich, die Werte allerdings um einen Faktor 2 kleiner und meist nicht signifikant.

6.3.3 Phase des WNR1-Musters

Der Kopplung von troposphärischen, nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation kann durch die Abb. 6.16 und 6.17 eine starke Abhängigkeit von der Intensität und dem Vorzeichen des WNR1a-Musters nachgewiesen werden. Daraus wird deutlich, dass der Polarwirbel und der Polarjet in Richtung Europa verschoben sein müssen, um einen starken Zusammenhang zwischen der NAO, bzw. dem SCA-Muster und der stratosphärischen Zirkulation zu finden. Es stellt sich nun die Frage, ob die Phasenlage und damit der Ort der Maxima der Wellenzahl 1 exakt der Phasenlage des WNR1a-Musters (wie in Abb. 6.4 dargestellt) entsprechen muss, um die stärkste dynamische Kopplung zwischen den troposphärischen, nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation zu erhalten.

Aus diesem Grund wird nach der Phase gesucht, für welche die Korrelationen der NAO und des SCA-Musters mit der Stratosphäre am größten sind und die offensichtlich besten Wellenausbreitungsbedingungen aufweist. Deshalb wird ein kombinierter WNR1a/WNR1b Index, der von der Phasenlage ϕ abhängt:

$$\text{WNR1}(\phi) = \sin\phi \cdot \text{WNR1a} + \cos\phi \cdot \text{WNR1b}, \quad (6.1)$$

für verschiedene ϕ -Werte von 0° bis 180° konstruiert. Dabei wird ϕ nur bis 180° und nicht bis 360° berechnet, da sich ab 180° die Phasenlage wiederholt, jedoch die negativen Indexwerte eingehen. Da allerdings nach der Phase des positiven WNR1a-Musters gesucht wird, wird ϕ von 0° bis 180° gewählt. WNR1a und WNR1b stehen in Gl. 6.1 für die Indexwerte der entsprechenden Muster (siehe Kap. 6.1.2). Analog zu den Abbn. 6.16 links und 6.17 links sind die Korrelationen in Abb. 6.18 und 6.19 nur für hohe positive Werte von $\text{WNR1}(\phi)$ berechnet. Als Schwellenwert wird erneut der Wert 0.5 herangezogen. In beiden Abbildungen wird deutlich, dass die stärksten Korrelationen, verbunden mit dem signifikanten ringförmigen Muster, bei einem Winkel von $60^\circ - 140^\circ$ zu finden sind. Für diese Phasen ist der Einfluss des WNR1b-Musters gering. Die stärksten Korrelationen würden somit bei einem Winkel ϕ von 90° auftreten. Daraus lässt sich ableiten, dass die Phase der WNR1 exakt mit der Phase des WNR1a-Musters in Abb. 6.4 übereinstimmen muss, um die besten Korrelationen der NAO und des SCA-Musters mit der stratosphärischen Zirkulation zu erhalten. Somit muss der Polarwirbel und der damit verbundene Polarjet eine Verlagerung in Richtung Europa aufweisen, um die besten Wellenausbreitungsbedingungen über dem Nordatlantik und Europa zu erhalten. Deshalb ist der Index des WNR1a-Musters der relevante Filter für die NAO und das SCA-Muster.

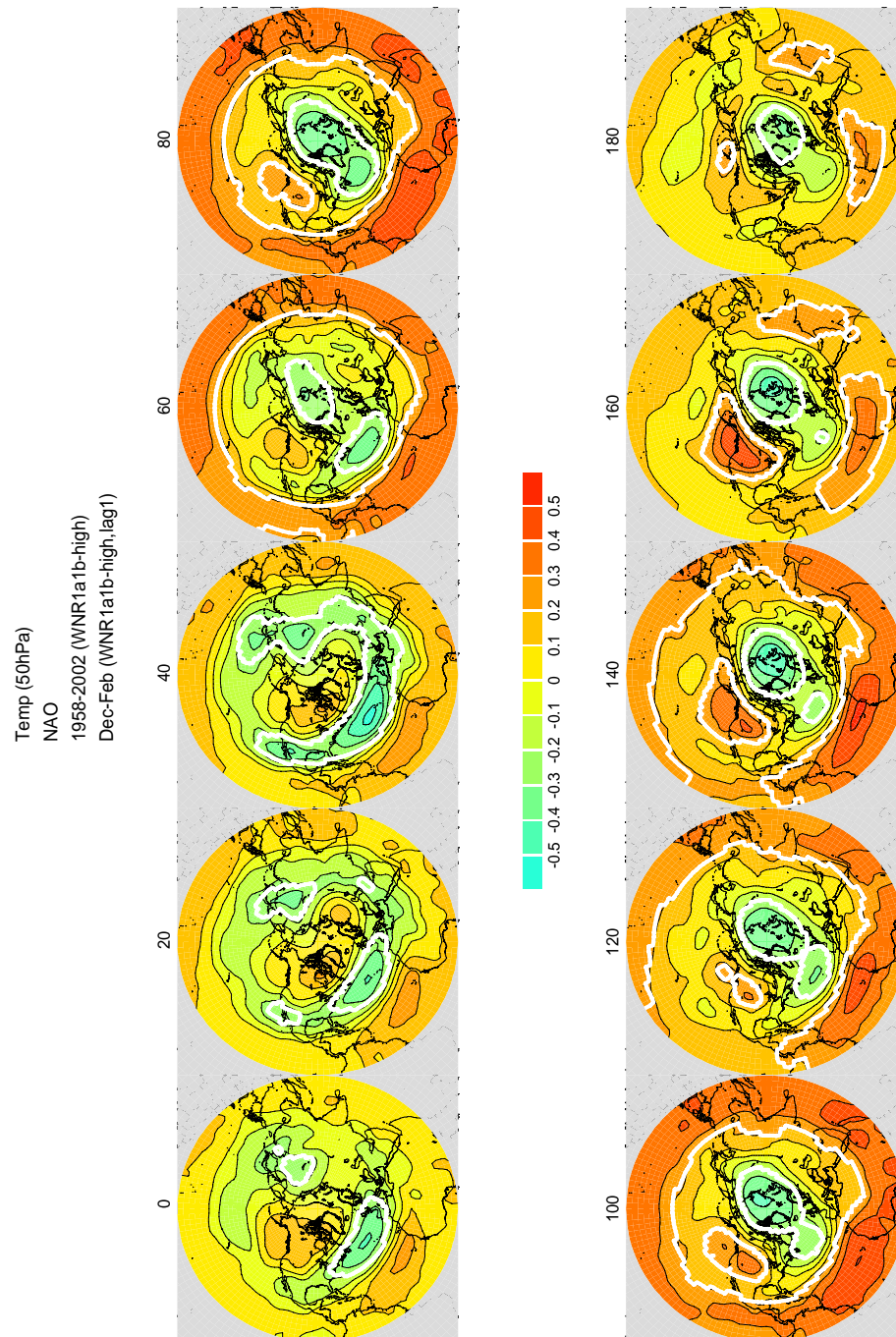


Abbildung 6.18: Korrelationen der Temperaturanomalien in 50 hPa (D,J,F) und des NAO-Indexes (N,D,J), wenn WNR1-Index > 0.5 und $\phi=0^\circ, \dots, 180^\circ$ in 20° -Schritten; Über den Abbildungen steht der Wert des für die jeweilige Indexberechnung des WNR1-Filters verwendeten Winkels ϕ ; Die weißen Linien geben die signifikanten Bereiche des 99.9% Konfidenzniveaus an.

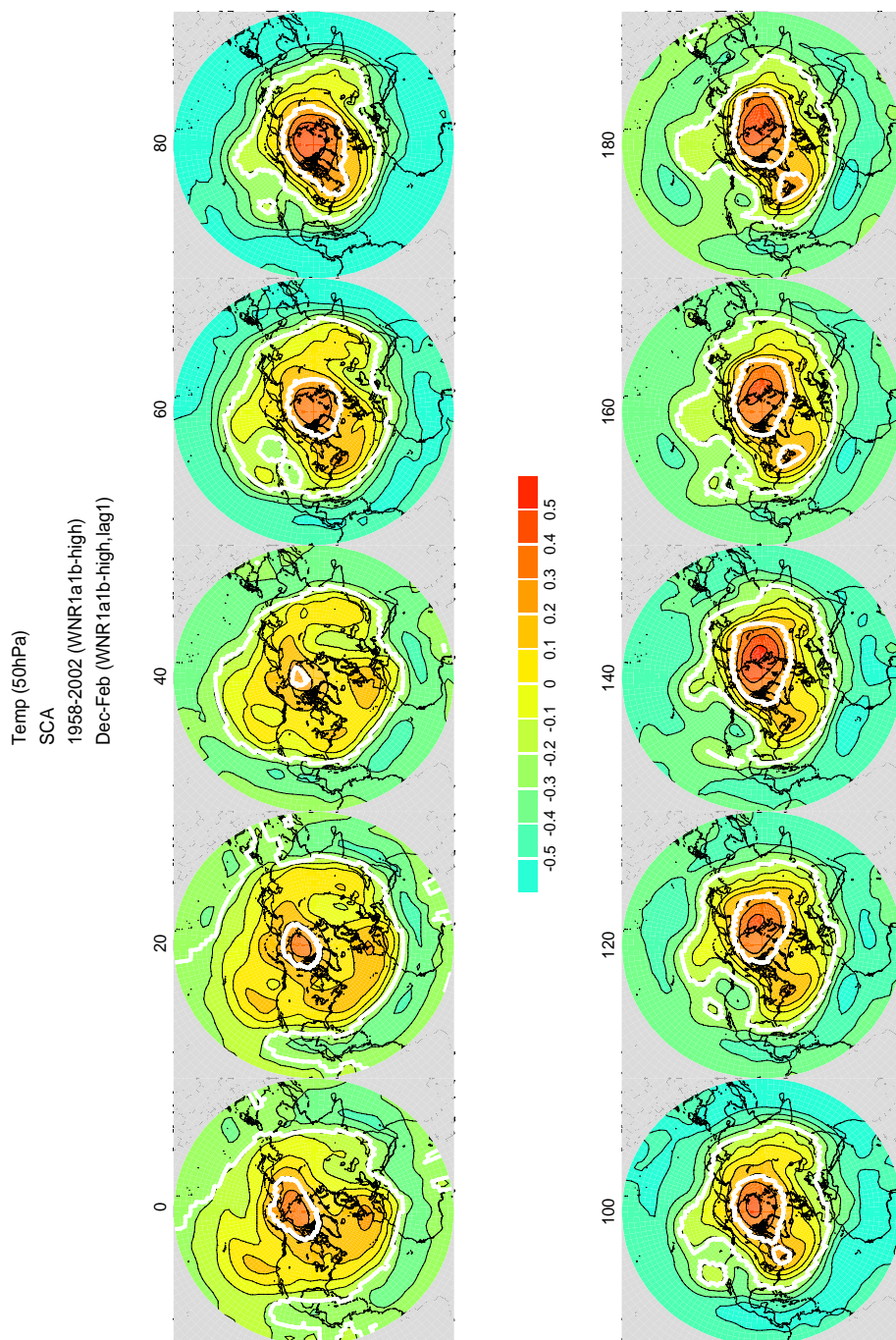


Abbildung 6.19: Korrelationen der Temperaturanomalien in 50 hPa (D,J,F) und des SCA-Indexes (N,D,J), wenn WNR1-Index > 0.5 und $\phi=0^\circ, \dots, 180^\circ$ in 20° -Schritten; Über den Abbildungen steht der Wert des für die jeweilige Indexberechnung des WNR1-Filters verwendeten Winkels ϕ ; die weißen Linien geben die signifikanten Bereiche des 99.9% Konfidenzniveaus an.

Zusammengefasst bedeutet dies, dass der größte Einfluss der NAO und des SCA-Musters, also nordatlantisch-europäischer Telekonnexionsmuster auf die stratosphärische Zirkulation stattfindet, wenn die WNR1-Struktur stark positiv ist und ihre Phase mit der Phase des WNR1a übereinstimmt. Die Ergebnisse für das EA/WR-Muster (hier nicht gezeigt) sind ähnlich und bestätigen den Zusammenhang mit dem WNR1a-Muster.

6.4 Zusammenfassung und Diskussion

Um den in Kapitel 5.2 erörterten starken Zusammenhang zwischen den troposphärischen Telekonnexionsmustern NAO, SCA und EA/WR und der stratosphärischen Zirkulation ab Ende der 70er Jahre zu untersuchen, wurde in diesem Kapitel die Variabilität und die damit verbundene Beeinflussung des Polarwirbels in der Stratosphäre untersucht. Dabei wurde auf dominante, wiederkehrende Moden in der Stratosphäre eingegangen, die den Polarwirbel und damit auch den Polarjet in seiner Lage und Stärke beeinflussen und damit Änderungen in den vertikalen Wellenausbreitungsbedingungen bewirken können. Dazu wurde eine EOF-Analyse mit den Monatsmitteln der geopotenziellen Höhe in 30 hPa durchgeführt. Die ersten drei EOFs erklären bereits zwischen 74% und 84% an stratosphärischer Variabilität, wobei in der 2. und 3. EOF, die hier als WNR1a- und WNR1b-Muster bezeichnet werden, zonale planetare Wellen 1 enthalten sind.

Naujokat et al. (1997) zeigten, dass die Amplitude der zonalen geopotenziellen Höhenwelle 1 ab Anfang der 70er Jahre an Stärke zugenommen hat. Dies wurde zum Anlass genommen, um die PCs der EOFs genauer zu untersuchen, die zonale Wellenstrukturen 1 enthalten. Dabei wurde der Polarwirbel als Grundzustand angenommen und die wichtigsten Störungen, die eine zonale Wellenstruktur 1 enthalten betrachtet. Bei ihnen handelt es sich um das WNR1a- und WNR1b-Muster. Ihre Zeitreihen für November, Dezember und Januar von 1958-2002 zeigen zwar einen positiven, aber keinen signifikanten Trend. Spaltet man allerdings den Zeitraum in die Perioden 1958-1977 und 1978-2002 auf, wie auch in Kapitel 5 für die Korrelationsanalyse vorgegangen wurde, so zeigen die Häufigkeitsverteilungen der Zeitreihe des WNR1a-Musters signifikante Unterschiede. Der wichtigste Unterschied ist die Verschiebung der Verteilung in Richtung positiver Werte für den Abschnitt ab 1978. Somit war das WNR1a-Muster in dieser Periode häufig in einem positivem Zustand und außerdem besonders stark ausgeprägt.

Bei der Anwendung der Korrelationsanalyse wie in Kapitel 5.2, nur ohne Aufteilung in bestimmte Zeitabschnitte, sondern einer Einteilung in stark positive WNR1a-Index Monate und stark negative WNR1a-Index Monate zeigen sich in den zeitverzögerten Korrelationen der nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster NAO, SCA und EA/WR mit der stratosphärischen Temperatur die gleichen Strukturen wie in Kap. 5.2. Die Korrelationswerte sind dabei höher als bei der Aufteilung in bestimmte Zeitperioden. Eine Untersuchung der Phasenlage des Welle-1-Musters macht außerdem deutlich, dass die Phase der Welle 1 der des WNR1a-Musters ent-

sprechen muss, um den stärksten und signifikanten Zusammenhang zwischen den troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation zu erhalten.

In diesem Kapitel wird deutlich, dass die besten Zusammenhänge zwischen troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation in Wintermonaten mit stark positivem WNR1a-Muster bestehen. In diesen Monaten kommt es zu einer Verschiebung des Polarwirbels in Richtung Europa, damit wird auch der Polarjet verschoben. Somit könnten sich aufgrund von veränderten Zonalwinden auch die Wellenausbreitungsbedingungen (siehe Kap. 2.3.2) im Nordatlantik und über Europa verändern. Bei einer negativen NAO und einem niedrigen EA/WR-Muster bzw. bei einem stark positiven SCA-Muster geht man davon aus, dass es aufgrund der positiven Druckanomalien des Islandtiefs und negativen Anomalien des Azorenhochs (siehe Abb. 4.1), eines blockierenden Hochs in der Nähe des Urals bzw. über Skandinavien (siehe Abbn. 4.5 und 4.7) zu einer meridionalen Auslenkung der troposphärischen zonalen Strömung und somit zu einer verstärkten Anregung von stationären planetaren Wellen kommt. Diese könnten sich bis in die Stratosphäre ausbreiten und dort die starke Westwindströmung abschwächen. Dadurch käme es zu einer verstärkten Residualzirkulation (siehe Kap. 2.3.5), was bereits in Kapitel 5.4 diskutiert wurde.

Es stellt sich nun die Frage, ob diese veränderten Wellenausbreitungsbedingungen wirklich beobachtet werden und weshalb sich die Kopplung auf die nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster beschränkt. Deshalb werden in Kapitel 7 die Ursachen und Mechanismen dieser ringförmigen Korrelationsstrukturen detailliert untersucht.

Kapitel 7

Mechanismen der Zusammenhänge von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der Stratosphäre

Die Kopplung von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der Stratosphäre wurde bisher anhand von statistischen Analysen untersucht. Diese ergaben eine instantane Korrelation der pazifisch-nordamerikanischen Muster PNA und WP mit der stratosphärischen Temperatur, die sich in einer quasi-barotropen Struktur äußerte (siehe Kap. 5.1). Die Korrelationen der nordatlantisch-europäischen Muster NAO, SCA und EA/WR mit der einen Monat zeitversetzten Temperatur in der Stratosphäre zeigten eine zonalsymmetrische Struktur, die vor allem in den Jahren 1978-2002 (siehe Kap. 5.2) auftrat. Letzteres konnte auf eine veränderte stratosphärische Zirkulation mit einem stark positiven WNR1a-Muster und damit einem nach Europa verschobenen Polarwirbel zurückgeführt werden (Kap. 6.3).

Für ein tieferes Verständnis der bereits in Kap. 5 und 6 gefundenen Zusammenhänge, die sich in Form von quasi-barotropen und zonalsymmetrischen Strukturen äußern werden in diesem Kapitel anhand von dynamischen Methoden die physikalischen Mechanismen analysiert.

7.1 Mechanismen für die zonalsymmetrischen Korrelationsstrukturen

Im Folgenden sollen die Ursachen und der Mechanismus der starken Kopplung der nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster NAO, SCA und EA/WR mit der stratosphärischen Zirkulation, die alle während einer stark positiven WNR1a-Musterausprägung auftraten (siehe Kap. 6.1-6.3), untersucht werden. Deshalb werden das Mittel des Zonalwindes, des EP-Flusses und seiner Divergenz sowie des Brechungsindex für die Wintermonate (N,D,J) mit stark positivem und stark ne-

gativem WNR1a-Index (Kompositen) sowie deren Differenzen berechnet und diskutiert.

7.1.1 Zonalwind

Bei der Wellenausbreitung von quasi-stationären Wellen von der Troposphäre in die Stratosphäre spielen nach der vereinfachten Theorie von Charney und Drazin (1961) die zonalen Windgeschwindigkeiten eine entscheidende Rolle, da sich stationäre, planetare Wellen nur bei nicht zu hohen Westwindgeschwindigkeiten ausbreiten können (siehe Kap. 2.3.2). Auch wenn dieses vereinfachte Kriterium die Ausbreitungsbedingungen in der realen Atmosphäre nicht umfassend beschreiben kann, liefert die Analyse der Zonalwindfelder wichtige Hinweise auf Änderungen der Wellenausbreitungsbedingungen.

