

Alfred-Wegener-Institut
Helmholtz-Zentrum für Polar- und Meeresforschung
Forschungsstelle Potsdam

Dreidimensionale Diagnostik der großskaligen Zirkulation der Tropo- und Stratosphäre

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

„doctor rerum naturalium“

(Dr. rer. nat.)

in der Wissenschaftsdisziplin

Physik der Atmosphäre

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von
Ralf Jaiser

Potsdam, den 25. Juni 2013

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:
Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Weitergabe unter gleichen Bedingungen 3.0
Deutschland
Um die Bedingungen der Lizenz einzusehen, folgen Sie bitte dem Hyperlink:
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/3.0/de/>

Online veröffentlicht auf dem
Publikationsserver der Universität Potsdam:
URL <http://opus.kobv.de/ubp/volltexte/2013/6906/>
URN <urn:nbn:de:kobv:517-opus-69064>
<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus-69064>

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Kurzfassung	III
Abstract	V
1 Einführung	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Grundgleichungen	5
2.1.1 Gemittelte Gleichungen	6
2.1.2 Energiebudget	7
2.2 Planetare Wellen	9
2.3 Zonalgemittelte Zirkulation der Stratosphäre	10
2.4 Baroklinität	12
2.5 Strahlströme und Stormtracks	12
3 Analysemethoden und Daten	15
3.1 Eady Growth Rate	15
3.2 Eliassen-Palm-Fluss	16
3.3 Datenfilterung	20
3.4 Bestimmung großskaliger Zirkulationsmuster	20
3.4.1 Hauptkomponenten-Analyse	21
3.4.2 Maximum Covariance Analysis	22
3.5 Verwendete und entwickelte Programme	23
3.6 Modelle und Daten	24
4 Ergebnisse in ERA-Interim	27
4.1 Klimatologie in ERA-Interim	27
4.1.1 Zirkulation im Winter der Nordhemisphäre	27
4.1.2 Zirkulation im Sommer der Nordhemisphäre	45
4.1.3 Zirkulation in den Übergangsjahreszeiten	54
4.1.4 Zirkulation in der Südhemisphäre	58

4.1.5	Eliassen-Palm-Fluss mit Feuchte	61
4.2	Reaktion der atmosphärischen Zirkulation auf Meereisänderungen	64
4.2.1	Synoptischskalige Änderungen im Herbst	66
4.2.2	Großskalige Änderungen im Winter	72
5	Ergebnisse in ECHAM6	87
5.1	Die Zirkulation in ECHAM6	88
5.2	Reaktion der atmosphärischen Zirkulation auf Meereisänderungen	100
6	Zusammenfassung und Ausblick	109
	Abkürzungen und Symbole	115
	Literaturverzeichnis	118
	Danksagung	125
	Erklärung	127

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden Konzepte für die Diagnostik der großskaligen Zirkulation in der Troposphäre und Stratosphäre entwickelt. Der Fokus liegt dabei auf dem Energiehaushalt, auf der Wellenausbreitung und auf der Interaktion der atmosphärischen Wellen mit dem Grundstrom. Die Konzepte werden hergeleitet, wobei eine neue Form des lokalen Eliassen-Palm-Flusses unter Einbeziehung der Feuchte eingeführt wird. Angewendet wird die Diagnostik dann auf den Reanalysedatensatz ERA-Interim und einen durch beobachtete Meerestemperatur- und Eisdaten angetriebenen Lauf des ECHAM6 Atmosphärenmodells.

Die diagnostischen Werkzeuge zur Analyse der großskaligen Zirkulation sind einerseits nützlich, um das Verständnis der Dynamik des Klimasystems weiter zu fördern. Andererseits kann das gewonnene Verständnis des Zusammenhangs von Energiequellen und -senken sowie deren Verknüpfung mit synoptischen und planetaren Wellensystemen und dem resultierenden Antrieb des Grundstroms auch verwendet werden, um Klimamodelle auf die korrekte Wiedergabe dieser Beobachtungen zu prüfen. Hier zeigt sich, dass die Abweichungen im untersuchten ECHAM6-Modelllauf bezüglich des Energiehaushalts klein sind, jedoch teils starke Abweichungen bezüglich der Ausbreitung von atmosphärischen Wellen existieren. Planetare Wellen zeigen allgemein zu große Intensitäten in den Eliassen-Palm-Flüssen, während innerhalb der Strahlströme der oberen Troposphäre der Antrieb des Grundstroms durch synoptische Wellen verfälscht ist, da deren vertikale Ausbreitung gegenüber den Beobachtungen verschoben ist.

Untersucht wird auch der Einfluss von arktischen Meereisänderungen ausgehend vom Bedeckungsminimum im August/September bis in den Winter. Es werden starke positive Temperaturanomalien festgestellt, welche an der Oberfläche am größten sind. Diese führen vor allem im Herbst zur Intensivierung von synoptischen Systemen in den arktischen Breiten, da die Stabilität der troposphärischen Schichtung verringert ist. Im darauffolgenden Winter stellen sich barotrope bis in die Stratosphäre reichende Änderungen der großskaligen Zirkulation ein, welche auf Meereisänderungen zurückzuführen sind. Der meridionale Druckgradient sinkt und führt so zu einem Muster ähnlich einer negativen Phase der arktischen Oszillation in der Troposphäre und einem geschwächten Polarwirbel in der Stratosphäre.

Diese Zusammenhänge werden ebenfalls in einem ECHAM6-Modelllauf untersucht, wobei vor allem der Erwärmungstrend in der Arktis zu gering ist. Die großskaligen Veränderungen im Winter können zum Teil auch im Modelllauf festgestellt werden, jedoch zeigen sich insbesondere in der Stratosphäre Abweichungen für die Periode mit der geringsten Eisausdehnung. Die vertikale Ausbreitung planetarer Wellen von der Troposphäre in die Stratosphäre ist in ECHAM6 mit sehr großen Abweichungen wiedergegeben. Somit stellt die Wellenausbreitung insgesamt den größten in dieser Arbeit festgestellten Mangel in ECHAM6 dar.

Abstract

In this study concepts for the diagnostics of the large-scale circulation in the troposphere and the stratosphere are developed. Therefore the energy budget, wave propagation and the interaction between waves and the mean flow are analyzed. A corresponding set of diagnostic methods is derived. Furthermore a new type of localized Eliassen Palm Fluxes including moisture fluxes is introduced. These diagnostic methods are then applied to the ERA-Interim reanalysis and to a run of the ECHAM6 atmospheric model forced with observed sea surface temperatures and sea ice data.

The diagnostics of the large scale circulation are useful to enhance the understanding of the climate system dynamics. Furthermore the knowledge of the relation between energy sources and sinks, atmospheric waves on planetary and synoptic scales and their forcing of the mean flow is applicable to validate global climate models. The results presented here show small deviations in terms of the energy balance in ECHAM6 but large discrepancies in terms of wave propagation. On the one hand Eliassen Palm fluxes connected to planetary waves are generally too strong. On the other hand the mean flow forcing within upper tropospheric jet streams by synoptic scale waves does not agree with observations, since the vertical propagation is shifted.

A second part of this study analyses the influence of Arctic sea ice anomalies at the sea ice minimum in August/September on atmospheric conditions. Strong positive temperature anomalies with their maximum at the surface are observed. In autumn they lead to intensified synoptic scale systems, because of a reduced atmospheric vertical stability. A large-scale barotropic circulation pattern up to the stratosphere appears in winter related to previous late summer sea ice changes. A reduced meridional pressure gradient leads to a pattern related to a negative phase of the Arctic Oscillation in the troposp here as well as related to a weaker stratospheric polar vortex.

The same analysis performed with an ECHAM6 model run shows a too small warming of Arctic latitudes. While tropospheric changes in the Arctic are covered by the model to some degree, the stratosphere shows large discrepancies in reproducing the observed changes in the low ice period. The vertical propagation of planetary waves from the troposphere into the stratosphere is reproduced with large differences. Accordingly this study shows the largest errors in ECHAM6 related to atmospheric wave propagation.