Deshalb wird zunächst ein Höhen-Breiten-Schnitt der zonalgemittelten Zonalwinde der NH ab der mittleren Troposphäre (500 hPa) bis in die Stratosphäre (10 hPa) (Abb. 7.1) gezeigt. Links (rechts) oben wird das Mittel über alle November-,

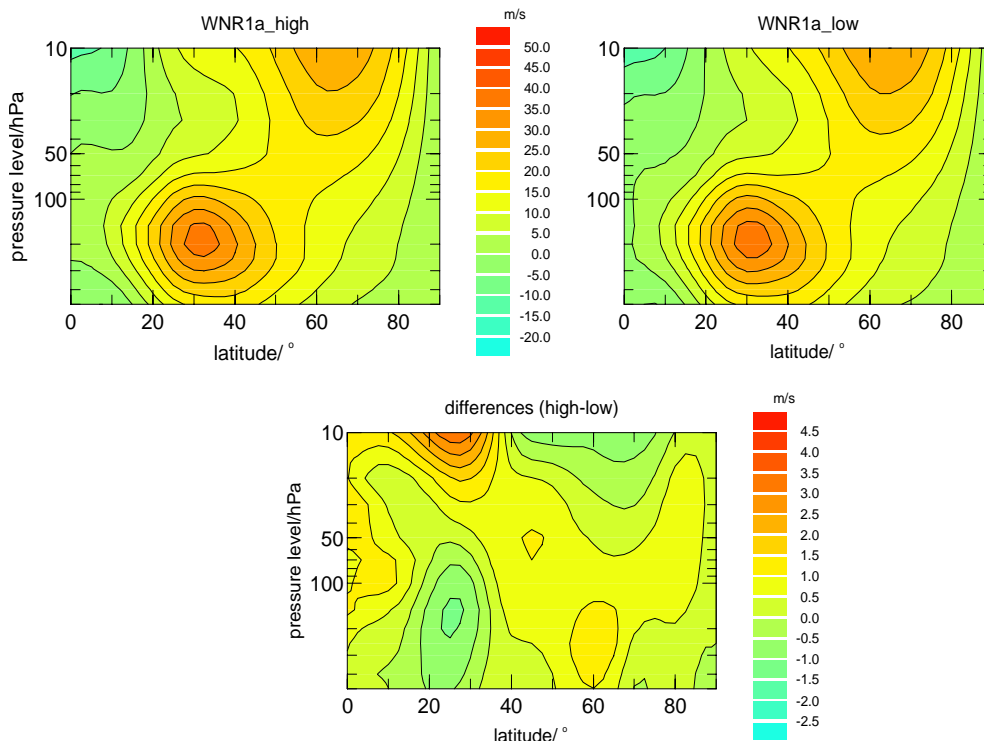


Abbildung 7.1: Mittel des zonalgemittelten Zonalwindes [m/s] der NH über November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 1958-2002, wenn der WNR1a-Index > 0.5 (links oben), < -0.5 ist (rechts oben), bzw. die Differenzen (unten).

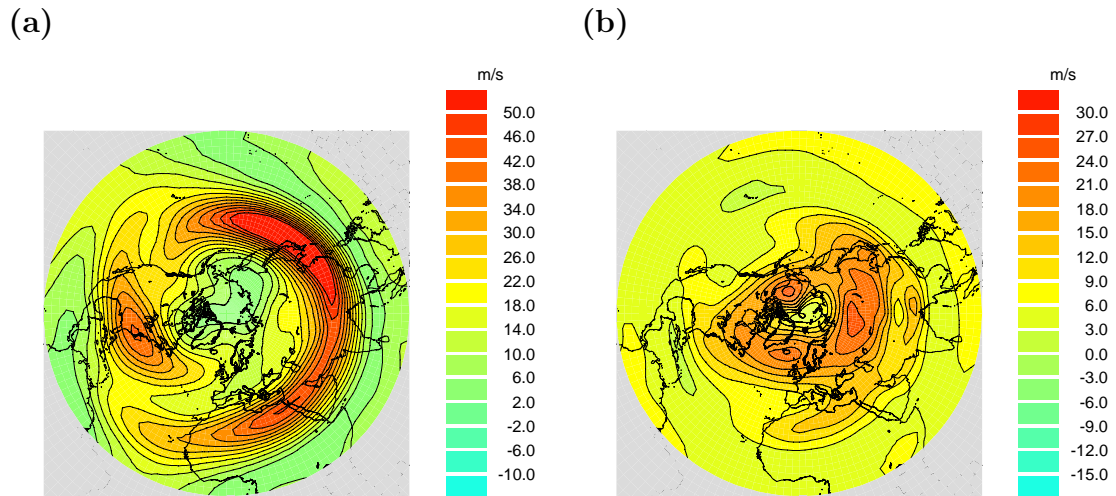


Abbildung 7.2: Klimatologisches Mittel (NDJ) des Zonalwindes [m/s] von 1958-2002, (a) in 200 hPa und (b) in 50 hPa.

Dezember- und Januarmonate von 1958-2002 bei stark positiver (negativer) WNR1a-Musterausprägung dargestellt. In beiden Darstellungen ist der subtropische Strahlstrom zwischen 20°N und 50°N von 500 hPa bis 100 hPa und der Polarjet in der Stratosphäre (ab 50 hPa) zwischen 50°N und 70°N zu sehen, die beide während einer stark positiven WNR1a-Struktur um bis zu 1.5 m/s schwächer sind. Größere Unterschiede sind im zonalen Mittel nicht zu erwarten, da der Polarwirbel bei einem positiven WNR1a-Muster in Richtung Europa und bei einem negativen Muster in Richtung Kanada verschoben ist (siehe Abb. 6.4), wodurch starke lokale Unterschiede im Zonalmittel verschwinden. Deshalb wird der Zonalwind einer lokalen Betrachtung unterzogen. Von Bedeutung sind zum einen die Höhen zwischen 500 hPa und 100 hPa, in denen der subtropische Strahlstrom zu finden ist und zum anderen die Höhen, die im Übergangsbereich zum Polarjet liegen. Für die Untersuchung des Subtropenjets wird das 200 hPa-Niveau gewählt und für den Polarjet das 50 hPa-Niveau.

In Abb. 7.2a ist der mittlere Zonalwind (NDJ) in 200 hPa von 1958-2002 dargestellt. Hier zeigt sich der subtropische Strahlstrom von 20°N bis 50°N mit den höchsten Werten im nördlichen Westpazifik und den niedrigsten im Nordatlantik und dem Nordostpazifik. Der mittlere Zonalwind (NDJ) des 50 hPa-Niveaus von 1958-2002 (Abb. 7.2b) zeigt den Übergangsbereich zum Polarjet mit maximalen Windgeschwindigkeiten bis 30 m/s. Er weist keine symmetrische, sondern eine deformierte, Richtung Europa verlagerte Struktur auf, die durch das Aläutenhoch zustande kommt, siehe auch Abschnitt 2.1.2. Diese mittleren Karten des Zonalwindes dienen zum Vergleich, wenn im Folgenden die Kompositen des Zonalwindes für diese Höhen betrachtet werden.

Die Kompositen in 200 hPa (Abb. 7.3) zeigen, wenn man die Monate mit stark positivem (links) und stark negativem WNR1a-Index (rechts) vergleicht, über dem

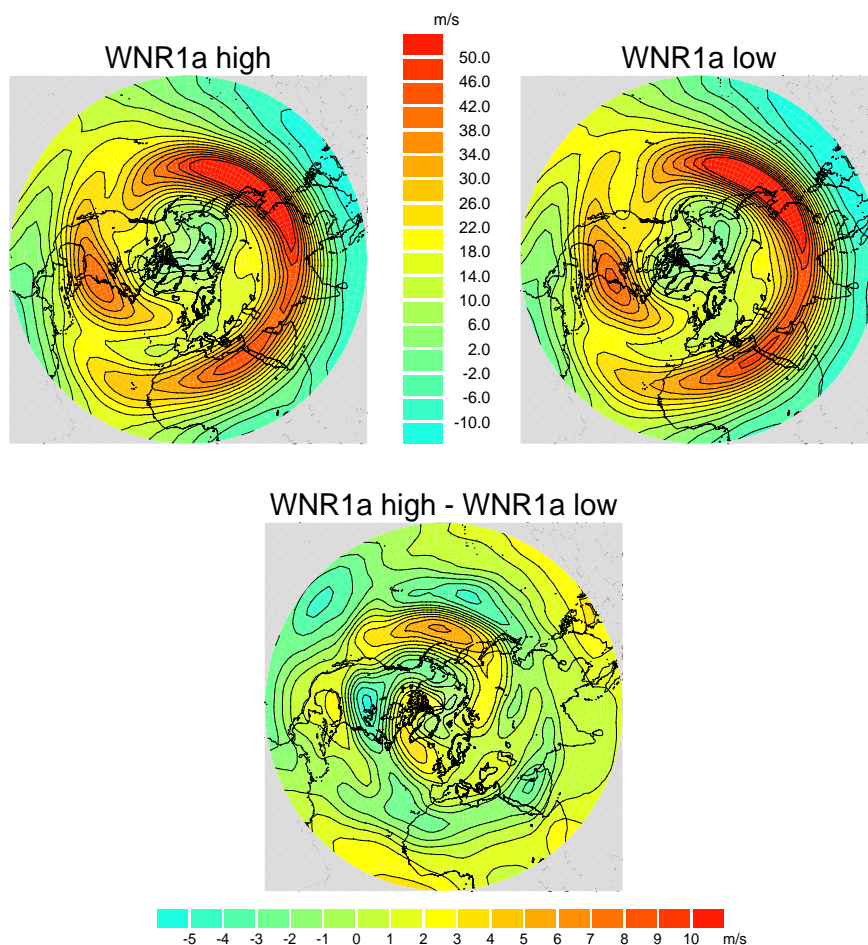


Abbildung 7.3: Mittel des Zonalwindes [m/s] in 200 hPa über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 1958-2002, wenn der WNR1a-Index > 0.5 (links oben), < -0.5 ist (rechts oben), bzw. die Differenzen (unten).

Nordpazifik eine Verschiebung des Strahlstromes bei positivem WNR1a-Index in Richtung Norden und eine Abschwächung im Nordosten der USA. Bei negativem WNR1a-Index ist eine leichte Verschiebung des Strahlstromes im Nordostpazifik in Richtung Süden zu erkennen, die sich auch im Differenzbild zeigt.

Bei einem Vergleich der Kompositenbilder des Zonalwindes in 50 hPa (Abb. 7.4) weisen sie, wie erwartet, stärkere Unterschiede auf, da in dieser Höhe die WNR1a-Struktur den Polarwirbel und somit auch den hier betrachteten Polarjet beeinflusst. Während stark positiver WNR1a-Monate ist der Polarjet im Bereich von Nordamerika und im Nordatlantik um etwa 5m/s schwächer (siehe Differenzbild), da sich in diesen Regionen bzw. etwas westlich davon das positive Maximum des WNR1a-Musters befindet, wodurch der Polarwirbel verlagert wird (Abb. 7.4 unten). In der Nähe von Nordosteuropa bis Sibirien verstärken sich aufgrund der Verschiebung des Polarwirbels die Windgeschwindigkeiten um 4-5 m/s.

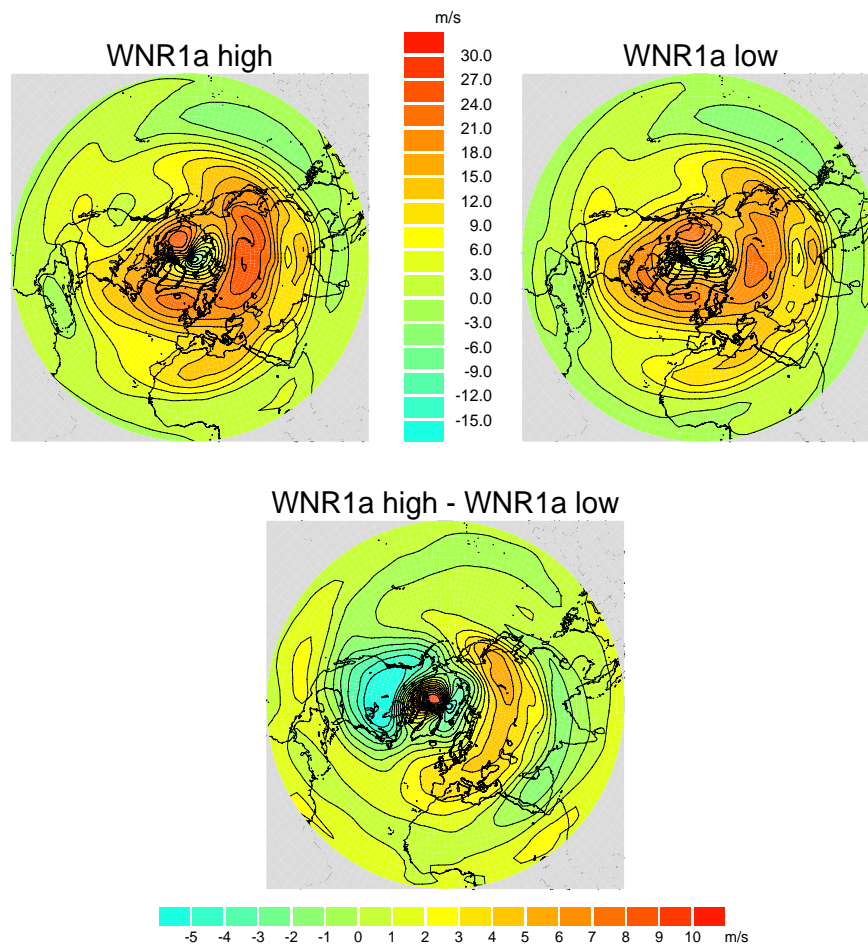


Abbildung 7.4: Mittel des Zonalwindes [m/s] in 50 hPa über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 1958-2002, wenn der WNR1a-Index > 0.5 (links oben), < -0.5 ist (rechts oben), bzw. die Differenzen (unten).

Aus der lokalen Betrachtung geht hervor, dass im Zonalwind sowohl im Bereich des subtropischen Strahlstromes bei 200 hPa als auch im Übergangsbereich zum Polarjet in 50 hPa über Nordostamerika Unterschiede im Zonalwind auftreten.

7.1.1.1 Die NAO

Um zu untersuchen wie sich die unterschiedliche Wellenanregung in der Troposphäre auf den Polarjet auswirkt, werden beispielhaft für die NAO die Monate mit stark positivem WNR1a-Index (Abb. 7.4 links oben) in positive und negative NAO-Phasen aufgeteilt (Abb. 7.5). Bei einer positiven NAO-Phase wird davon ausgegangen, dass durch die starke Zonalströmung schwache Wellenanregung und bei einer negativen NAO-Phase durch die abgeschwächten Westwinde starke Wellenanregung zu erwarten ist.

Dabei zeigen sich sehr große Unterschiede während der verschiedenen NAO-Phasen

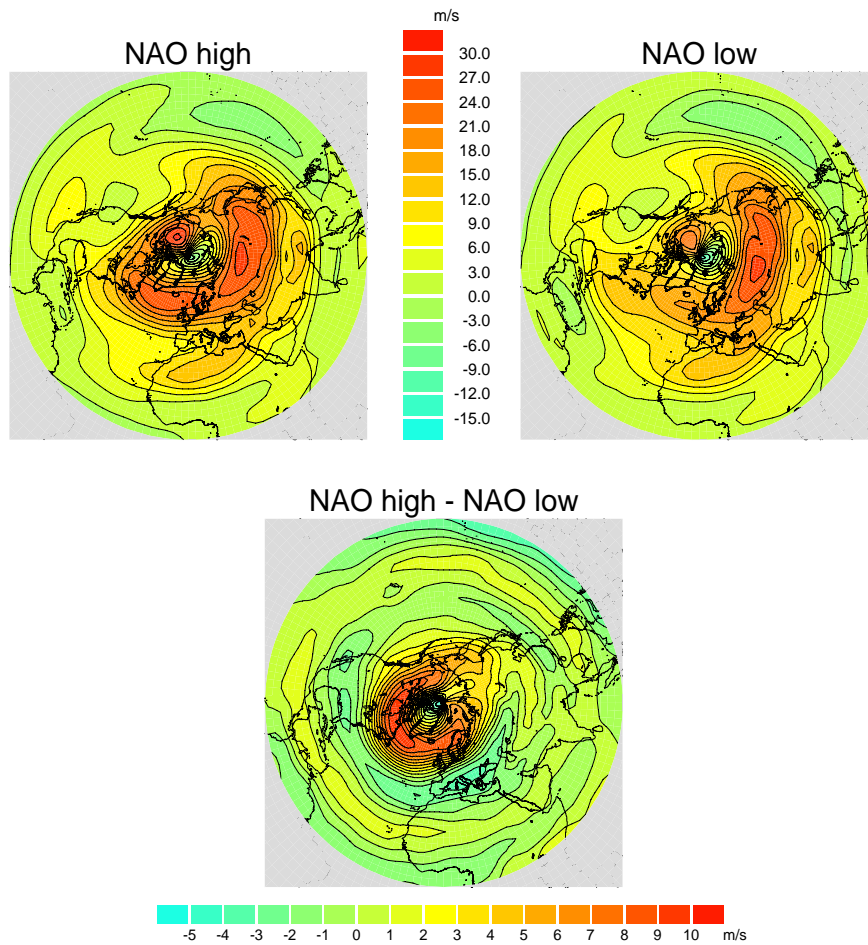


Abbildung 7.5: Mittel des Zonalwindes [m/s] in 50 hPa über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 1958-2002, wenn der WNR1a-Index > 0.5 und positivem NAO-Index (links oben), negativem NAO-Index (rechts oben), bzw. die Differenzen (unten).

im stratosphärischen Polarjet. Bei einer positiven NAO-Phase ist der Polarjet um teilweise mehr als 10 m/s stärker als während niedriger NAO-Phasen. Die größten Unterschiede sind im Bereich des Nordatlantiks und Nordamerikas zu beobachten. Dies sollte einen Einblick geben, dass die Auswirkungen verschiedener Musterausprägungen der troposphärischen Telekonnexionen auf die Stratosphäre bei einem positiven WNR1a-Muster sehr unterschiedlich sind, wird aber im Folgenden nicht weiter verfolgt.

7.1.2 EP-Fluss und EP-Flussdivergenz

Für die Analyse der Wellenausbreitung und der Welle-Grundstrom Wechselwirkungen wird der EP-Fluss und seine Divergenz, die in Kapitel 2.3.4.2 beschrieben wurden, untersucht. Dabei zeigt der EP-Vektor die Wellenausbreitung an. In den folgen-

den Darstellungen für den EP-Fluss (Gln. (2.68) und (2.69)) sind alle Wellenzahlen enthalten, allerdings sind es im Wesentlichen die Wellen der Wellenzahlen 1 bis 3, die bis in die Stratosphäre vordringen, wobei die planetare Welle 1 den größten Anteil hat (siehe Kap. 2.3.2). Die EP-Flussdivergenz (Gl. 2.70) gibt Aufschluss über die Abbremsung des Grundstromes aufgrund von Wellenbrechung und damit über die Stärke der extratropischen Pumpe, die die meridionale Residualzirkulation antreibt (siehe Kap. 2.3.5 und Newman et al. (2001)).

In Abb. 7.6 ist das Kompositenbild des EP-Flusses (Pfeile) und der EP-Flussdivergenz (farbig) als Höhen-Breiten-Schnitt von 200 hPa bis 10 hPa für die NH dargestellt. Die Höhenskala beginnt zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Größen bereits bei 500 hPa. Es ist sowohl im Mittel über alle Monate mit stark positiver WNR1a-Struktur (links) als auch im Mittel über alle Monate mit stark negativer WNR1a-Struktur (rechts) eine EP-Flusskonvergenz zu beobachten. Eine Ausnahme bilden allein die Bereiche am Äquator und bei 40°N. Das bedeutet eine Beschleunigung des Zonalwindes in der Stratosphäre und damit des Polarjets in Richtung Westen (siehe Kap. 2.3.4.2). Somit wird die Westwindströmung der winterlichen Stratosphäre (siehe Abb. 7.2b), sowohl bei stark positivem WNR1a-Index als auch

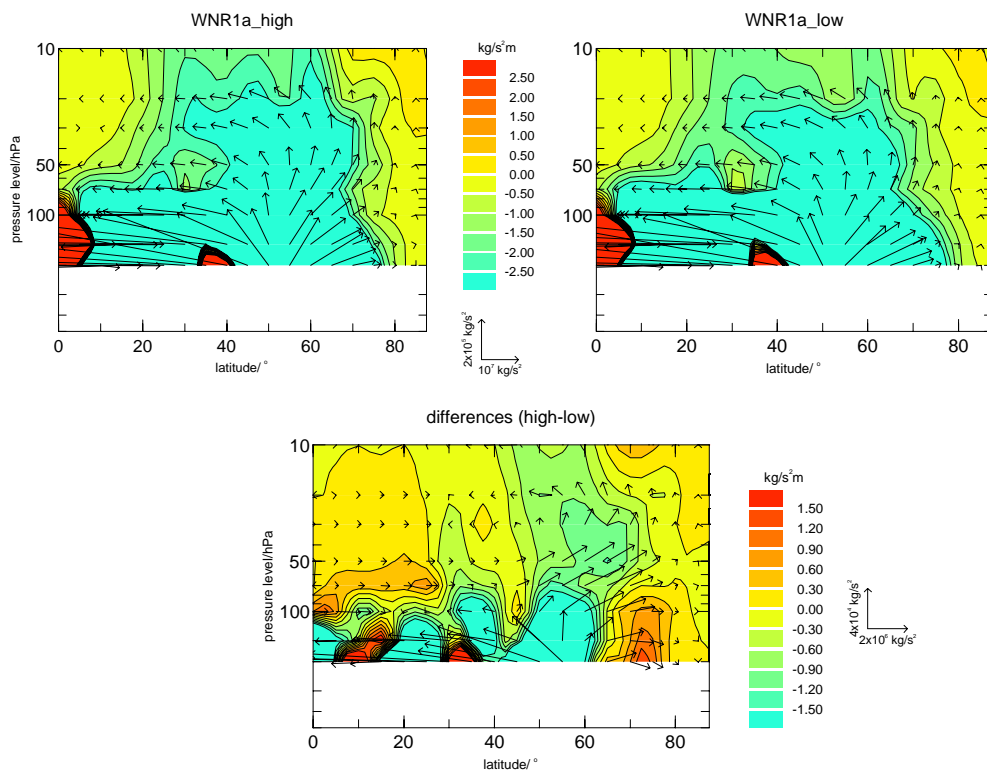


Abbildung 7.6: Mittel des EP-Flusses [kg/s^2] (Pfeile) und der EP-Flussdivergenz [$\text{kg/s}^2\text{m}$] (farbig) der NH über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 200 hPa - 10 hPa mit einem WNR1a-Index dessen Schwellenwert > 0.5 (links oben) bzw. < -0.5 (rechts oben) und den Differenzen aus beiden (unten).

bei stark negativem WNR1a-Index abgebremst. Außerdem zeigt der EP-Flussvektor in beiden Fällen eine Wellenausbreitung in mittleren Breiten von der Troposphäre in die Stratosphäre an, mit einer meridionalen Komponente in Richtung Norden bis etwa 30 hPa Höhe. Im Differenzenbild (Abb. 7.6 unten) wird deutlich, dass die Konvergenz während eines stark positiven WNR1a-Musters in mittleren Breiten von 40°N bis 60°N in der Stratosphäre deutlich größer ist, der Grundstrom wird somit stärker abgebremst. Dies ist auch in den mittleren Zonalwinden in der Stratosphäre zu sehen (vgl. Abbn. 7.1 und 7.4), insbesondere im Bereich des Nordatlantiks und bei Nordamerika in 50 hPa bei positivem WNR1a-Index. Auch die meridionale Komponente in Richtung Norden ist bei der Wellenausbreitung von 40°N bis 60°N deutlich stärker.

Bei einer stark positiven WNR1a-Struktur ist durch die besseren Wellenausbreitungsbedingungen und die stärkere Abschwächung des Grundstromes durch planetare Wellen die extratropische Pumpe und die damit verbundene meridionale Residualzirkulation (siehe Kap. 2.3.5) stärker.

7.1.3 Brechungsindex

Der Brechungsindex quantifiziert die Ausbreitung von planetaren Wellen. In Kapitel 2.3.2 wurde er theoretisch eingeführt.

Planetare Wellen können sich nur in Bereichen mit positivem Brechungsindex ausbreiten. Die Ausbreitungsbedingungen sind umso besser, je größer der Brechungsindex ist (Matsuno, 1970; Hu und Tung, 2002).

In Abbildung 7.7 ist der zonalgemittelte Brechungsindex (Gl. (2.51)) für die zonale Wellenzahl 1 als Kompositenbild von 500 hPa (mittlere Troposphäre) bis 10 hPa (mittlere Stratosphäre) dargestellt.

Damit ist es möglich, bereits auf die Wellenausbreitung in der Troposphäre einzugehen. In beiden Fällen ist von 45°N bis 80°N ein positiver Brechungsindex, d. h. gute Wellenausbreitungsbedingungen, zu sehen. In der Troposphäre ist der Brechungsindex bis etwa 200 hPa am größten. Ein weiteres Maximum befindet sich bei 60°N in einer Höhe von 30 hPa. Im Tropopausenbereich ist die Wellenausbreitung der planetaren, stationären Welle 1 gering.

Die Differenzen (Abb. 7.7 unten) zeigen einen höheren Brechungsindex und eine damit verbundene bessere Wellenausbreitung zwischen 55°N und 65°N von 500 hPa bis etwa 100 hPa während eines stark positiven WNR1a-Musters. Damit sind die Wellenausbreitungsbedingungen für die planetare, zonale Welle 1 in der Troposphäre bis zum Tropopausenniveau in diesen Monaten besser als in Monaten mit einem negativen WNR1a-Index, was mit den etwas niedrigeren Windgeschwindigkeiten (siehe Abb. 7.1) übereinstimmt. Im Bereich von 65°N bis 75°N sind die Wellenausbreitungsbedingungen für eine positive WNR1a-Struktur von 500 hPa bis 200 hPa deutlich schlechter. Allerdings kann durch den zonalgemittelten Brechungsindex nicht gezeigt werden, in welchen lokalen Gebieten die Wellenausbreitung begünstigt ist.

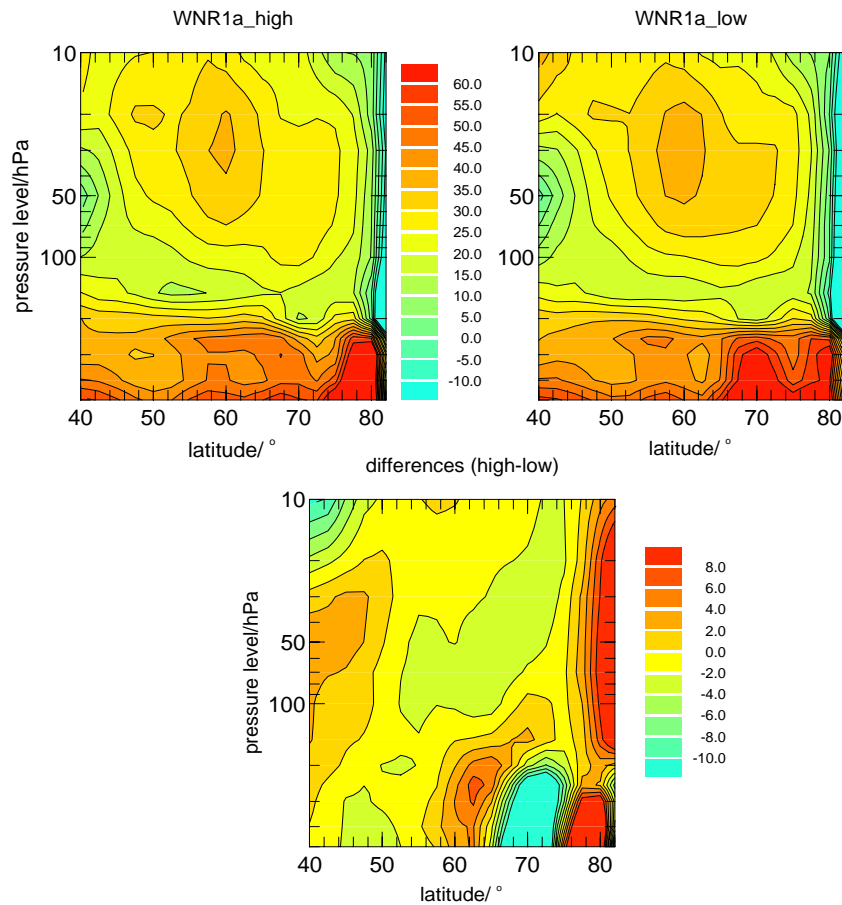


Abbildung 7.7: Mittel des Brechungsindex für Welle 1 über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 500 hPa-10 hPa und 40° N-80° N, für einen WNR1a-Index mit einem Schwellenwert > 0.5 (links oben) bzw. < -0.5 (rechts oben) und den Differenzen aus beiden (unten).

Deshalb wird in Abb. 7.8 der lokale Brechungsindex (Gl. (2.53)) in 50 hPa gezeigt, wie er bei Nishii und Nakamura (2004) hergeleitet und bei Nakamura und Honda (2002) verwendet wird. Zur besseren Visualisierung wurden die Ergebnisse mit einem Filter von 1500 km (\sim Wellenzahl 9-10) tiefpassgefiltert. Dabei zeigt sich ein Band mit positivem Brechungsindex von Nordamerika bis über Grönland und den arktischen Ozean während eines stark positiven WNR1a-Index, bei negativem WNR1a-Index ist der Brechungsindex im Nordatlantik und bei Grönland deutlich schwächer bis negativ. Die Unterschiede werden in den Differenzen (Abb. 7.8) deutlich. Somit sind die Wellenausbreitungsbedingungen während eines stark positiven WNR1a-Index im Nordatlantik und über Nordamerika deutlich besser und in guter Übereinstimmung mit niedrigeren Windgeschwindigkeiten in 50 hPa bei Nordamerika (vgl. Abb. 7.4). Dies macht eine planetare Wellenausbreitung bis in die mittlere Stratosphäre möglich.

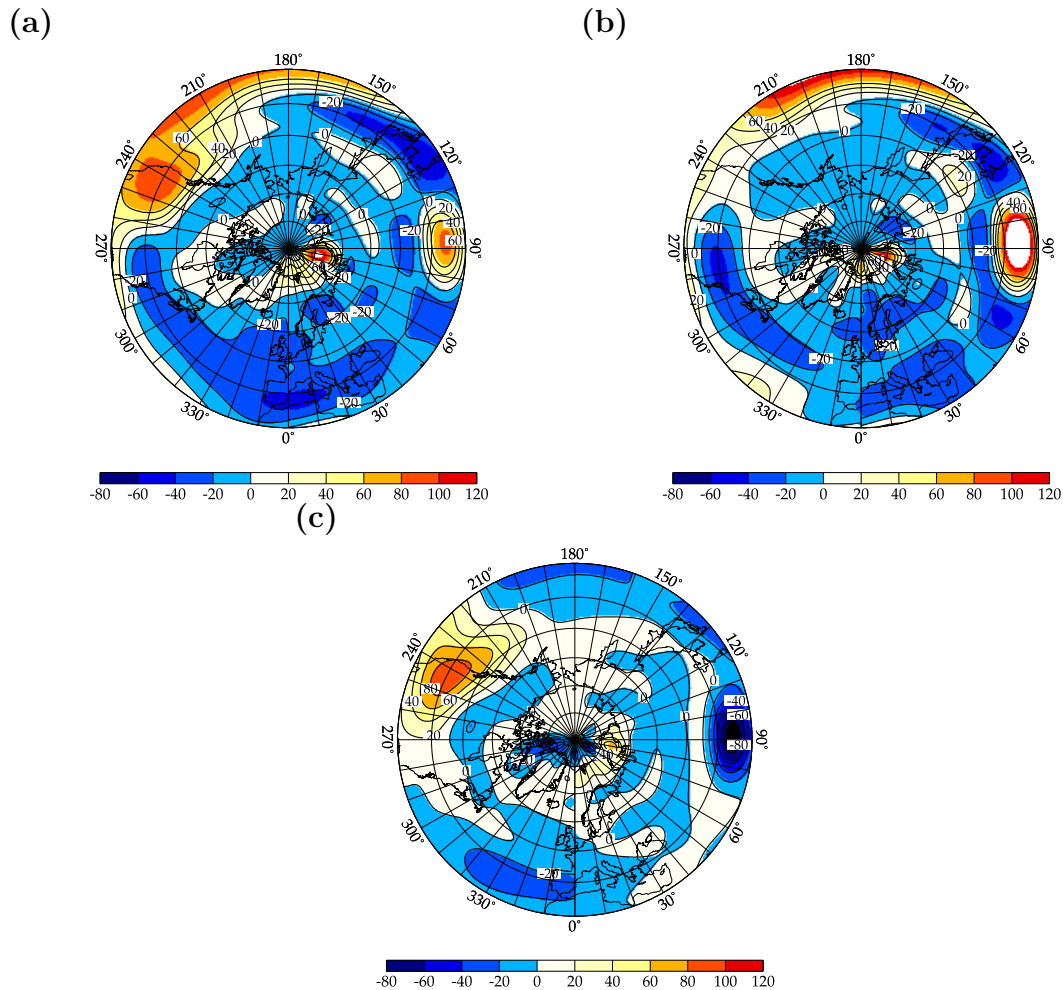


Abbildung 7.8: Lokaler Brechungsindex über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 1958-2002 in 50 hPa-Höhe von 30°N - 90°N bei einem WNR1a-Index mit einem Schwellenwert (a) > 0.5 bzw. (b) < -0.5 und (c) den Differenzen (a-b) aus beiden.

7.2 Untersuchung der quasi-barotropen Strukturen

Im Folgenden wird untersucht, weshalb es in Kap. 5.1 bei der Korrelationsanalyse der pazifisch-nordamerikanischen Muster WP und PNA mit der stratosphärischen Temperatur zu quasi-barotropen Strukturen kommt. Diese sind während aller Zeiträume nahezu unverändert, weshalb für die Analysen in diesem Kapitel kein Filter angewendet und stets der gesamte Zeitraum von 1958-2002 untersucht wird.

Die Amplituden, der von den pazifisch-nordamerikanischen Mustern angeregten Störungen werden hier anhand einer Regressionsanalyse (siehe Kap. 3.2.1) untersucht. Dabei werden die WP- und PNA-Indizes von Dezember bis Februar von 1958-2002

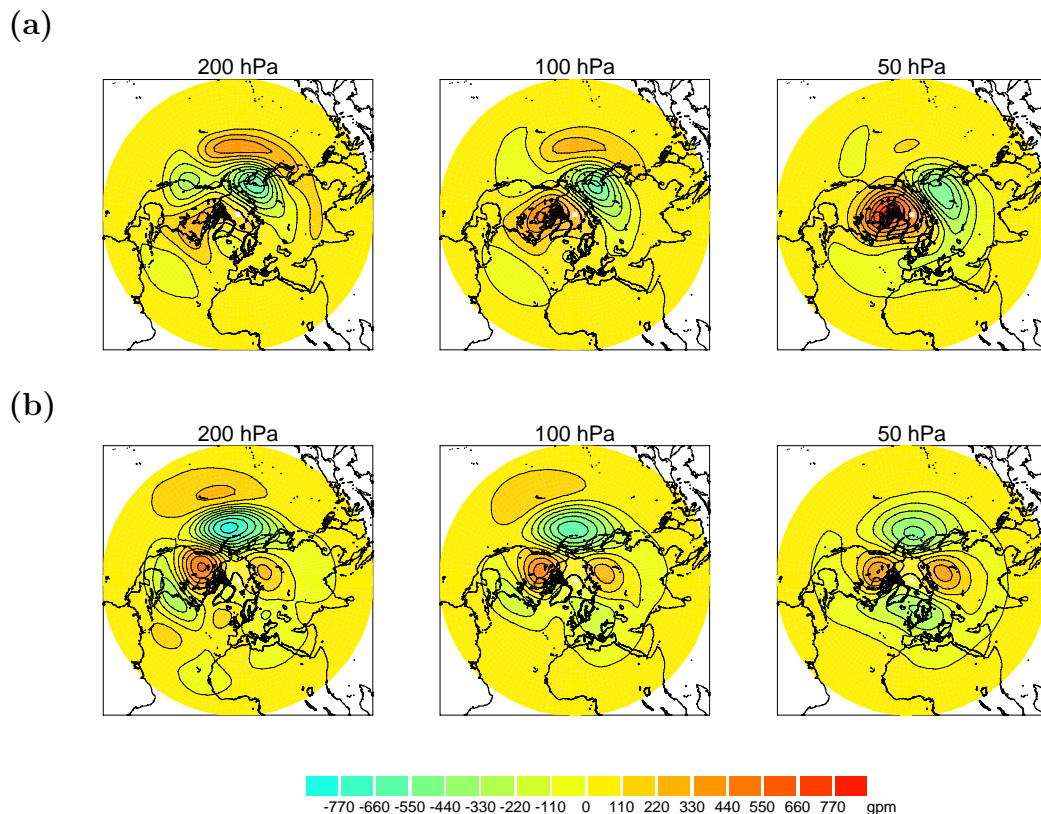


Abbildung 7.9: *Regressionsmuster (DJF) von 1958-2002 (a) des WP-Musters, (b) des PNA-Musters mit den Anomalien der geopotenziellen Höhe in 200 hPa, 100 hPa und 50 hPa.*

mit der geopotenziellen Höhe in unterschiedlichen Höhen regressiert (Abb. 7.9), um die Amplitudenstärke und die Verlagerung der Störungen zu untersuchen.

Die Abb. 7.9a zeigt die Regressionskarten des WP-Musters mit den Anomalien der geopotenziellen Höhe in 200 hPa (links), 100 hPa (Mitte) und 50 hPa (rechts). Die größten Anomalien sind in 200 hPa direkt bzw. leicht verschoben über den Zentren des WP-Musters (siehe Abb. 4.11) zu finden. Verfolgt man die Zentren mit der Höhe, so fällt auf, dass die Anomalien der geopotenziellen Höhe über dem Nordpazifik abnehmen und in 50 hPa verschwinden. Außerdem ist keine Westwärtsverlagerung der Störungen mit der Höhe zu beobachten. In Abb. 7.9b ist die Regression des PNA-Musters mit den Anomalien der geopotenziellen Höhe dargestellt. Auch hier nehmen die Anomalien der geopotenziellen Höhe, die in 200 hPa noch über allen Zentren des PNA-Musters (siehe Abb. 4.15) zu finden sind, mit zunehmender Höhe über dem Pazifik ab, es ist keine Verlagerung der Zentren in Richtung Westen zu beobachten. Dies verdeutlicht, dass die vom PNA- und WP-Muster angeregten Störungen sich nicht vertikal ausbreiten können und ihre Amplituden somit mit der Höhe abnehmen und sich nicht in Richtung Westen verlagern.

Diese Befunde sind Hinweise darauf, dass es sich um verschwindende Wellen handelt,

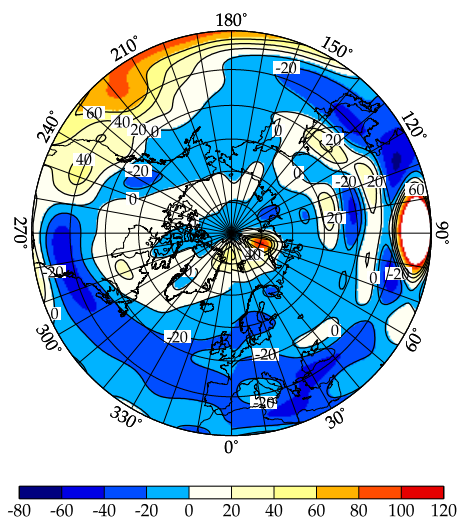


Abbildung 7.10: Lokaler Brechungsindex (DJF) von 1958-2002 von 30° N- 90° N in 50 hPa-Höhe.

die als Lösung der Wellengleichung (2.43) bei negativem Brechungsindex auftreten. Diese Hinweise werden durch den lokalen Brechungsindex bestätigt, der in Abb. 7.10 für die Wintermonate Dezember bis Februar von 1958 bis 2002 gezeigt wird. Das Band mit positivem Brechungsindex und damit verbundenen Gebieten mit guter Wellenausbreitung erstreckt sich von Nordamerika bis nach Grönland und den arktischen Ozean und ist über dem Nordpazifik negativ. D. h. der Polarjet ist über dem Pazifik zu weit in Richtung Norden verschoben (siehe Abb. 7.2b) und somit im Nordpazifik zu schwach, um eine vertikale Wellenausbreitung von im Pazifik angeregten planetaren Wellen zuzulassen. Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit den lokalen Brechungsindexanalysen, die Nakamura und Honda (2002) für den Monat Februar zeigen.

7.3 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde nach den Ursachen und Mechanismen gesucht, die zu den zonalsymmetrischen ringförmigen Strukturen bei der Korrelation der nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster NAO, SCA und EA/WR mit der stratosphärischen Temperatur führen. Da diese signifikanten Strukturen bei einer stark positiven WNR1a-Struktur zu beobachten sind, wurden die atmosphärischen Bedingungen vor allem während stark positivem und stark negativem WNR1a-Index untersucht.

Bei einer positiven WNR1a-Struktur in der Stratosphäre (siehe Abb. 6.4) ist der Polarwirbel in Richtung Europa verschoben, wodurch es zu einem 4-5 m/s schwächeren Polarjet bei Nordamerika und dem westlichen Nordatlantik und zu einer 4-5 m/s stärkeren Polarjet von Nordosteuropa bis Nordasien kommt (siehe Abb. 7.4).