Kapitel 1

Einführung

Das Klima der Erde unterliegt ständiger Veränderung. Auf den längsten Zeitskalen, geprägt durch geologische Veränderungen und die mit der veränderlichen Erdbahn verbundenen Änderungen der Sonneneinstrahlung (Milanković-Zyklen), kommt es zu großen Schwankungen in Form von Warm- und Kaltzeiten. Diese Prozesse laufen sehr langsam über tausende oder sogar Millionen von Jahren ab. Doch auch innerhalb dieser Zeiträume kommt es zu starken Schwankungen, die einerseits extern angetrieben sein können, beispielsweise durch die veränderliche Sonnenaktivität im Verlauf des elfjährigen Sonnenzyklus oder Vulkanismus, andererseits auch durch die interne Variabilität verursacht werden. Mathematisch wird das Klimasystem beschrieben durch fluid- und thermodynamische Gleichungen, welche ein nichtlineares Gleichungssystem ergeben. Eines der am besten studierten vereinfachten nichtlinearen Systeme, auch mit dem Fernziel einer Wettervorhersage, geht auf Lorenz (1963) zurück. Es ist beschrieben durch ein System aus drei gekoppelten, nichtlinearen gewöhnlichen Differentialgleichungen. Dort bilden sich unter Vorgabe bestimmter Parameter zwei Teilbereiche im Phasenraum, sogenannte Regime, zwischen denen der Zustand des Systems chaotisch wandern kann (Lorenz-Attraktor). In der Atmosphäre wurden bevorzugte Zirkulationszustände zuvor bereits von Rossby (1939) beobachtet. Charney und DeVore (1979) konnten erstmals anhand eines einfachen barotropen Modells zeigen, dass in einem Grundstrom, angeregt durch die Topographie, zwei Gleichgewichtszustände existieren. Zum einen ist dies ein Zustand mit starker Wellenkomponente und gleichzeitig schwacher zonaler Strömung, zum anderen wird ein Zustand mit schwacher Wellenkomponente und starker Zonalströmung gefunden. Der Wechsel zwischen diesen beiden Zuständen wird durch barokline Instabilitätsprozesse möglich. Dies bildet eine Grundlage für das Verständnis der natürlichen Variabilität in der Atmosphäre.

Die natürliche Variabilität äußert sich auch in sogenannten Telekonnektionsmustern, welche Verbindungen zwischen weit entfernten Anomalien beschreiben. Ein solches Muster ist beispielsweise die nordatlantische Oszillation (NAO). Der Druck im Bereich des klimatologischen Islandtiefs steht im Zusammenhang mit jenem in der Region des klimatologischen Azorenhochs. Es gibt Zeiten, in welchen beide Druckgebiete nur schwach ausgeprägt sind, was zu einer negativen Phase der NAO führt, und es gibt Zeiten, in welchen beide Druckgebiete stark ausgeprägt sind, was dann einer positiven Phase der NAO entspricht. Im Winter zeigt das Phänomen die stärksten Auswirkungen. Aus dem in einer negativen Phase schwachen Druckgradienten ergibt sich ein relativ schwacher Westwind mit eher starken Wellenbewegungen;

in einer positiven Phase ist es umgekehrt. Dieses Verhalten tritt somit analog zu den Zuständen in der Arbeit von Charney und DeVore (1979) im Zusammenhang mit der topografischen Anregung großskaliger Wellen auf.

Für Klimamodelle ist es wichtig, dass nicht nur mittlere Größen korrekt wiedergegeben werden, sondern auch die räumlichen und zeitlichen Strukturen der Variabilität korrekt erfasst werden. Handorf und Dethloff (2012) untersuchen, wie gut Telekonnektionsmustern in aktuellen Klimamodellen simuliert werden. Räumliche Strukturen werden von einem Großteil der Modelle gut wiedergegeben, während im zeitlichen Verhalten starke Abweichungen auftreten. Die Frequenz des Wechsels zwischen den Phasen der Telekonnektionsmuster stimmt nicht mit den Beobachtungen überein.