Dieser Veränderungen im Polarjet führen zu besseren Wellenausbreitungsbedingungen im Nordatlantik und Nordamerika für stationäre planetare Wellen, die sich in einem positivem Brechungsindex von Nordamerika bis über Grönland und den arktischen Ozean (siehe Abb. 7.8) äußern. Speziell für die stationäre planetare Welle 1 wird in mittleren Breiten bis in 100 hPa eine stärkere Wellenausbreitung beobachtet (siehe Abb. 7.7). Die stärkere Wellenausbreitung führt zu einer stärkeren Wechselwirkung der planetaren Wellen mit dem Grundstrom in der Stratosphäre, die durch die EP-Flusskonvergenz (Abb. 7.6) angezeigt wird. Da die Stratosphäre im Winter durch eine Westwindströmung dominiert wird (siehe Abb. 7.2b), führt die EP-Flussdivergenz zu einer Abschwächung des Grundstromes. Dieses Abbremsen des Grundstromes durch das Dissipieren von planetaren Wellen, die sogenannte extratropische Pumpe, bewirkt eine Verstärkung der meridionalen Residualzirkulation (siehe Kap. 2.3.5). Dabei geht man davon aus, dass die negativen Phasen der NAO und des EA/WR-Musters und die positiven Phasen des SCA-Musters, durch eine Abschwächung des Zonalwindes (NAO) bzw. aufgrund von blockierenden Hochdruckgebieten (EA/WR und SCA) starke troposphärische Wellenanregung bewirken. Diese angeregten planetaren Wellen können sich bei einer Verschiebung des Polarwirbels in Richtung Europa (positive WNR1a-Struktur) und der damit verbundenen guten Wellenausbreitungsbedingungen bis in die Stratosphäre ausbreiten und durch das Wellenbrechen zu einer verstärkten Residualzirkulation führen. Dies wurde bereits in den Kap. 5.4 und 6.4 diskutiert und konnte in diesem Kapitel anhand von dynamischen Methoden bestätigt werden.

Es wurden außerdem die Ursachen untersucht, die bei der Korrelation der pazifisch-nordamerikanischen Telekonnexionsmuster WP und PNA mit der stratosphärischen Temperatur zu den quasi-barotropen Strukturen führen.

Dabei wurde deutlich, dass es sich um die verschwindenden Wellen handelt, die als Lösung der Wellengleichung (2.43) bei negativem Brechungsindex auftreten. Dies wurde anhand von Regressionsanalysen nachgewiesen, die für das WP- und PNA-Muster quasi-barotrope Strukturen mit abnehmenden und sich nicht westwärts verlagernden Störungsamplituden zeigen. In guter Übereinstimmung damit zeigt die Berechnung des lokalen Brechungsindex über weiten Teilen des Nordpazifiks negative Werte. Dies wird durch den Polarjet, der im Bereich des Pazifiks stets zu weit in Richtung Norden verlagert ist, verursacht.

Kapitel 8

Ergebnisvergleich mit E39/C-Modelldaten

Die dynamischen Zusammenhänge zwischen troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation in Kapitel 5 und 6 wurden durch eine Analyse der NCEP/NCAR Reanalysedaten (siehe Kapitel 3.1.1) gewonnen. In diesem Kapitel wird der Frage nachgegangen, ob diese Zusammenhänge auch in den Daten eines Atmosphärenmodells in Erscheinung treten. Es wird somit untersucht, ob die Dynamik gekoppelter Troposphären-Stratosphären-Muster, die sich in Kapitel 5 und 6 herauskristallisiert haben, vom gekoppelten Klima-Chemie-Modell E39/C, auf das in Kapitel 3.1.2 genauer eingegangen wurde, wiedergegeben werden kann. Für die Analyse steht ein transienter, 40-Jahre-Lauf zur Verfügung, der den Zeitraum von 1960 bis 1999 repräsentiert, wobei der Charakter der modellierten Jahre durch eine Reihe aus Beobachtungen vorgeschriebener Randbedingungen geprägt ist (siehe Kap. 3.1.2 und Dameris et al., 2005).

In diesem Lauf kann nur der Anteil der Variabilität, der von externen Antrieben beeinflusst wird, ein realistisches transientes Verhalten zeigen. Darüber hinaus wird die Modellvariabilität stark durch die interne Dynamik des Modells bestimmt. Aus diesem Grund wird von dem Klimamodell eher eine realistische Reproduktion der troposphärischen Telekonnexionsmuster als eine realistische Reproduktion der Musterkoeffizienten, die die deterministische Komponente der Variabilität darstellen, erwartet, da die interne Variabilität im Modell und in den Beobachtungen unabhängig voneinander ist.

Die Simulation mit dem Modell E39/C ist deshalb gut für einen Ergebnisvergleich geeignet, da im Modell sowohl die Tropopausenregion als auch der untere Stratosphärenbereich hoch aufgelöst sind, was für die Kopplung von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation und einer damit verbundenen vertikalen Wellenausbreitung erforderlich ist.

Die Klimatologie des Zonalwindes (DJF) von 1960-69 aus Dameris et al. (2005) ist in Abb. 8.1 dargestellt. Dabei stehen die 60er Jahre stellvertretend für den gesamten Lauf. Fokussiert man sich auf die Nordhemisphäre, so ist der subtropische Strahlstrom bei etwa 30°N und 200 hPa und der Polarjet bei etwa 70°N und ab einer Höhe von

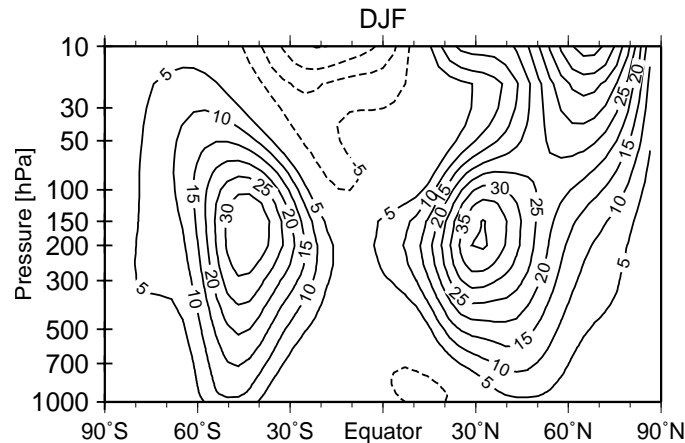


Abbildung 8.1: *Druck-Breiten-Schnitt des zonal gemittelten Zonalwindes des transienten Laufes für DJF von 1960-69 aus Dameris et al. (2005).*

50 hPa in Abb. 8.1 deutlich zu erkennen. Außerdem ist eine klare Übergangszone zwischen diesen beiden Strahlströmen sichtbar. Die Windgeschwindigkeiten sind mit den Werten der SPARC Klimatologie in Abb. 2.6b vergleichbar und auch die Unterschiede zu den Reanalysedaten sind gering (Dameris et al., 2005). In Abb. 8.2 ist die zonal gemittelte Temperatur (DJF) als Klimatologie von 1960-69 dargestellt (Dameris et al., 2005). Sie zeigt u. a. die Lage der thermischen Tropopause. Dabei stimmen die Brüche in der Tropopause mit den in Abb. 8.1 dargestellten Strahlströmen gut überein. Auch die Temperaturverteilung ist in guter Übereinstimmung mit der SPARC-Klimatologie in Abb. 2.6a und mit den Reanalysen (Dameris et al., 2005).

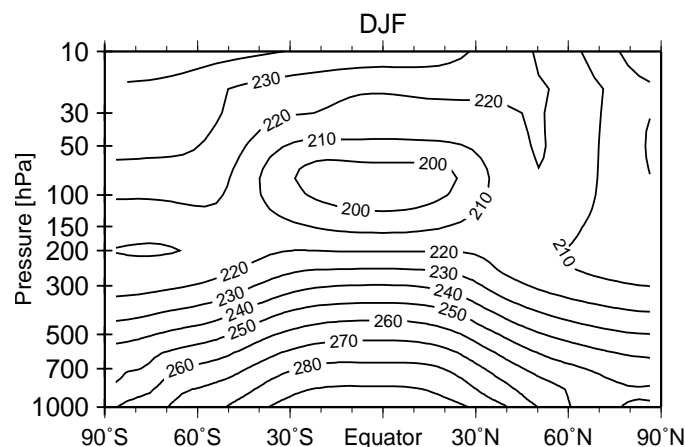


Abbildung 8.2: *Druck-Breiten-Schnitt der zonal gemittelten Temperatur des transienten Laufes für DJF von 1960-69 aus Dameris et al. (2005).*

Der größte systematische Fehler liegt bei der Temperatur des Modells direkt über der extratropischen Tropopause bei etwa 250-200 hPa. In der Nordhemisphäre wird die Temperatur nördlich von 40°N um maximal 12°K unterschätzt (Marquart et al., 2003). Dieser für Klimamodelle typische Fehler wird als Kältepol-Problem bezeichnet (Gates et al., 1999).

8.1 Simulierte troposphärische Telekonnexionsmuster

Um als Ausgangsbasis die vom Modell simulierten troposphärischen Telekonnexionsmuster zu analysieren, wird wie in Kapitel 4 eine rotierte EOF-Analyse mit den Monatsmitteln der geopotenziellen Höhe des 500 hPa Niveaus durchgeführt. Dabei gehen die Anomalien vom Langzeitmittel in die Berechnung ein (siehe Kap. 4.1). Im Modelllauf steht nicht der volle Zeitraum 1948-2002 sondern die Modelljahre 10-49, welche die zu Beginn dieses Kapitels beschriebene Analogie zum Zeitraum 1960-1999 aufweisen, zur Verfügung.

Im Folgenden werden beispielhaft zwei nordatlantisch-europäische und ein pazifisch-nordamerikanisches Muster vorgestellt. Ebenso wie in Kapitel 4 werden sowohl die Telekonnexionsmuster als auch die zugehörigen Zeitreihen der PCs dimensionslos dargestellt.

In Abb. 8.3 ist das Zirkulationsmuster der NAO dargestellt. Es wird zur besse-

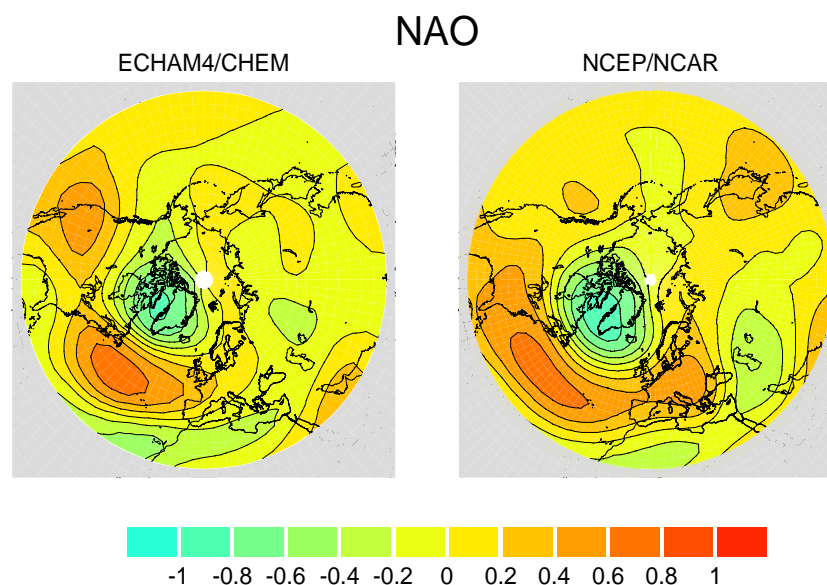


Abbildung 8.3: NAO-Muster im Dezember, aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Modelldaten (links) und NCEP/NCAR Reanalysedaten (rechts).

ren Vergleichbarkeit sowohl für die Modelldaten (links) als auch für die Reanalysen (rechts) gezeigt. Dabei ist das Islandtief mit seinem Zentrum an der Ostküste Kanadas und das Azorenhoch mit positiven Anomalien südlich davon über dem Nordatlantik zu sehen. Der Vergleich mit dem Muster der Reanalysen ergibt eine sehr genaue Übereinstimmung der Zentren. Lediglich das Zentrum des Azorenhochs wird im Modell in der Nähe der amerikanischen Ostküste etwas abgeschnürt und verstärkt sich an der Westküste der USA erneut.

Das troposphärische Muster der NAO erklärt im Dezember mit 7.6% im Vergleich zu den Reanalysedaten etwas weniger Variabilität (siehe Tab. 4.1). Es ist deshalb auch nicht wie bei den Reanalysen das zweitwichtigste Muster der nordhemisphärischen Troposphäre, sondern erscheint an vierter Position.

Das SCA-Muster ist das zweite nordatlantisch-europäische Telekonnexionsmuster, das hier vorgestellt wird. Es stellt einen Wellenzug, mit zwei Zentren gleichen Vorzeichens östlich des Urals und südwestlich der Iberischen Halbinsel und einem inversen, stärkeren Zentrum über Skandinavien dar (Abb. 8.4 links). Der Vergleich mit den Reanalysen (Abb. 8.4 rechts) zeigt eine gute Übereinstimmung der Zentren über der Iberischen Halbinsel und östlich des Urals, wengleich das östliche Zentrum eine größere Ausdehnung in Richtung Südwesten (Arabische Halbinsel) beinhaltet.

Das Muster erklärt mit 5.2% im Dezember etwas weniger Varianz (siehe Tab. 4.1), stellt aber trotzdem die 8. rotierte EOF dar, vergleichbar mit den Reanalysen.

Ebenso wie bei den Reanalysen tritt das pazifisch-nordamerikanische Telekonnexionsmuster PNA (Abb. 8.5 links), als ein mit vier sich im Vorzeichen abwechselnden Zentren über dem Pazifik, in der Nähe der Aläuten, Nord- und Mittelamerika auf. Im

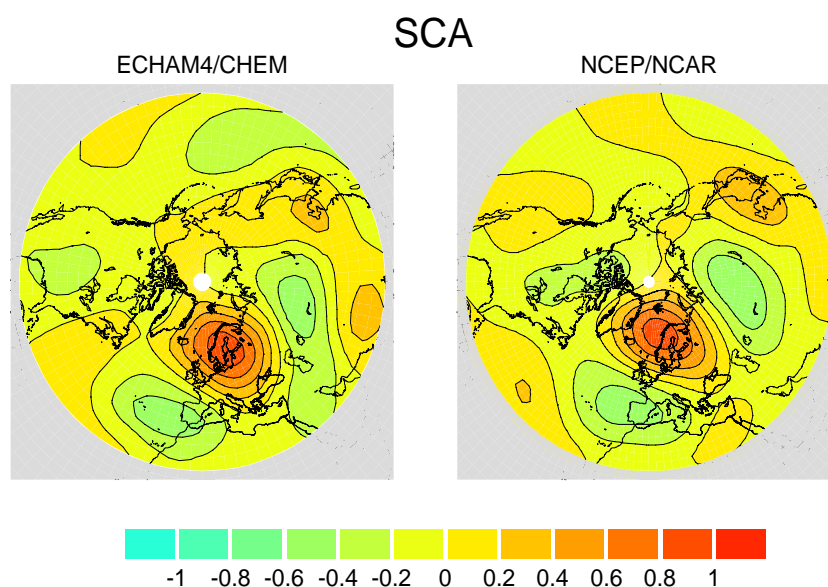


Abbildung 8.4: SCA-Muster im Dezember, aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Modelldaten (links) und NCEP/NCAR Reanalysedaten (rechts).

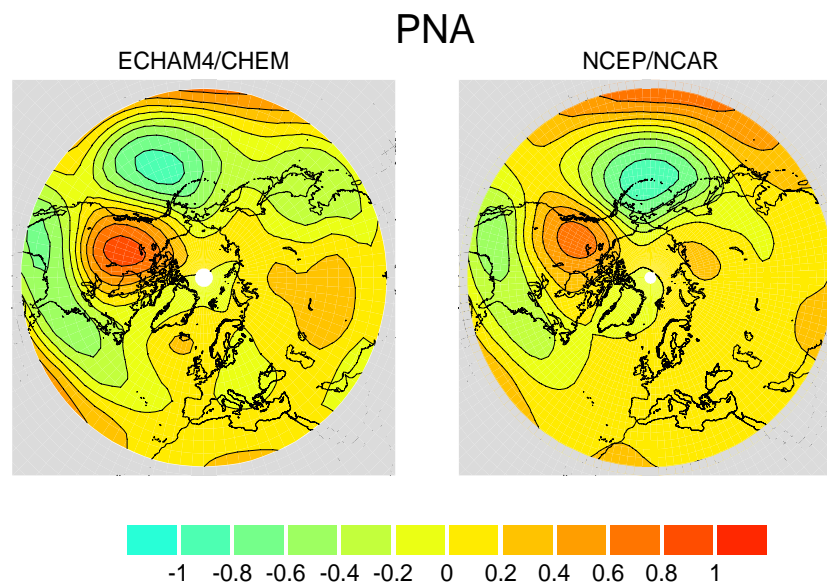


Abbildung 8.5: PNA-Muster im Dezember, aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Modelldaten (links) und NCEP/NCAR Reanalysedaten (rechts).

Vergleich mit den Reanalysen (Abb. 8.5 rechts) ist das Zentrum über den Aläuten nach Südosten verschoben und das Zentrum über Nordamerika stärker ausgeprägt. Es ist das einzige troposphärische Telekonnexionsmuster, das im Modell mit einem Wert von 7.8% mehr Varianz erklärt als in den Reanalysen (siehe Tab. 4.1) und das NAO-Muster als zweitstärkstes Telekonnexionsmuster der Nordhemisphäre ablöst. Bei den hier vorgestellten troposphärischen Telekonnexionsmustern handelt es sich um eine Auswahl der simulierten Muster. Insgesamt ist die Modelldynamik in der Lage, alle in Kap. 4 vorgestellten nordhemisphärischen Muster zu erzeugen. Die Variabilitätsmuster stimmen mit den Reanalysen gut überein. Geringe Unterschiede sind in der räumlichen Lage einzelner Zentren und in der erklärten Varianz der Muster zu verzeichnen. Die für ein Klimamodell mit recht grober Auflösung bemerkenswert gute Reproduktion von beobachteten troposphärischen Zirkulationsmustern bildet eine gute Grundlage für die weiteren Analysen.

8.2 Zeitreihen der Telekonnexionsmuster

Zur Beurteilung der Realitätsnähe der vom Klimamodell simulierten troposphärischen Variabilität sind außer den Mustern selbst auch deren Zeitreihen von Bedeutung, da diese die Variabilität und Stärke der Telekonnexionsmuster in den einzelnen Wintermonaten widerspiegeln. Deshalb werden in diesem Unterkapitel die Zeitreihen der bereits vorgestellten Muster NAO, SCA und PNA analysiert. In Abb. 8.6 ist die Zeitreihe der NAO und deren Trend von November bis Januar (1960-1999) sowohl

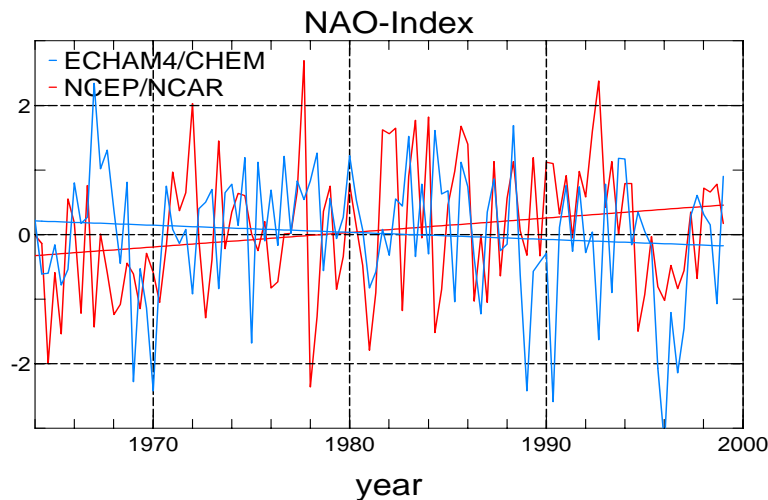


Abbildung 8.6: NAO-Zeitreihen für November-Januar, aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Modelldaten (blau) und NCEP/NCAR Reanalysedaten (rot) mit eingezeichnetem Trend.

für die Modelldaten in blau, als auch, zum Vergleich, die Zeitreihe und deren Trend der Reanalysen in rot dargestellt. Die Zeitreihen zeigen beide eine starke interannuale und interdekadische Variabilität. Auffällig ist im Vergleich, dass das Modell die niedrige Phase der NAO bis 1970 und die hohe Phase bis Mitte der 90er Jahre nur sehr schwach bzw. teilweise nicht wiedergibt. Deshalb ist der beobachtete und in den Reanalysen vorhandene positive Trend in den Modelldaten nicht vorhanden und der Korrelationswert der Zeitreihen ist mit einem Wert von 0.31 nicht signifikant. Während bei der hochfrequenten Variabilität von einer engen Übereinstimmung der Musterkoeffizienten nicht auszugehen ist, wie einleitend erwähnt wurde, muss die Verschiedenheit von Modell und Beobachtungen bei dekadischer Variabilität und Trendverhalten kritisch hinterfragt werden.

Auch die Zeitreihen des SCA-Musters in Abb. 8.7 beinhalten für beide Datensätze interannuale und interdekadische Variabilität. Bei einem Vergleich der Trends fällt auf, dass weder die Modellzeitreihe noch die Zeitreihe der Reanalysen einen signifikanten Trend aufweist. Insgesamt zeigt die Variabilität des SCA-Musters im Vergleich eine bessere Übereinstimmung als die der NAO. Korreliert man die Zeitreihen der SCA-Muster in den Wintermonaten (N,D,J), erhält man einen signifikanten Wert von 0.45.

In Abb. 8.8 sind die Musterkoeffizienten des PNA-Musters zu sehen. Auch diese zeigen eine hohe Variabilität. Bei einem Vergleich ist festzustellen, dass die Variabilität im Modell mit der in den Reanalysen gut übereinstimmt. Der Trend ist in beiden Zeitreihen positiv mit einer etwas größeren Steigung im Modell. Beide Zeitreihen sind mit einem Wert von 0.6 im Vergleich mit der NAO und dem SCA-Muster viel ausgeprägter und signifikant korreliert. Dies ist auch zu erwarten, da die PNA in engem Zusammenhang zu ENSO steht (Trenberth et al., 1998), das in der Modellsimulation über die SST gemäß den Beobachtungen vorgegeben wird und deshalb eine

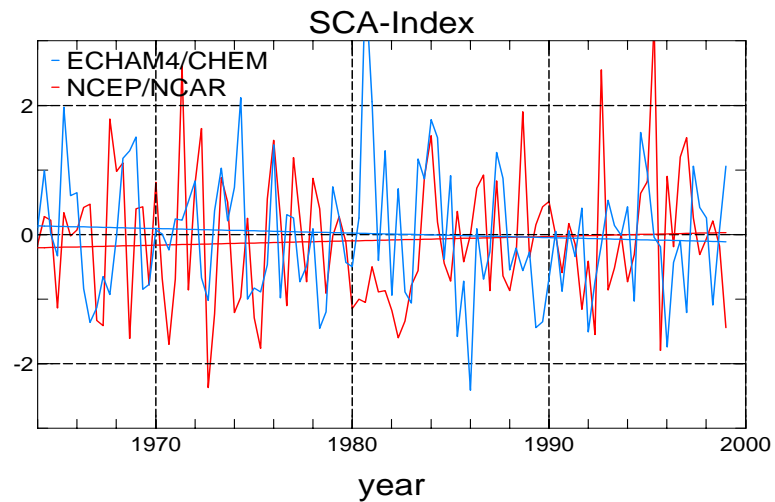


Abbildung 8.7: SCA - Zeitreihen für November - Januar, aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Modelldaten (blau) und NCEP/NCAR Reanalysedaten (rot) mit eingezeichnetem Trend.

entsprechende Anregung der Variabilität des PNA-Musters zur Folge haben sollte. Die Zeitreihen des NAO- und SCA-Musters werden im Folgenden herangezogen, um die Zusammenhänge von nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation zu untersuchen.

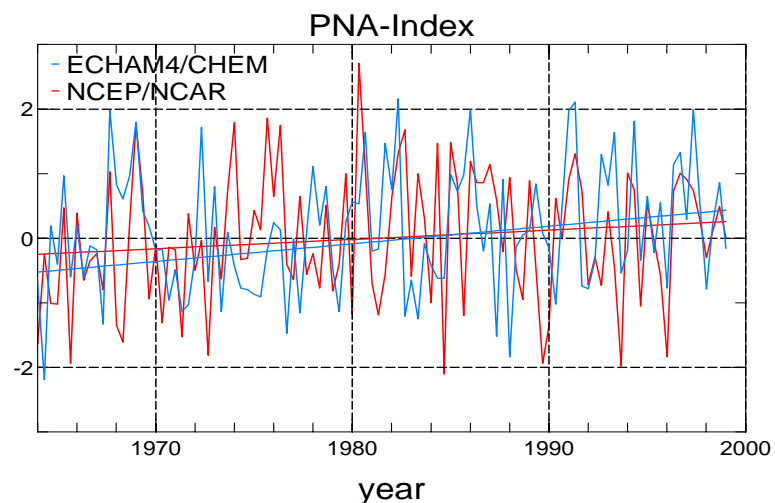


Abbildung 8.8: PNA - Zeitreihen für November - Januar, aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Modelldaten (blau) und NCEP/NCAR Reanalysedaten (rot) mit eingezeichnetem Trend.

8.3 Zusammenhang zwischen nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation

In Kapitel 5.2 wurden anhand einer Korrelationsanalyse Zusammenhänge zwischen troposphärischen Telekonnexionsmustern über dem Atlantik bzw. über Europa und der stratosphärischen Zirkulation gefunden. In diesem Unterkapitel wird untersucht, ob diese Zusammenhänge auch vom Modell wiedergegeben werden können. Aus diesem Grund werden in den Monaten November, Dezember und Januar die Indizes der troposphärischen Telekonnexionsmuster NAO und SCA mit den einen Monat zeitverzögerten Anomalien vom Langzeitmittel der stratosphärischen Temperaturen des 50 hPa-Niveaus, wie in Kapitel 5 beschrieben, korreliert. Da im verwendeten transienten Lauf nicht der volle Zeitraum von 1948-2002 zur Verfügung steht,

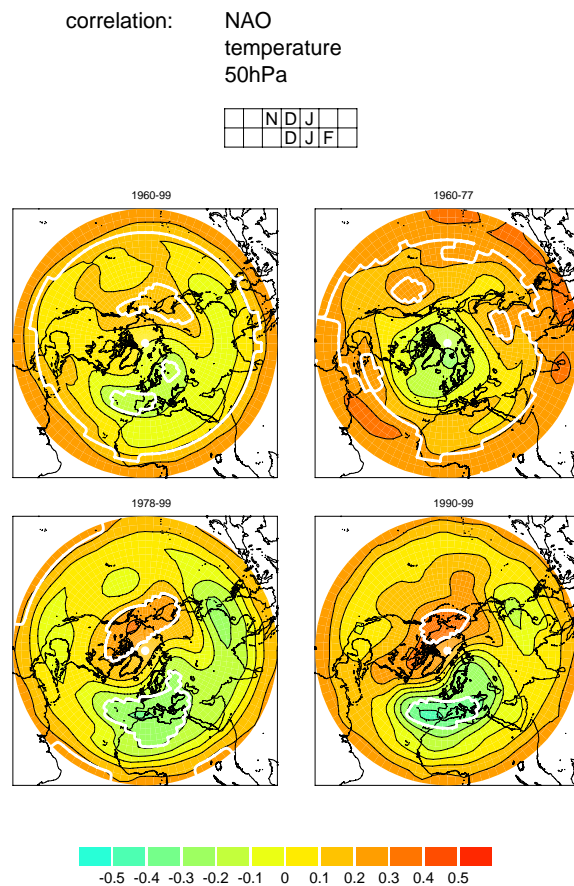


Abbildung 8.9: Korrelation des NAO-Indexes (N,D,J) mit den Anomalien der Temperatur des 50 hPa-Niveaus mit einem Monat Zeitversatz (D,J,F), links oben: 1960-99, rechts oben: 1960-77, links unten: 1978-99, rechts unten: 1990-99; Die weißen Linien geben die signifikanten Korrelationen auf dem 99.9% Konfidenzniveau an.

werden die Zeiträume etwas anders eingeteilt als bei den Reanalysen in Kap. 5. Die Korrelationsanalyse wird für die unterschiedlichen Zeitperioden 1960-1999, 1960-1977, 1977-1999 und 1990-1999 durchgeführt.

In Abb. 8.9 sind die Korrelationskarten der NAO für die einzelnen Zeitperioden dargestellt. Die weißen Linien markieren die signifikanten Bereiche auf dem 99.9% Konfidenzniveau. Links oben gehen alle Jahre (1960-1999) ein. Rechts oben und links unten wird dieser Zeitraum aufgespalten in die Jahre 1960-1977 und 1978-1999 und rechts unten 1990-1999. In allen Korrelationskarten wird eine Ringstruktur südlich von etwa 20°N beobachtet. Die positiv korrelierten Bereiche in den Tropen und Subtropen sind allerdings nur im gesamten Zeitraum und im Zeitraum von 1960-1977 signifikant. Die negativen Korrelationen im arktischen Bereich von 1960-77 sind nicht im signifikanten Bereich. Für die Zeitabschnitte 1978-99 und 1990-99 zeigen sich keine signifikanten Ringstrukturen. Signifikante Gebiete sind nördlich der Aläuten (positiv korreliert) und im Mittelmeerbereich und der Iberischen Halbinsel (negativ korreliert) zu finden. Die ringförmigen tropischen Korrelationen und damit auch der Zusammenhang zwischen der NAO und der stratosphärischen Zirkulation sind im Vergleich mit den Reanalysen insgesamt mit Werten bis zu 0.4 niedriger als in Abb. 5.3. Dass im Modell die stärksten Korrelationen im Subtropenbereich nicht in den Zeitabschnitten ab 1978 gefunden wurden ist nicht verwunderlich, da durch die interne Variabilität bereits Unterschiede in der Anregung der NAO sichtbar wurden (Abb. 8.6).

Bei der Korrelationsanalyse des SCA-Indexes mit der stratosphärischen Temperatur (Abb. 8.10) sind in allen Zeitabschnitten ringförmige Korrelationsmuster mit negativen Korrelationen in subtropischen und mittleren Breiten und positiven Korrelationen in polaren Gebieten zu erkennen. Die Korrelationswerte und auch die signifikanten Gebiete nehmen in den späten Zeitabschnitten ab 1978 zu. Diese Musterstruktur ist auch in den Korrelationen der Reanalysen (Abb. 5.6) zu sehen. Dabei sind die Korrelationswerte in polaren Gebieten im Modell etwas größer, während sie in den Reanalysen in den subtropischen Bereichen höher und signifikant sind. Insgesamt sind die Unterschiede zwischen verschiedenen Zeitperioden im Modell und in den Reanalysen miteinander vergleichbar, da die Korrelationswerte der Ringstruktur und die signifikanten Werte in den späten Zeitabschnitten ab 1978 bzw. 1990 zunehmen. Weil bereits die Zeitreihe der Troposphärenmuster besser mit den Reanalysen korreliert war (Abb. 8.6), ist auch die bessere Übereinstimmung der Troposphären-Stratosphären-Korrelation in den einzelnen Zeitabschnitten damit konsistent.

Bei den troposphärischen Telekonnexionsmustern NAO und SCA ist festzustellen, dass sich die beobachteten Zusammenhänge zwischen den nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation qualitativ auch im Modell wiederfinden lassen, jedoch ihre Kopplung schwächer ist. Somit scheint die Modelldynamik prinzipiell in der Lage zu sein die Kopplung zu simulieren. Trotz des hochaufgelösten Tropopausenbereiches ist aber ein dynamischer Antrieb, der in der Atmosphäre, wie in den Analysen im Kap. 5.2 gezeigt wurde, existiert, jedoch im Modell zu schwach ausgeprägt oder fehlt völlig.

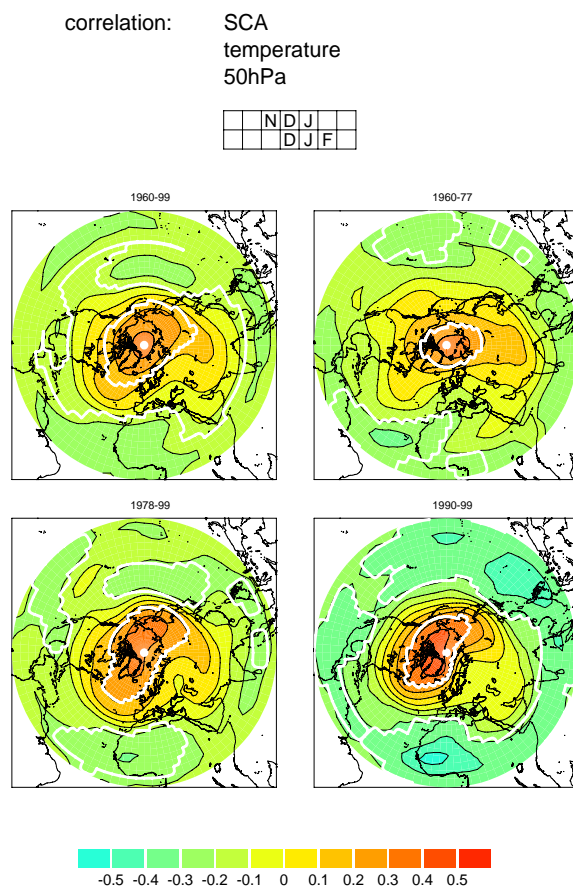


Abbildung 8.10: Korrelation des SCA-Indexes (N,D,J) mit den Anomalien der Temperatur des 50 hPa-Niveaus mit einem Monat Zeitversatz (D,J,F), links oben: 1960-99, rechts oben: 1960-77, links unten: 1978-99, rechts unten: 1990-99; Die weißen Linien geben die signifikanten Korrelationen auf dem 99.9% Konfidenzniveau an.

8.4 Variabilität der Modellstratosphäre

Die Analyse der stratosphärischen Variabilität in Kapitel 6 hat gezeigt, dass stratosphärische Variabilitätsmuster, die Auswirkung auf die Lage und Stärke des Polarwirbels haben, die Kopplung von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der Stratosphäre beeinflussen. Deshalb werden auch für die Modellstratosphäre mithilfe einer EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe in 30 hPa (siehe Kap. 3.2.4 und 6.1) die wichtigsten Variabilitätsmuster untersucht. Im Folgenden werden die ersten drei EOFs für Dezember, welche die meiste Variabilität der Stratosphäre erklären und alle drei planetare Welle-1-Strukturen aufweisen, vorgestellt. Zur besseren Übersicht werden die Werte zwischen -20 gpm und 20 gpm nicht dargestellt.

Die 1. EOF zeigt mit 44.4% erklärter Varianz den Polarwirbel (Abb. 8.11). Somit ist auch in der Modellstratosphäre der Polarwirbel die dominante Struktur. Allerdings ist er im Vergleich zu den Reanalysen (siehe Abb. 6.2) in Richtung Nordamerika

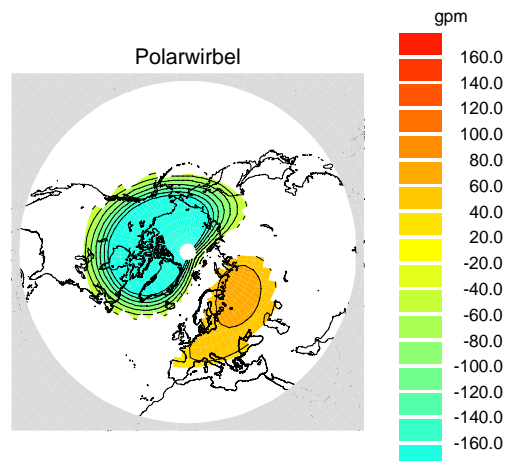


Abbildung 8.11: 1. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Daten in 30 hPa im Dezember [gpm]: Polarwirbel.

verschoben und das Zentrum befindet sich nicht mehr direkt über dem Nordpol. Positive geopotenzielle Höhenanomalien zeigen sich über Europa und Russland. In der 2. EOF wird die erste WNR1-Struktur dargestellt und im Folgenden, analog zu den Reanalysen, WNR1a-Muster (Abb. 8.12) genannt. Es zeigt sich ein positives Zentrum über dem Nordosten Kanadas und den USA und ein negatives Zentrum über weiten Teilen des arktischen Ozeans und Nordostasien. Im Vergleich zu den Reanalysen (siehe Abb. 6.4) erklärt es mit 22.2% zirka 10% mehr Variabilität. Die Phase bzw. das Maximum der Zentren ist um zirka 30° - 40° in Richtung Osten verschoben, wodurch sie den Polarwirbel und den damit verbundenen Polarjet während einer stark positiven Anregung des Musters nicht in Richtung Europa, sondern in

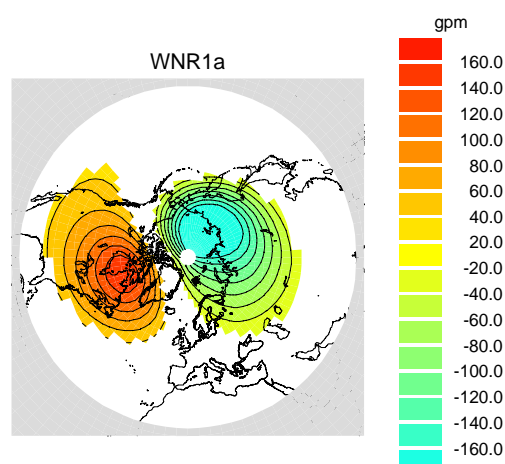


Abbildung 8.12: 2. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Daten in 30 hPa im Dezember [gpm]: WNR1a-Muster.

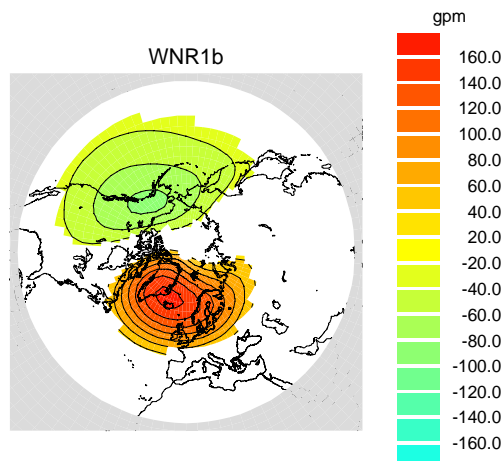


Abbildung 8.13: 3. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Daten in 30 hPa im Dezember [gpm]: WNR1b-Muster.

Richtung Asien deformiert und verlagert. Das WNR1a-Modellmuster gleicht sehr stark dem WNR1a-Muster, das bei den Reanalysen im November auftritt (Abb. 6.4 links oben). Eine ähnliche, wenn auch geringere Phasenverschiebung der beobachteten und simulierten WNR1a-Struktur wurde bereits von Mager (2004) und Mager und Dameris (2005) in E39/C-Simulationen, die auf Zeitscheibenexperimenten der Jahre 1960, 1990 und 2015 beruhen, bei einem Vergleich mit den ERA-15 Daten des ECMWF festgestellt.

Die zweite der WNR1-Strukturen wird durch die 3. EOF dargestellt (Abb. 8.13). Sie erklärt im Dezember 13.4% der stratosphärischen Variabilität und äußert sich durch ein Zentrum im Nordatlantik bzw. über Grönland und einem inversen Zentrum über den Aläuten. Damit ist auch die Phase dieser WNR1-Struktur im Vergleich mit den Reanalysen (siehe Abb. 6.6) zirka 20° in Richtung Westen verschoben, das negative Zentrum ist schwächer ausgeprägt. Sie gleicht erneut der Struktur der Reanalysen für November (Abb. 6.6 links oben).

Da in Kapitel 6.3 ein starker Zusammenhang zwischen der positiven WNR1a-Struktur und der Kopplung nordatlantisch-europäischer Telekonnexionsmuster mit der stratosphärischen Zirkulation gefunden wurde, werden auch hier die WNR1a-Strukturen bzw. der WNR1a-Index genauer untersucht.

Dazu werden die Indizes wie schon in Kap. 6.2 in den Zeitraum vor 1978 und nach 1978 aufgeteilt und mithilfe von Häufigkeitsverteilungen dargestellt. In Abb. 8.14a ist in blau die Häufigkeitsverteilung für die Jahre 1960-1977 und in grün für 1978-1999 dargestellt, die bei den Reanalysen (Abb. 6.14a) einen signifikanten Unterschied gezeigt haben. In den Musterkoeffizienten des Modells sind diese Unterschiede nicht vorhanden. Auch der Index des WNR1b-Musters, der hier nicht gezeigt wird, deutet nicht auf Unterschiede in den verschiedenen Zeitperioden hin. Die Änderungen in der Amplitude der planetaren Welle 1 sind allerdings in der Realität der Grund für die stark signifikante Kopplung der Telekonnexionsmuster NAO und SCA und

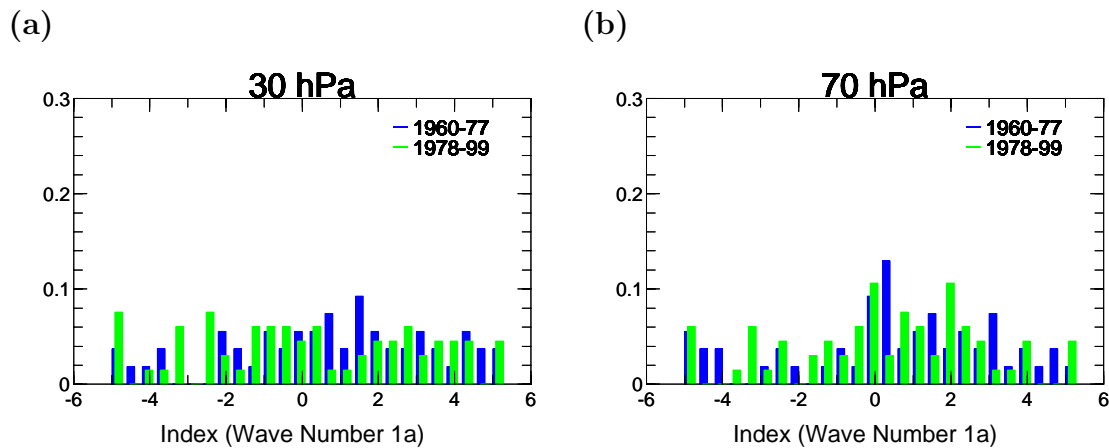


Abbildung 8.14: Häufigkeitsverteilungen der Zeitreihen des WNR1a-Musters in (a) 30 hPa und (b) 70 hPa Höhe der Jahre 1960-1977 (blau) und 1978-1999 (grün), die Häufigkeit ist dabei in [% /100] angegeben.

der Stratosphäre in der Periode ab 1978. Entscheidend für die Beurteilung des Modellverhaltens wäre hier der interne Charakter dieses Teiles der stratosphärischen Variabilität.

Allerdings zeigt auch die Form der Verteilungen starke Abweichungen von der in Beobachtungen annähernd vorhandenen Normalverteilung und tendiert zu einer Gleichverteilung der Amplitudenstärke in 30 hPa. Die hohen positiven und negativen Werte sind deutlich häufiger als bei den Reanalysen, bei denen Werte über vier und unter minus vier nicht auftreten (Abb. 6.14a). Auf eine Überschätzung der Stärke der Wellenzahl 1 in der Stratosphäre wird bereits bei Mager und Dameris (2005) hingewiesen, wobei sie in den E39/C Zeitscheibenexperimenten gefunden wurde. Anfänglich wurde dieses Phänomen der Gleichverteilung auf die Dämpfungsschicht im Modell zurückgeführt, in der die Wellen durch eine künstlich verstärkte Horizontaldiffusion gedämpft werden und die sich im Modell über dem 50 hPa-Niveau befindet. Somit könnten modellinduzierte Wellenrückkopplungen stattfinden, die Einfluss auf die Schicht in 30 hPa ausüben. Um diese Hypothese zu überprüfen, wurde die EOF-Analyse mit der geopotenziellen Höhe in 70 hPa Höhe wiederholt. In dieser Höhe ist ein Einfluss des Modelloberandes sichtlich geringer, da die Schicht außerhalb des Dämpfungsbereichs liegt. Jedoch ist auch hier eine Tendenz zur Gleichverteilung der Amplitude des WNR1a-Musters festzustellen (Abb. 8.14b), auch wenn im Ansatz in den Häufigkeitsverteilungen des WNR1a-Indexes in 70 hPa eine Normalverteilung zu erkennen ist, da die Werte zwischen Null und Zwei am häufigsten auftreten. Signifikante Unterschiede zwischen den Zeitperioden 1960-1977 und 1978-1999 zeichnen sich aber auch hier nicht ab.

Die Häufigkeitsverteilungen ergaben zwar keinen signifikanten Unterschied zwischen den einzelnen Zeitperioden, allerdings besteht die Möglichkeit, dass sich bei einer stark positiven WNR1a-Struktur die Zusammenhänge zwischen den troposphärischen, nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern NAO und SCA und der

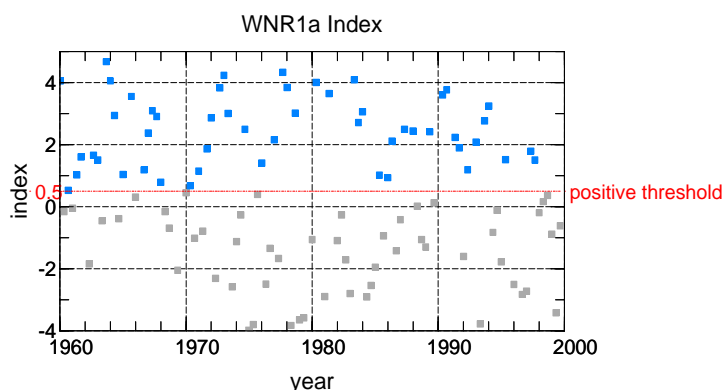


Abbildung 8.15: *WNR1a-Index von November-Januar für 1960-1999, blaue Punkte markieren den Bereich über dem Schwellenwert von 0.5.*

stratosphärischen Zirkulation und damit auch die Wellenausbreitungsbedingungen verbessern. Aus diesem Grund wird der WNR1a-Index wie in Kapitel 6.3 als Filter eingesetzt. Da bei einem stark positiven WNR1a-Muster in den Reanalysen die Kopplung am stärksten ist, wird hier nur dieser Fall betrachtet. Das bedeutet, in den Monaten (N,D,J) mit einem WNR1a-Index über dem Schwellenwert von 0.5 (siehe blaue Punkte in Abb. 8.15) werden die Koeffizienten des NAO-Musters und des SCA-Musters mit den einen Monat zeitversetzten Anomalien der Temperatur in 50 hPa korreliert. Die so entstandenen Korrelationskarten sind in Abb. 8.16 dargestellt.

In beiden Korrelationskarten, also sowohl für die NAO (Abb. 8.16 links) als auch

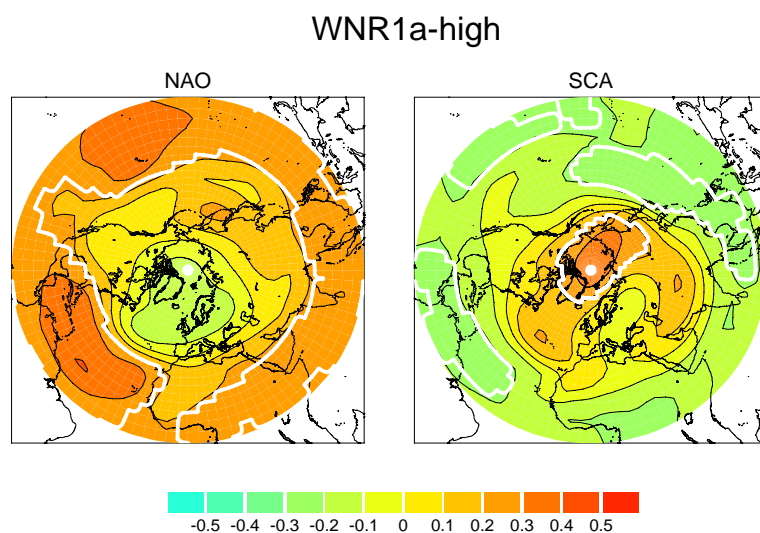


Abbildung 8.16: *Korrelationen des Telekonnexionsmuster-Indexes (N,D,J) mit Temperaturanomalien des 50 hPa-Niveaus (D,J,F) bei WNR1a-Amplitude > 0.5, (links) NAO-Index, (rechts) SCA-Index.*

für das SCA-Muster (Abb. 8.16 rechts), stellt sich bei der Korrelation eine zonalsymmetrische Ringstruktur ein. Bei der NAO ist die Korrelation in den Subtropen positiv und signifikant und in polaren Breiten negativ, allerdings auf dem 99.9% Konfidenzniveau nicht signifikant. Das bedeutet, bei positiver (negativer) NAO ist die Temperatur in den Subtropen anomal hoch (niedrig) und in polaren Gebieten anomal niedrig (hoch), in der Arktis allerdings nicht signifikant. Dies ist im qualitativen Sinne der Zusammenhang, der in den Reanalysen gefunden wurde (Abb. 6.16 links). In den Reanalysen ist die Kopplung allerdings deutlich stärker und von höherer Signifikanz. Auch die Korrelation der Temperatur mit dem SCA-Muster bei stark positivem WNR1a-Muster zeigt eine Ringstruktur, verbunden mit positiven Korrelationen in den arktischen Gebieten und negativen Korrelationen in den Subtropen. Die Struktur ist ebenfalls mit den Reanalysen (Abb. 6.16 rechts) vergleichbar. Im Modell ist der Zusammenhang aber erneut deutlich schwächer und nur die arktischen Gebiete und kleine Bereiche in den Subtropen zeigen signifikante Zusammenhänge.

8.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Frage nachgegangen, ob die in Kap. 5 und 6 gefundenen Zusammenhänge zwischen den troposphärischen Telekonnexionsmustern und der stratosphärischen Zirkulation ab 1978 bzw. in Monaten mit stark positivem WNR1a-Muster auch vom Atmosphärenmodell E39/C wiedergegeben werden können. Hierfür stand ein transienter Lauf des Modells zur Verfügung.

Um die vom Modell simulierte Telekonnexionsmuster zu analysieren wurde eine rotierte EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe in 500 hPa Höhe wie in Kap. 4 durchgeführt. Dabei konnten alle acht Muster, die bereits von den Reanalysen bekannt sind bemerkenswert gut vom Modell simuliert werden. Die troposphärische Modellvariabilität stellt sich damit als sehr gut heraus. Kleine Abweichungen gibt es in der Lage der Zentren und in den Werten der erklärten Varianz. Bei den Musterkoeffizienten zeigen sich im Vergleich zu den Reanalysen größere Unterschiede. Wegen der allgemein stärkeren Abhängigkeit der Musterkoeffizienten von der internen Variabilität des Modells ist die teilweise geringe Korrelation des zeitlichen Verlaufes nicht allzu beunruhigend. Die Zeitreihe des PNA-Musters liefert mit einem signifikanten Korrelationswert von 0.6 eine bessere Übereinstimmung. Da das PNA-Muster in engem Zusammenhang zu ENSO steht, das aus Beobachtungen vorgegeben wird, ist allerdings auch von einer besserer Übereinstimmung auszugehen. Die Kopplung von nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation stellt sich im Modell bei einer Korrelationsanalyse des NAO- und SCA-Indexes mit der Temperatur in 50 hPa als schwächer heraus als in Kap. 5.2, wo sich eine hochsignifikante zonalsymmetrische Ringstruktur zeigte. Diese ist im Modell auch zu finden, die Korrelationswerte sind aber niedriger. Da für die Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre auch die stratosphärische Variabilität wichtig ist, wurden anhand einer EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 30 hPa-Niveaus die wichtigsten Variabilitätsmuster der Stratosphäre ermittelt.

Als 1. EOF bildet sich mit einer erklärten Varianz von 44.4% der Polarwirbel ab. Er ist allerdings im Vergleich zu den Reanalysen in Richtung Nordamerika verschoben. Die 2. und 3. EOF zeigen wie in den Reanalysen WNR1-Strukturen. Aber auch hier ergeben sich Phasenverschiebungen im Vergleich zu den Reanalysen.

Bei einem Vergleich der Musterkoeffizienten des WNR1a-Musters für den Zeitraum 1960-77 und 1978-99 anhand von Häufigkeitsverteilungen stellt sich kein signifikanter Unterschied zwischen den Perioden ein, sondern es zeigt sich in beiden Verteilungen eine Gleichverteilung der Amplitudenstärken. Dies kann nicht allein auf die Dämpfungsschicht zurückzuführen sein, da die Analyse für das 70 hPa-Niveau ebenfalls eine annähernde Gleichverteilung der Amplitudenstärke des WNR1a-Musters zeigt. Setzt man trotz der veränderten stratosphärischen Variabilität im Modell den WNR1a-Index wie in Kap. 6.3 als Filter ein, so zeigen sich in den Korrelationskarten des SCA- und NAO-Index mit der stratosphärischen Temperatur bei stark positivem WNR1a-Index die bereits erwähnten Ringstrukturen, allerdings sind die Werte wesentlich schwächer und oftmals nicht signifikant. Somit ist der Einfluss der stratosphärischen Variabilität des Modells auf die Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre wesentlich geringer.

Da die starke Kopplung von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation im Modell gering ist, werden an dieser Stelle keine weiteren Vorschläge für gezielte Sensitivitätsstudien gemacht.

Anhand dieses Kapitels (insbesondere der Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Musterkoeffizienten) zeigt sich, dass vor allem die stratosphärische Zirkulation im Modell Schwächen beinhaltet, was Auswirkungen auf die Wellenausbreitungsbedingungen und damit auf die Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre hat.

Das macht deutlich, weshalb eine richtige Wiedergabe der stratosphärischen Zirkulation im Modell wichtig ist.

8.6 Diskussion

Die gut mit den Reanalysen übereinstimmenden simulierten troposphärischen Telekonnexionsmuster beinhalten teilweise geringe Abweichungen in der Lage der Aktionszentren. Diese könnten dadurch entstehen, dass im Modell nicht der vollständige Zeitraum von 1948-2002, sondern der Zeitraum von 1960-1999 eingeht. Denn dass die Aktionszentren stark vom gewählten Zeitraum abhängen können, wurde in Kap. 4.5 deutlich. Außerdem ist die horizontale Auflösung im Modell ($3.75^\circ \times 3.75^\circ$) im Vergleich mit den Reanalysen ($2.5^\circ \times 2.5^\circ$) etwas niedriger, was aber aufgrund der großen räumlichen Erstreckung der Muster keinen entscheidenden Einfluss haben dürfte.

Ein Grund für die Unterschiede in den erklärten Varianzen der Muster kann die Überschätzung des PNA-Musters sein. Diese entsteht vermutlich infolge eines überschätzten ENSO Antriebes. In Roeckner et al. (1996) wird bereits auf eine überhöhte Aktivität des ENSO/PNA Mechanismus in dem gekoppelten Atmosphäre-Ozean GCM ECHAM4/OPYC hingewiesen. Allerdings wird im transienten Lauf des Klima-

Chemie-Modells der ozeanische Teil der ENSO-Variabilität (die SST-Anomalie) nicht im Modell erzeugt sondern realistisch vorgegeben. Demnach könnte es sein, dass die atmosphärische Reaktion auf den SST-Antrieb im Modell überschätzt wird.

Die Musterkoeffizienten müssen, da sie teilweise durch die interne Variabilität des Modells entstehen, nicht exakt mit den Reanalysen übereinstimmen. Geht man aber davon aus, dass auch die NAO unter anderem durch die Ozeanoberflächentemperatur angetrieben wird (Peng et al., 2002), die im Modell aus Beobachtungen eingespeist wird, so sollten die Tendenzen und der Trend in den Zeitreihen besser übereinstimmen als es der Fall ist. Daher könnte es sein, dass der Einfluss der SSTs hier schwächer ist als in den Beobachtungen. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass das Modell den vorhandenen Einfluss nicht repräsentieren kann, da keine Rückkopplungen zwischen der Atmosphäre und dem Ozean berücksichtigt sind. Für die Untersuchung dieser Rückkopplungsmechanismen muss ein gekoppeltes Ozean-Atmosphäre Modellsystem einzusetzt werden.

Die Kopplung von troposphärischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation ist im Modell E39/C zu schwach. Dies könnte ein Hinweis sein, dass die planetaren Wellen sich zwar vertikal ausbreiten, das Brechen und damit die Abbremsung des Grundstromes aufgrund des relativ niedrigen Modelloberrandes aber in einer falschen Höhe erfolgt und somit der Antrieb der Residualzirkulation unrealistisch ist. Durch eine richtige Simulation der stratosphärischen Zirkulation könnte die Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre verbessert werden. Dazu könnte ein Klima-Chemie-Modell der mittleren Atmosphäre mit hoher Vertikalauflösung, höherem Modelloberrand und selbstinduzierter QBO hilfreich sein, das sich aber momentan in der Entwicklung befindet und somit noch nicht verfügbar ist.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein besseres Verständnis der Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre in den mittleren und polaren Breiten der Nordhemisphäre auf Monatszeitskalen, die auf die Ausbreitung von quasi-stationären Wellen zurückzuführen ist erzielt. Der Schwerpunkt lag dabei auf den dynamisch aktiven Wintermonaten, welche die größte Variabilität aufweisen.

Die troposphärische Variabilität wird zum Großteil durch bevorzugte Zirkulationsstrukturen und deren irreguläre Übergänge bestimmt. Da diese Zirkulationsstrukturen, die Telekonnexionsmuster, in verschiedenen geografischen Regionen durchaus verschiedene Anregungsmechanismen haben können (siehe Kap. 1.1), wurden mittels einer rotierten EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe in 500 hPa (NCEP/NCAR Reanalysedaten von 1948-2002) die wichtigsten regionalen troposphärischen Telekonnexionsmuster der Nordhemisphäre berechnet. Diese lassen sich drei großen geografischen Regionen zuordnen:

- Nordatlantik: Nordatlantische Oszillation (NAO), Ostatlantisches Muster (EA)
- Eurasien: Ostatlantisch-Westrussisches-Muster (EA/WR), Skandinavisches-Muster (SCA), Polar-Eurasisches-Muster (POL)
- Nordpazifik und Nordamerika: Pazifisch-Nordamerikanisches-Muster (PNA), Westpazifisches-Muster (WP), Ostpazifisch-Nordpazifisches-Muster (EP/NP)

Diese Muster zeigen sowohl Wellenzug- als auch Dipolstrukturen. Da es sich um die stärksten troposphärischen Variabilitätsmuster handelt, wurden sie als grundlegende troposphärische Größen herangezogen, um dynamische Zusammenhänge zwischen der troposphärischen und der stratosphärischen Zirkulation zu untersuchen.

Dabei wurde erstmalig gezeigt, dass unterschiedliche regionale troposphärische Telekonnexionsmuster unterschiedliche Auswirkungen auf die stratosphärische Zirkulation haben. Dies wurde anhand von instantanen und zeitverzögerten Korrelationsanalysen der troposphärischen Muster mit den stratosphärischen Variablen (Temperatur, geopotenzielle Höhe) untersucht. Es ergaben sich für die pazifisch-nordamerikanischen Muster WP und PNA signifikante (99.9% Konfidenzniveau) instantane

Korrelationen, die sich durch eine quasi-barotrope Musterstruktur äußern. Zeitverzögerte signifikante (99.9% Konfidenzniveau) Zusammenhänge mit der stratosphärischen Zirkulation zeigen die nordatlantisch-europäischen Muster NAO, SCA und EA/WR, die eine zonalsymmetrische Ringstruktur mit signifikanten Korrelationswerten über tropischen und subtropischen Breiten und inversen Korrelationswerten über polaren Gebieten darstellen. Die Analyse hat ergeben, dass diese signifikante Kopplung vor allem ab 1978 auftritt.

Um zu verstehen, warum die Kopplung ab 1978 besonders stark ist, wurde untersucht, ob und wie die stratosphärische Zirkulation die gefundenen Zusammenhänge beeinflusst. Aus diesem Grund wurden mittels einer EOF-Analyse die wichtigsten stratosphärischen Variabilitätsmuster berechnet. Dabei wurden die ersten drei Muster, die den Polarwirbel und zwei Varianten der zonalen Wellenzahl 1 (WNR1a und WNR1b) zeigen, einer genaueren Betrachtungsweise unterzogen. Aus der Analyse des WNR1a-Musters geht hervor, dass es sich ab 1978 deutlich häufiger in einem positiven Zustand bzw. sogar in einem sehr stark positiven Zustand befand, wodurch der Polarwirbel in Richtung Europa verschoben wurde. Dieses Ergebnis steht in sehr guter Übereinstimmung mit Naujokat et al. (1997), die gezeigt haben, dass sich ab den 70er Jahren die Amplitude der zonalen Welle 1 in der Stratosphäre verstärkt hat. Da auch die zonalsymmetrischen Ringstrukturen bei den Korrelationen ab 1978 signifikant sind, wurde hier nach einem gemeinsamen physikalischen Zusammenhang gesucht.

Bei einer Verwendung der WNR1a-Zeitreihe als Filter, wobei nur die Wintermonate mit stark positivem WNR1a-Index und damit einem verschobenen Polarwirbel in Richtung Europa verwendet wurden, zeigen sich in den Korrelationen der nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster NAO, SCA und EA/WR mit der stratosphärischen Temperatur die gleichen ringförmigen Korrelationsstrukturen wie ab 1978, aber mit höheren Korrelationswerten. Somit ergibt sich die stärkste Kopplung von nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation bei einem in Richtung Europa verschobenen Polarwirbel.

Bei einer zonalen und vor allem lokalen Untersuchung der Wellenausbreitungsbedingungen während dieser stratosphärischen Situation zeigt sich, dass es zu schwächeren Windgeschwindigkeiten in der Stratosphäre im Bereich von Nordamerika und des westlichen Nordatlantiks kommt und sich dadurch die Wellenausbreitungsbedingungen in diesem geografischen Bereich für planetare Wellen verbessern. Durch die stärkere Wellenausbreitung kommt es dann zu einer stärkeren Wechselwirkung mit dem Polarjet, wobei dieser abgebremst wird. Diese Abbremsung führt nach gängigen Theorien (Holton et al., 1995) zu einer Verstärkung der meridionalen Residualzirkulation. D. h., wenn es zu einer verstärkten Wellenanregung im Nordatlantik und über Europa kommt, wie zu Zeiten negativer NAO- und EA/WR- bzw. positiver SCA-Phase, ist die Reaktion der Residualzirkulation besonders stark.

Die quasi-barotropen Korrelationsstrukturen, die sich bei den pazifisch-nordamerikanischen Mustern WP und PNA zeigen, weisen abnehmende Störungsamplituden mit zunehmender Höhe auf, die keine Westwärtsneigung enthalten. Dies ist ein Charakteristikum für verschwindende Wellen, die als Lösung der Wellengleichung bei

negativem Brechungsindex auftreten. In guter Übereinstimmung damit zeigt die Berechnung des lokalen Brechungsindex über weiten Teilen des Nordpazifiks negative Werte. Dies wird durch den Polarjet, der im Bereich des Pazifiks stets zu weit in Richtung Norden verlagert ist, verursacht.

Ein abschließender Punkt dieser Arbeit bestand darin zu untersuchen, ob die gefundenen Zusammenhänge von nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmustern mit der stratosphärischen Zirkulation auch von einem Atmosphärenmodell wiedergegeben werden können. Dazu wurde ein transienter 40-Jahre-Klimalauf des E39/C Modells mit möglichst realistischen Antrieben (QBO, SSTs, Treibhausgase, Vulkane, solarer Zyklus) erstmalig auf die Kopplung der Troposphäre und der Stratosphäre analysiert. Dabei konnten sowohl die troposphärischen, als auch die stratosphärischen Variabilitätsmuster vom Modell simuliert werden. Allerdings zeigen sich in den stratosphärischen Mustern Phasenverschiebungen in den WNR1-Strukturen, der Polarwirbel ist im Vergleich zu den Reanalysen zu weit in Richtung Nordamerika verschoben. Auch die Zeitreihen der Wellenzahl-1-Strukturen weisen keinen signifikanten Trend ab 1978 auf, in den Häufigkeitsverteilungen ist eine Gleichverteilung der Amplitudenstärken zu verzeichnen. Die Kopplung der nordatlantisch-europäischen Telekonnexionsmuster mit der stratosphärischen Zirkulation zeigt ähnliche ringförmige Korrelationsmuster, allerdings sind sie wesentlich schwächer. Das betrifft auch den Einfluss des WNR1a-Musters auf die Wellenausbreitungsbedingungen. Somit stellte sich heraus, dass insbesondere die stratosphärische Zirkulation im Modell Schwächen beinhaltet, die starken Einfluss auf die Wellenausbreitungsbedingungen haben. Es wird damit deutlich, dass für eine richtige Wiedergabe der Wellenausbreitung und somit der Kopplung der Troposphäre und Stratosphäre die stratosphärische Zirkulation eine wichtige Rolle spielt.

Durch diese Arbeit wurde ein besseres Verständnis im Bereich der Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre geschaffen, insbesondere im Bereich der Ausbreitungscharakteristik von Wellen (lokale Unterschiede). In der Weiterführung der Thematik dieser Arbeit ist es wichtig, anhand von weiteren dynamischen Analysen die Wellenausbreitung von der Troposphäre in die Stratosphäre noch detaillierter zu untersuchen. Hier ist es notwendig, sich auf lokale Untersuchungsmethoden zu konzentrieren, denn es wurde in der vorliegenden Arbeit deutlich, dass es sehr große lokale Unterschiede für die Wellenausbreitung von der Troposphäre in die Stratosphäre gibt, vor allem zwischen der pazifischen und der nordatlantischen Region. Außerdem haben die unterschiedlichen Phasen der troposphärischen Telekonnexionsmuster unterschiedlichen Einfluss auf die Stratosphäre. Von daher ist es wichtig, lokale dynamische Analysemethoden für die unterschiedlichen Phasen anzuwenden, wie es in Kapitel 7.1.1.1 exemplarisch für die NAO durchgeführt wurde.

Da die Stratosphäre auch auf die Troposphäre rückwirken kann, ist es wichtig zu analysieren, wie die dynamischen Mechanismen in Bezug auf den Einfluss der Stratosphäre auf die Troposphäre aussieht. Dazu müssen Analysen herangezogen werden, mit denen z. B. nach, bzw. während einer starken Residualzirkulation die Auswirkungen auf die Troposphäre untersucht werden können. Hierfür wären vereinfach-

te Modellexperimente sinnvoll, in denen Schritt für Schritt der Antrieb im Modell geändert werden kann.

Bei der Analyse des transienten Klimalaufes des E39/C Modells wurde deutlich, dass die stratosphärische Zirkulation im Modell Schwächen beinhaltet, die Auswirkungen auf die Wellenausbreitungsbedingungen haben. Da dies eventuell auf den zu niedrigen Modelloberrand zurückzuführen ist, könnte ein Klima-Chemie-Modell der mittleren Atmosphäre mit hoher Vertikalaufösung und einem höheren Modelloberrand hilfreich sein, um die Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre zu verbessern. Dieses Modell befindet sich aber momentan noch in der Entwicklung. Denn nur mit einer richtigen Simulation der stratosphärischen Zirkulation können die Wellenausbreitungsbedingungen für planetare Wellen realistisch wiedergegeben werden. Eine realistische Wellenausbreitung ist in Bezug auf die Kopplung von Troposphäre und Stratosphäre dringend erforderlich, denn nur wenn diese gegeben ist können künftige Klimaentwicklungen untersucht werden.

Abkürzungen

AGCM	Atmospheric General Circulation Model
AO	Arktische Oszillation
d	Tage
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
EA	East Atlantic
EA/WR	East Atlantic/West Russian
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
ENSO	El Nino/Southern Oscillation
EOF	Empirische Orthogonale Funktion
EP	Eliassen-Palm
EP/NP	East Pacific/North Pacific
FCKW	Fluorchlorkohlenwasserstoff
gpm	geopotenzielle Meter
gpdem	geopotenzielle Dekameter
h	Stunden
K	Kelvin
min	Minuten
ms	Millisekunden
NAM	Northern Annular Mode
NAO	Nordatlantische Oszillation
NCAR	National Center for Atmospheric Research
NCEP	National Center for Environmental Prediction
NCEP/NCAR	siehe NCEP und NCAR
NH	Nordhemisphäre
PC	Principal Component
PNA	Pacific North American
POL	Polar Eurasian
PV	Potenzielle Vorticity
QBO	Quasi Biennale Oszillation
SCA	Scandinavian
SH	Südhemisphäre
SLP	Sea Level Pressure
SST	Sea Surface Temperature
TEM	Transformed Eulerian Mean
UV	ultraviolett
WNR1	Wave number 1
WP	West Pacific

Tabellenverzeichnis

2.1	Wichtige atmosphärische Wellentypen.	21
4.1	Rang nach Varianzanteil und Varianzanteil (in Klammern) der Tele- konnexionsmuster in der rotierten EOF-Analyse.	65

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schema über die Auswirkungen der positiven NAO-Phase.	2
2.1	Thermischer Aufbau der Atmosphäre.	8
2.2	Vertikaler Aufbau der Atmosphäre und Temperaturverlauf.	8
2.3	Schema der Hauptluftmassen und Frontalzonen sowie der vorherrschenden meridionalen und vertikalen Luftbewegungen auf der NH im Winter.	10
2.4	Mittlere absolute Topographie der 500 hPa-Fläche im Januar.	10
2.5	Strahlungsgleichgewichtstemperatur in Kelvin	12
2.6	Druck-Breiten-Schnitt der SPARC-Klimatologie des zonalen Windes und der zonalen Temperatur.	13
2.7	Monatliche Karten der 30 hPa Höhe von 1965-1999.	14
2.8	Monatliche Karten der 30 hPa Temperatur von 1965-1999.	14
2.9	Entstehung des geostrophischen Windes.	17
2.10	Entstehung planetarer Wellen.	22
2.11	Geopotenzielle Höhenkarten der NH in 30 hPa.	26
2.12	Wellenantrieb und meridionale Residualzirkulation der Stratosphäre.	31
2.13	Schematische Darstellung der Residualzirkulation.	32
2.14	Zeitliche Entwicklung der geopotenziellen Höhe in 10 hPa während der starken Stratosphärenenerwärmung im Januar/Februar 1991.	33
2.15	Zeit-Höhen-Schnitte des zonal gemittelten Zonalwindes und des Temperaturgradienten zwischen 60° N und dem Nordpol von November bis März 1998/99	34
3.1	Zonal gemittelte Anzahl aller Beobachtungsarten von 1946 bis 1998	39
4.1	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Die Nordatlantische Oszillation.	52
4.2	Normierter NAO-Index von Jones und aus rotierter EOF-Analyse.	52
4.3	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Ostatlantische Muster.	53
4.4	Normierter EA-Index der Monate November-April (1948-2002).	54

4.5	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Ostatlantisch-Westrussische Muster.	55
4.6	Normierter EA-Index der Monate November-April (1948-2002).	55
4.7	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Skandinavische Muster.	56
4.8	Normierter SCA-Index der Monate November-April (1948-2002).	57
4.9	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Polar-Eurasische Muster.	58
4.10	Normierter POL-Index der Monate November-April (1948-2002).	58
4.11	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Westpazifische Muster.	59
4.12	Normierter WP-Index der Monate November-April (1948-2002).	60
4.13	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Ostpazifisch-Nordpazifische Muster.	60
4.14	Normierter EP/NP-Index der Monate November-April (1948-2002).	61
4.15	Ergebnisse aus rotierter EOF-Analyse der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (November-April) von 1948-2002: Das Pazifisch-Nordamerikanische Muster.	62
4.16	Normierter PNA-Index der Monate November-April (1948-2002).	63
4.17	Maximale-Negative-Korrelationskarte der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (DJFM) von 1962-1977.	64
4.18	Maximale-Negative-Korrelationskarte der geopotenziellen Höhe des 500 hPa-Niveaus (DJFM) von 1948-1977 und 1978-2002.	64
5.1	Korrelation des WP-Indexes mit der Temperatur auf dem 50 hPa-Niveau.	69
5.2	Korrelation des PNA-Indexes mit der Temperatur auf dem 50 hPa-Niveau.	70
5.3	Korrelation des NAO-Indexes mit der Temperatur auf dem 50 hPa-Niveau.	71
5.4	Korrelation des NAO-Indexes mit der geopotenziellen Höhe auf dem 50 hPa-Niveau.	72
5.5	Korrelation des EA/WR-Indexes mit der geopotenziellen Höhe auf dem 50 hPa-Niveau.	73
5.6	Korrelation des SCA-Indexes mit der Temperatur auf dem 50 hPa-Niveau.	74
6.1	Zeitreihe der Monatsmitteltemperaturen in 30 hPa im Januar und Februar am Nordpol.	78

6.2	1. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien in 30 hPa im Dezember.	79
6.3	Normierter Index (PC1) des Polarwirbels von 1958-2002 der Monate November bis Januar.	80
6.4	2. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien in 30 hPa im Dezember.	81
6.5	Normierter Index (PC2) des WNR1a-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.	82
6.6	3. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien in 30 hPa im Dezember.	82
6.7	Normierter Index (PC3) des WNR1b-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.	83
6.8	4. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien in 30 hPa im Dezember.	84
6.9	Normierter Index (PC4) des WNR2a-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.	84
6.10	5. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien in 30 hPa im Dezember.	85
6.11	Normierter Index (PC5) des WNR2b-Musters von 1958-2002 der Monate November bis Januar.	85
6.12	Maximale Wellenamplitude der Welle 1 und 2 in 30 hPa Höhe.	87
6.13	Anzahl an Tagen mit Höhenwelle-1-Amplitude (30 hPa, 60 °N) > 700 gpm in der Wintersaison (Dezember - März).	87
6.14	Relative Häufigkeiten der Zeitreihen von WNR1a-Muster und WNR1b-Muster.	88
6.15	Zeitreihe des WNR1a-Musters von 1958-2002 mit Schwellenwerten 0.5 und -0.5.	89
6.16	Korrelation des NAO-Indexes mit den Temperaturanomalien des 50 hPa-Niveaus bei negativer und positiver WNR1a-Struktur.	90
6.17	Korrelation des SCA-Indexes mit den Temperaturanomalien des 50 hPa-Niveaus bei negativer und positiver WNR1a-Struktur.	91
6.18	Korrelationen der Temperaturanomalien in 50 hPa (D,J,F) und des NAO-Indexes (N,D,J), wenn WNR1-Index > 0.5 und $\phi=0^\circ, \dots, 180^\circ$ in 20°-Schritten.	93
6.19	Korrelationen der Temperaturanomalien in 50 hPa (D,J,F) und des SCA-Indexes (N,D,J), wenn WNR1-Index > 0.5 und $\phi=0^\circ, \dots, 180^\circ$ in 20°-Schritten.	94
7.1	Zonalgemittelter Zonalwind der NH für Wintermonate negativer bzw. positiver WNR1a.	98
7.2	Klimatologisches Mittel (NDJ) des Zonalwindes in 200 hPa und in 50 hPa von 1958-2002.	99
7.3	Mittel des Zonalwindes in 200 hPa für Wintermonate negativer bzw. positiver WNR1a.	100
7.4	Mittel des Zonalwindes in 50 hPa für Wintermonate negativer bzw. positiver WNR1a.	101
7.5	Mittel des Zonalwindes in 50 hPa für positive und negative NAO Wintermonate mit stark positiver WNR1a-Struktur.	102

7.6	Mittel des EP-Flusses und der EP-Flussdivergenz der NH über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 200 hPa - 10 hPa für einen WNR1a-Index mit einem Schwellenwert > 0.5 bzw. < -0.5	103
7.7	Mittel des Brechungsindex für Welle 1 über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 500 hPa-10 hPa und 40°N - 85°N für einen WNR1a-Index > 0.5 bzw. < -0.5	105
7.8	Lokaler Brechungsindex von 30°N - 90°N über alle November-, Dezember- und Januar-Monatsmittel von 1958-2002 in 50 hPa-Höhe bei einem WNR1a-Index > 0.5 bzw. (b) < -0.5	106
7.9	Regressionsmuster (DJF) von 1958-2002 (a) des WP-Musters, (b) des PNA-Musters mit den Anomalien der geopotenziellen Höhe in 200 hPa, 100 hPa und 50 hPa.	107
7.10	Lokaler Brechungsindex (DJF) von 1958-2002 von 30°N - 90°N in 50 hPa-Höhe.	108
8.1	Druck-Breiten-Schnitt des zonal gemittelten Zonalwindes des transienten Laufes für DJF von 1960-69.	112
8.2	Druck-Breiten-Schnitt der zonal gemittelten Temperatur des transienten Laufes für DJF von 1960-69.	112
8.3	NAO-Muster aus NCEP/NCAR Reanalysen und E39/C Modelldaten.	113
8.4	SCA-Muster aus NCEP/NCAR Reanalysen und E39/C Modelldaten.	114
8.5	PNA-Muster aus NCEP/NCAR Reanalysen und E39/C Modelldaten.	115
8.6	NAO-Zeitreihe aus NCEP/NCAR Reanalysen und E39/C Modelldaten.	116
8.7	SCA-Zeitreihe aus NCEP/NCAR Reanalysen und E39/C Modelldaten.	117
8.8	PNA-Zeitreihe aus NCEP/NCAR Reanalysen und E39/C Modelldaten.	117
8.9	Korrelation des NAO-Indexes mit Temperatur auf dem 50 hPa-Niveau.	118
8.10	Korrelation des SCA-Indexes mit Temperatur auf dem 50 hPa-Niveau	120
8.11	1. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Daten in 30 hPa im Dezember.	121
8.12	2. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Daten in 30 hPa im Dezember.	121
8.13	3. EOF der geopotenziellen Höhenanomalien der E39/C Daten in 30 hPa im Dezember.	122
8.14	Häufigkeitsverteilungen der Zeitreihen des WNR1a-Musters in 30 hPa und 70 hPa.	123
8.15	WNR1a-Index von November-Januar für 1960-1999.	124
8.16	Korrelation des NAO- und SCA-Indexes mit Temperaturanomalien des 50 hPa-Niveaus bei stark positiver WNR1a-Struktur.	124

Literaturverzeichnis

- Ambaum, M. H. P. und Hoskins, B. J., 2002. The NAO troposphere-stratosphere connection. *J. Climate*, 15, 1969–1978.
- Ambaum, M. H. P., Hoskins, B. J., und Stephenson, D. B., 2001. Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation. *J. Climate*, 14, 3495–3507.
- Andrews, D. G., Holton, J. R., und Leovy, C. B., 1987. *Middle Atmospheric Dynamics*. Academic Press.
- Andrews, D. G. und McIntyre, M. E., 1976. Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, 33, 2031–2048.
- Andrews, D. G. und McIntyre, M. E., 1978. Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 35, 175–185.
- Austin, J., Shindell, D., Beagley, S. R., Brühl, C., Dameris, M., Manzani, E., Nagashima, T., Newman, P., Pawson, S., Pitari, G., Rozanov, E., Schnadt, C., und Shepherd, T. G., 2003. Uncertainties and assessments of chemistry-climate models of the stratosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, 3, 1–27.
- Baldwin, M. P., Cheng, X., und Dunkerton, T. J., 1994. Observed correlations between winter-mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, 21(30), 1141–1144.
- Baldwin, M. P. und Dunkerton, T. J., 1999. Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. Geophys. Res.*, 104(30), 937–946.
- Baldwin, M. P. und Dunkerton, T. J., 2001. Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. *Science*, 294, 581–584.
- Barnston, A. G. und Livezey, R. E., 1987. Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 1083–1126.
- Barnston, A. G. und Livezey, R. E., 1991. Modulation of Southern Oscillation-Northern Hemisphere mid-winter climate relationships by the QBO. *J. Climate*, 4(2), 203–217.

- Bell, G. D. und Basist, A. N., 1994. Seasonal climate summary: The global climate of December 1992 - January 1993: Mature ENSO conditions continue in the Tropical Pacific, California drought abates. *J. Climate*, 7, 1581–1605.
- Black, R., 2002. Stratospheric forcing of surface climate in the Arctic Oscillation. *J. Climate*, 15, 268–277.
- Brewer, A., 1949. Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 75, 351–361.
- Cash, B. A., Kushner, P. J., und Vallis, G. K., 2005. Zonal asymmetries teleconnections, and annular patterns in a GCM. *J. Atmos. Sci.*, 62, 207–219.
- Charney, J. G. und DeVore, J. G., 1979. Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, 36(7), 1205–1216.
- Charney, J. G. und Drazin, P. G., 1961. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 66, 83–109.
- Chen, W. und Huang, R. H., 1999. The modulation of planetary wave propagation by the tropical QBO zonal winds and the associated effects in the residual meridional circulation. *Contrib. Atmos. Phys.*, 72, 187–204.
- Cheng, X. und Dunkerton, T. J., 1995. Orthogonal rotation of spatial patterns derived from singular value decomposition analysis. *J. Climate*, 8, 2631–2643.
- Dameris, M., Grewe, V., Ponater, M., Deckert, R., Eyring, V., Mager, F., Matthes, S., Schnadt, C., Stenke, A., Steil, B., Bruehl, C., und Giorgetta, M. A., 2005. Long-term changes and variability in a transient simulation with a chemistry-climate model employing realistic forcing. *Atmosph. Chem. Phys.*, 5, 2121–2145.
- Deutscher-Wetterdienst, 1987. Allgemeine Meteorologie. Technischer Bericht 1, Offenbach.
- Dobson, G., 1956. Origin and distribution of polyatomic molecules in the atmosphere. *Band 236*, Seiten 187–193.
- Dole, R. M. und Gordon, N. D., 1983. Persistent anomalies of the extratropical Northern Hemisphere wintertime circulation: Geographical distribution and regional persistence characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 1567–1586.
- Edmon, H. J., Hoskins, B. J., und McIntyre, M. E., 1980. Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2600–2616.
- Eluszkiewicz, J., Crisp, D., Grainger, R. G., Lambert, A., Roche, A. E., Kumer, A. E., und Mergenthaler, J. L., 1997. Sensitivity of the residual circulation diagnosed from the UARS data to the uncertainties in the input fields and to the inclusion of aerosols. *J. Atmos. Sci.*, 54, 1739–1757.

- Etling, D., 1996. *Theoretische Meteorologie*. Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden.
- Feldstein, S. B., 1998. The growth and decay of low-frequency anomalies in a GCM. *J. Atmos. Sci.*, 55, 415–428.
- Gates, W., Boyle, J. S., Covey, C., Dease, C. G., Doutriaux, C. M., Drach, R. S., Fiorino, M., Gleckler, P. J., Hnilo, J. J., Marlais, S. M., Phillips, T. J., Potter, G. L., Santer, B. D., Sperber, K. R., Taylor, K. E., und Williams, D. N., 1999. An overview of the results of the Atmospheric Model Intercomparison Project (AMIP). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 80, 29–55.
- Geller, M., 1983. Dynamics of the middle atmosphere. *Space Sci. Rev.*, Band 34.
- Giorgetta, M. und Bengtsson, L., 1999. Potential role of the QBO in the stratosphere-troposphere exchange as found in water vapor in general circulation model experiments. *J. Geophys. Res.*, 104, 6003–6020.
- Gong, D. und Wang, S., 1999. Definition of Antarctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 459–462.
- Greatbatch, R. J., 2000. The North Atlantic Oscillation. *Stoch. Env. Res. Risk Ass. Entretiens*, 14(4), 213–242.
- Hartmann, D. L., Wallace, J. M., Limpasuvan, V., Thompson, D. W. J., und Holton, J. R., 2000. Can ozone depletion and global warming interact to produce rapid climate change? *Natl. Acad. Sci. USA*, 97, 1412–1417.
- Haynes, P., Marks, C., McIntyre, M., Shepherd, T., und Shine, K., 1991. On the 'downward control' of extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces. *J. Atmos. Sci.*, 48, 651–679.
- Haynes, P. H., 2005. Stratospheric dynamics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 37, 263–293.
- Hein, R., Dameris, C., Schnadt, C., Land, C., Grewe, V., Köhler, I., Ponater, M., Sausen, R., Steil, B., Landgraf, J., und Bruehl, C., 2001. Results of an interactively coupled atmospheric chemistry-general circulation model: Comparison with observations. *Ann. Geophysicae*, 19, 435–457.
- Held, M., 1983. Stationary and quasi-stationary eddies in the extratropical troposphere: Theory. In B. J. Hoskins und R. P. Pearce, Herausgeber, *Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, Seiten 127–168. Academic Press.
- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rood, R. B., und Pfister, L., 1995. Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, 33, 403–439.
- Holton, J. R. und Tan, H. C., 1982. The Quasi-Biennial Oscillation in the Northern Hemisphere lower stratosphere. *J. Meteor. Soc. Jpn*, 360, 140–147.

- Holton, J. W., 2002. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences, Volume 1-6*. Academic Press, San Diego.
- Honda, M. und Nakamura, H., 2001. Interannual seesaw between the Alëutian and Icelandic Lows. Part II: Its significance in the interannual variability over the wintertime Northern Hemisphere. *J. Climate*, 14(24), 4512–4529.
- Horel, J. D., 1981. A rotated principal component analysis of the interannual variability of the Northern Hemisphere 500 mb height field. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 2080–2092.
- Hu, Y. und Tung, K. K., 2002. Interannual and decadal variations of planetary wave activity, stratospheric cooling, and Northern Hemisphere annular mode. *J. Climate*, 15(13), 1659–1673.
- Hurrell, J. W., 1995. Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: Regional temperatures and precipitation. *Science*, 269, 676–679.
- Hurrell, J. W., 1996. Influence of variations in extratropical wintertime teleconnections on Northern Hemisphere temperature. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 665–668.
- Hurrell, J. W., Kushnir, Y., und Visbeck, M., 2001. The North Atlantic Oscillation. *Science*, 291, 603–605.
- Hurrell, J. W. und van Loon, H., 1997. Decadal variations in climate associated with the North Atlantic Oscillation. *Clim. Change*, 36, 301–326.
- James, I. N., 1994. *Introduction to circulating atmospheres*. Cambridge Univ. Press.
- Jones, P. D., Jonsson, T., und Wheeler, D., 1997. Extension to the North Atlantic Oscillation using early instrumental pressure observations from Gibraltar and south-west Iceland. *Int. J. Climatol.*, 17, 1433–1450.
- Jung, T., Hilmer, M., Kleppek, S., Ruprecht, E., Gulev, S. K., und Zolina, O., 2003. Characteristics of the recent eastward shift of interannual NAO variability. *J. Climate*, 16, 3371–3382.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., und Joseph, D., 1996. The NCEP/NCAR 40-year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, 437–471.
- Karoly, D. J. und Hoskins, B. J., 1982. Three dimensional propagation of planetary-waves. *J. Meteorol. Soc. Jpn*, 60, 109–123.
- Kirchner, I., Stenchikov, G. L., Graf, H.-F., Robock, A., und Antuña, J. C., 1999. Climate model simulation of winter warming and summer cooling following the 1991 Mount Pinatubo volcanic eruption. *J. Geophys. Res.*, 104(13), 19 039–19 056.

- Kistler, R., Kalnay, E., Collins, W., Saha, S., White, G., Wollen, J., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Kanamitsu, M., Kousky, V., v.d Dool, H., Jenne, R., und Fiorino, M., 2001. The NCEP-NCAR 50-year reanalysis: Monthly means CD-ROM and documentation. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 82, 247–267.
- Kleppek, S., 2002. *Einfluss der Nordatlantischen Oszillation auf das Klima Europas anhand von Verteilungsfunktionen atmosphärischer Parameter*. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde Kiel, CAU Kiel, Deutschland.
- Kodera, K., 1995. On the origin and nature of the interannual variability of the winter stratospheric circulation in the Northern Hemisphere. *J. Geophys. Res.*, 100(14), 77–87.
- Kodera, K., Kuroda, Y., und Pawson, S., 2000. Stratospheric sudden warmings and slowly propagating zonal-mean zonal wind anomalies. *J. Geophys. Res.*, 105(D10), 12 351–12 360.
- Kuroda, Y. und Kodera, K., 1999. Role of planetary waves in the stratosphere-troposphere coupled variability in the Northern Hemisphere winter. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2375–2378.
- Labitzke, K., 1977. Interannual variability of the winter stratosphere in the Northern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 762 – 770.
- Labitzke, K., 1982. On the interannual variability of the middle stratosphere during the northern winters. *J. Meteor. Soc. Jpn*, 60, 124 – 139.
- Labitzke, K., 1999. *Die Stratosphäre: Phänomene, Geschichte*. Springer Verlag, Berlin.
- Labitzke, K., 2000. Die Rolle der Stratosphäre für das Klimasystem. *Klimastatusbericht 2000, DWD*.
- Land, C. J., Ponater, M., Sausen, R., und Röckner, E., 1999. The ECHAM4.L39(DLR) atmosphere GCM - Technical description and model climatology. *DLR-Forschungsbericht 1999-31*, Seite 45ff.
- Limpasuvan, V., Hartmann, D. L., und Dennis, L., 1999. Wave-maintained annular modes of climate variability. *J. Climate*, 13(24), 4414–4429.
- Mager, F., 2004. *Untersuchung der Anregung und Ausbreitung planetarer Wellen in meteorologischen Analysen und einem Klima-Chemie-Modell*. Doktorarbeit, Fachbereich Physik, Bergische Universität Wuppertal, Deutschland.
- Mager, F. und Dameris, M., 2005. Planetary waves in a coupled chemistry-climate model: Analysis techniques and comparison with reanalysis data. *submitted to ACPD*, Seiten 1–15.

- Marquardt, C., 1998. *Die tropische QBO und dynamische Prozesse in der Stratosphäre*. Doktorarbeit, Institut für Meteorologie, Freie Universität Berlin, Deutschland.
- Marquart, S., Ponater, M., Mager, F., und Sausen, P., 2003. Future development of contrail cover, optical depth, and radiative forcing: Impacts of increasing air traffic and climate change. *J. Climate*, 16, 2890–2904.
- Marshall, J., Kushnir, Y., Battisti, D., Chang, P., Czaja, A., Dickson, R., Hurrell, J., McCartney, R., Saravanan, M., und Visbeck, M., 2001. North Atlantic climate variability: Phenomena, impacts and mechanisms. *Int. J. Climatol.*, 21(1), 863–898.
- Matsuno, T., 1970. Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, 27(6), 871–883.
- McIntyre, M. E., 1982. How well do we understand the dynamics of stratospheric warmings? *J. Meteor. Soc. Jpn*, 69, 37–65.
- Mo, K. und Livezey, R., 1986. Tropical-extratropical geopotential height teleconnections during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 2488–2515.
- Müller, M., 2001. *Polare Stratosphärenwolken und mesoskalige Dynamik am Polarwirbelrand*. Doktorarbeit, Fachbereich Physik, Freie Universität Berlin, Deutschland.
- Müller, P. H., 1991. *Wahrscheinlichkeitsrechnung und Mathematische Statistik: Lexikon der Stochastik*. Akademie Verlag GmbH, Berlin.
- Nakamura, H. und Honda, M., 2002. Interannual seesaw between the Alëutian and Icelandic Lows part III: Its influence upon stratospheric variability. *J. Meteor. Soc. Jpn*, 80(4B), 1051–1064.
- Naujokat, B., Krüger, K., Matthes, K., Hoffmann, J., Kunze, M., und Labitzke, K., 2002. The early major warming in December 2001 - exceptional? *Geophys. Res. Lett.*, 29(21), doi:10.1029/2002GL015316.
- Naujokat, B., Pawson, S., und Piel, A., 1997. Is there a trend in the occurrence of extremely low temperatures in the northern stratospheric winter? *WMO/TD*, 814, 157–160.
- Newman, P. A., Nash, E. R., und Rosenfield, J. E., 2001. What controls the temperature of the Arctic stratosphere during the spring? *J. Geophys. Res.*, 106, 19999–20010.
- Nigam, S., 2002. Teleconnections. In J. R. Holton, Herausgeber, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences; Volume 1-6*, Seiten 2243–2269. Academic Press, San Diego.

- Nishii, K. und Nakamura, H., 2004. Lower-stratospheric Rossby wave trains in the Southern Hemisphere: A case-study for late winter of 1997. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130, 325–345.
- Niwano, M. und Takahashi, M., 1998. The influence of the equatorial QBO on the Northern Hemisphere winter circulation of a GCM. *J. Meteor. Soc. Jpn*, 76, 453–461.
- North, G. R., Bell, T. L., und Cahalan, R. F., 1982. Sampling errors in the estimation of Empirical Orthogonal Functions. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 699–706.
- Pawson, S. und Kubitz, T., 1996. Climatology of planetary waves in the northern stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 101, 16 987–16 996.
- Pendlebury, D. und Shepherd, T. G., 2002. Planetary-wave-induced transport in the stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, 60, 1456–1470.
- Peng, S., Robinson, W. A., und Li, S., 2002. North Atlantic SST forcing of the NAO and relationships with intrinsic hemispheric variability. *Geophys. Res. Lett.*, 29, doi:10.1029/2001GL014 043.
- Perlwitz, J. und Graf, H. F., 1995. The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of the Northern Hemisphere in winter. *J. Climate*, 8, 2281 –2295.
- Perlwitz, J. und Graf, H. F., 2001. Troposphere-stratosphere dynamic coupling under strong and weak polar vortex conditions. *Geophys. Res. Lett.*, 28, 271 –274.
- Perlwitz, J. und Harnik, N., 2003. Observational evidence of a stratospheric influence on the troposphere by planetary wave reflection. *J. Climate*, 16, 3011 –3026.
- Perlwitz, J. und Harnik, N., 2004. Downward coupling between the stratosphere and troposphere: The relative roles of wave and zonal mean processes. *J. Climate*, 17, 4901 –4908.
- Petzoldt, K., 1992. Dynamik der Stratosphärenenerwärmungen. *Promet*, 2–4, 90–105.
- Pichler, H., 1997. *Dynamik der Atmosphäre*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin, Oxford.
- Polvani, L. M. und Waugh, D. W., 2004. Upward wave activity flux as precursor to extreme stratospheric events and subsequent anomalous surface weather regimes. *J. Climate*, 17(18), 3548–3554.
- Randel, W., Fleming, E., Geller, M., Gelman, M., Hamilton, K., Karoly, D., Ortland, D., Pawson, S., Swinbank, R., Udelhofen, P., Wu, F., Baldwin, M., Chanin, M. L., Keckhut, P., Labitzke, K., Remsberg, E., Simmons, A., und Wu, D., 2002. The SPARC intercomparison of Middle Atmosphere Climatologies. *SPARC Report*, WCRP-116(WMO/TD-No.1142).

- Randel, W. R., 1987. A study of planetary waves in the southern winter troposphere and stratosphere. Part I: Wave structure and vertical propagation. *J. Atmos. Sci.*, 44, 917–934.
- Richman, M. B., 1986. Rotation of principal components. *J. Climatol.*, 6, 293–335.
- Roeckner, E., Oberhuber, J. M., Bacher, A., Christoph, M., und Kirchner, I., 1996. ENSO variability and atmospheric response in a global coupled atmosphere-ocean GCM. *Clim. Dyn.*, 12, 737–754.
- Rogers, J. C., 1990. Patterns of low-frequency monthly sea level pressure variability (1899–1986) and associated wave cyclone frequencies. *J. Climate*, 3, 1364–1379.
- Rossby, C.-G., 1939. Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Mar. Res.*, 2, 38–55.
- Sachs, L., 1993. *Statistische Methoden*. Springer Verlag GmbH.
- Schmitz, G. und Dethloff, K., 1985. Atmosphärische Fernverbindungen. *Spektrum Geophysik*, 16(5), 5–7.
- Schnadt, C. und Dameris, M., 2003. Relationship between North Atlantic Oscillation changes and stratospheric ozone recovery in the Northern Hemisphere in a chemistry- climate model. *Geophys. Res. Lett.*, 30, doi:10.1029/2003GL017006.
- Schönwiese, C., 1988. *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*. Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart.
- Schröder, S., 2001. *Wasserdampftransport über dem Nordatlantik in Abhängigkeit von der Nordatlantischen Oszillation*. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde Kiel, CAU Kiel, Deutschland.
- Shepherd, T. G., 2002. Issues in stratospheric-tropospheric coupling. *J. Meteor. Soc. Jpn.*, 80(4B), 469–492.
- Shepherd, T. G., 2003. Large scale atmospheric dynamics for atmospheric chemists. *Chemical Reviews*, 103(12), 4509–4531.
- Shindell, D. T., Schmidt, G. A., Miller, R. L., und Rind, D., 2001. Northern Hemisphere winter climate response to greenhouse gas, ozone, solar, and volcanic forcing. *J. Geophys. Res.*, 106(15), 7193–7210.
- Solomon, S., Kiehl, J. T., Garcia, R. R., und Grose, W., 1986. Tracer transport by the diabatic circulation deduced from satellite observations. *J. Atmos. Sci.*, 43, 1603–1617.
- Song, Y. und Robinson, W. A., 2004. Dynamical mechanisms for stratospheric influences on the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 61, 1711–1725.

- Steil, B., Dameris, M., Bruehl, C., Crutzen, P. J., Grewe, V., Ponater, M., und Sausen, R., 1998. Development of a chemistry module for GCMs: First results of a multiannual integration. *Ann. Geophysicae*, 16, 205–228.
- Thompson, D. W. J. und Wallace, J. M., 1998. The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1297–1300.
- Thompson, D. W. J. und Wallace, J. M., 2000. Annual modes in the extratropical circulation. Part I: Month to month variability. *J. Climate*, 13, 1000–1016.
- Timm, O., 2003. *Decadal to interdecadal Variability of the North Atlantic Oscillation: A Paleoclimatic Index Reconstruction*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde Kiel, CAU Kiel, Germany.
- Trenberth, K., Branstator, G., Karoly, D., Kumar, A., Lau, N., und Ropelewski, C., 1998. Progress during TOGA in understanding and modeling global teleconnections associated with tropical sea surface temperatures. *J. Geophys. Res.*, 103, 14 291–14 324.
- van Loon, H., Labitzke, K., und Jenne, R. L., 1973. A note on the annual temperature wave in the stratosphere (Map series for description of annual temperature wave in lower stratosphere in Northern Hemisphere, establishing easterly circulation on south side of Alëutian High). *J. Geophys. Res.*, 78, 2672–2678.
- Visbeck, M., Chassignet, E. P., Curry, R. G., Delworth, T. L., Dickson, R. R., und Krahnmann, G., 2003. The ocean's response to North Atlantic Oscillation variability. In J. W. Hurrell, Herausgeber, *The North Atlantic Oscillation*, Seiten 113–146. American Geophysical Union, Washington.
- von Storch, H. und Navarra, A., 1995. *Analysis of Climate Variability: Application of Statistical Techniques*. Springer Verlag.
- von Storch, H. und Zwiers, F. W., 1999. *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press. 484 ff.
- Walker, G. T., 1924. Correlation in seasonal variation of weather, IX. *Mem. Indian. Meteor. Dep.*, 24(9), 275–332.
- Walker, G. T. und Bliss, E. W., 1932. World weather V. *Mem. Roy. Met. Soc.*, 4(36), 53–84.
- Wallace, J. M., 2000. North Atlantic Oscillation/Annular mode: Two paradigms—One phenomena. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, 791–812.
- Wallace, J. M. und Gutzler, D. S., 1981. Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 784–812.

- Wittman, M. A. H., Polvani, L. M., Scott, R. K., und Charlton, A. J., 1997. Stratospheric influence on baroclinic lifecycles and its connection to the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, 31, doi:10.1029/2004GL020503.
- Yoden, S., Taguchi, M., und Naito, Y., 2002. Numerical studies on time variations of the troposphere-stratosphere coupled system. *J. Meteo. Soc. Jpn*, 80, 811–830.
- Zhou, S., Miller, A. J., Wand, J., und Angell, J. K., 2002. Downward-propagation temperature anomalies in the preconditioned polar stratosphere. *J. Climate*, 15, 781–792.

Danksagung

Ich danke

...meiner Betreuerin Dr. Dörthe Handorf für die hilfreichen Diskussionen und Anregungen, das Interesse an meinen Ergebnissen und für die tolle Unterstützung in den drei Jahren. Außerdem bedanke ich mich für die besonders intensive Unterstützung in der Endphase, in der du stets für mich da warst, immer ein offenes Ohr hattest, deine Freizeit für mich geopfert hast und mit mir noch so manches Problem in den Griff bekommen hast.

...meinem Betreuer Dr. Peter von der Gathen für das Interesse an meinen Ergebnissen und für die gute Betreuung in Form von regelmäßigen Treffen und fachlichen Diskussionen, außerdem möchte ich mich für die Korrekturarbeiten am Ende sehr herzlich bedanken.

...Prof. Dr. Klaus Dethloff als meinem Doktorvater und für die Möglichkeit an der Universität Potsdam zu promovieren.

...Dr. Markus Rex und der gesamten Tropo-Strato-Gruppe für die lebhaften Diskussionen und Anregungen in unseren monatlichen Runden.

...Dr. Kirstin Krüger für das Korrekturlesen, die vielen hilfreichen Anregungen, die moralische Unterstützung und für die großzügige Bereitstellung von Abbildungen.

...Dr. Michael Ponater für die Bereitstellung von Modelldaten, Diskussionen, Korrekturarbeiten, die freundliche Zusammenarbeit und für ein immer offenes Ohr.

...Dr. Ingo Wohltmann für die Bereitstellung von Daten.

...meinen Zimmerkollegen und Freunden Katja, Susann und Jürgen, mit denen ich eine wunderbare Zeit hatte und die mich mit all meinen Launen in den letzten Monaten geduldig ertragen haben, immer für mich da waren und mich unterstützt haben wo sie nur konnten.

...den Doktoranden am AWI, mit denen ich viele schöne Stunden bei den Dok-Treffen und Doktorandentagen und auch privat verbracht habe.

...allen Kollegen, die mich hier am Institut unterstützt haben.

...Katja, die meine Arbeit zum Schluss noch auf Punkt und Komma geprüft hat und mir vor allem mit der neuen Rechtschreibung sehr geholfen hat.

...meinen Eltern, die mich immer wieder unterstützt und moralisch aufgebaut haben.

...und nicht zuletzt Steffen, der wann immer ich ihn brauchte für mich da war, mich unterstützt und in der Endphase moralisch aufgebaut hat, in letzter Sekunde noch Korrekturarbeit geleistet hat und mir am Ende sehr hilfreich zur Seite stand.

...allen, die ich vergessen habe.

DANKE ... denn ohne euch alle hätte ich es nicht geschafft!