Telekonnektionsmuster sind eng verbunden mit der Ausbreitung von Wellen in der Atmosphäre. Einerseits ist dies der Fall entsprechend Charney und DeVore (1979) mit langen topografisch angeregten Wellen, andererseits besteht eine Verbindung mit Zyklonen und deren bevorzugten Zugbahnen (Lau 1988) und somit synoptischen Wellen. Das Verhalten von planetaren und synoptischen Wellen sowohl in Beobachtungen als auch in den Modellen zu studieren, ist somit ein Ansatz, um Verbesserungsmöglichkeiten für die Modelle aufzudecken. Grundlegende Arbeiten zur Charakterisierung der Wechselwirkung von Wellen und Grundstrom sind unter anderem Charney und Drazin (1961), Andrews und McIntyre (1976), Hoskins et al. (1983) und Plumb (1985), wobei ein sehr verbreitetes Konzept Eliassen-Palm-Flüsse (EP-Flüsse, Eliassen und Palm 1961) sind, welche Edmon et al. (1980) detailliert beschreibt. In der hier vorliegenden Arbeit werden die lokalen EP-Flüsse, welche von Trenberth (1986) entwickelt wurden, verwendet. In Anlehnung an Dethloff et al. (1987), Dethloff et al. (2006) und Sokolova et al. (2007) werden Ausbreitungsrichtung, Intensität und antreibende oder abbremsende Wechselwirkung von atmosphärischen Wellen mit den Grundstrom sowohl für großskalige planetaren Wellen als auch für synoptische Systeme analysiert. Als Datensatz wird sowohl die Reanalyse ERA-Interim als auch ein Lauf des globalen Klimamodells ECHAM6 verwendet und somit die Grundlage für weitere Modellvergleiche gelegt.

Für alle Vorgänge auf der Erde ist die Sonne die Hauptenergiequelle. Durch das Einstrahlungsmaximum am Äquator und die Minima an den Polen entsteht ein Energieüberschuss in den Tropen, welcher in Atmosphäre und Ozean Bewegungen antreibt, um die Energie gleichmäßig zu verteilen. Durch diese Energietransporte entstehen überall in der Atmosphäre weitere Wärmequellen und -senken, die dynamisch bedingt sind. Sie stehen im Zusammenhang mit der mittleren Zirkulation, sind aber auch verursacht durch aus Wellen und Störungen entstehende turbulente Systeme. Viele Arbeiten beschäftigen sich mit dem gesamten Energiehaushalt der Erde und vergleichen Satellitenmessungen mit Reanalysedaten (Fasullo und Trenberth 2008a,b, Trenberth und Smith 2008, Chiodo und Haimberger 2010). Auch der Energieübergang zwischen Atmosphäre und Ozean wird betrachtet (Trenberth und Fasullo 2008, Domingues et al. 2008). Aus dynamischer Sicht ist es von Interesse, die einzelnen Beiträge atmosphärischer Teilsysteme zur Energiequelle zu betrachten. Zu diesem Zweck werden Trenberth (2009) folgend die Terme der Energiegleichungen einzeln berechnet und ausgewertet. Ziel ist es, damit ein Werkzeug zu entwickeln, welches die Validierung von Klimamodellen auf Basis von Energiequellen und -senken ermöglicht. Im Zusammenspiel mit der zuvor beschriebenen Diagnostik der Wechselwirkung von Wellen und Grundstrom wird eine umfassende

Analyse der Dynamik der atmosphärischen Zirkulation möglich.

Ein besonderes Interesse für die Validierung von Klimamodellen besteht mit Hinblick auf den globalen Klimawandel (Solomon et al. 2007). Sollen genaue Vorhersagen über das zukünftige Klima abgegeben werden, die über eine Abschätzung der globalen Mitteltemperatur hinaus gehen, ist es nötig, dass die Dynamik der atmosphärischen Zirkulation (und auch die des Ozeans, welche jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit ist) korrekt wiedergegeben ist. Nur so ist es möglich, auch Aussagen über veränderte Variabilitätsmuster zu machen, welche zu regionalen Klimaänderungen führen. In diesem Zusammenhang steht in dieser Arbeit die Arktis im Fokus. Vor allem im Sommer nimmt das arktische Meereis immer weiter ab. Dadurch wird deutlich mehr solare Energie von den Ozeanen aufgenommen (Perovich et al. 2007). Einerseits führen die somit höheren Meeresoberflächentemperaturen dazu, dass das Abschmelzen des Eises zusätzlich verstärkt wird (Eis-Albedo-Rückkopplung), andererseits wirken die veränderten Temperaturen im Ozean auch auf die atmosphärische Zirkulation, indem zumindest die unteren Luftschichten direkt erwärmt werden (Screen et al. 2012). Daraus folgen Auswirkungen wie ein global reduzierter meridionaler Temperaturgradient (Francis et al. 2009), intensivere und häufigere Zyklonen in der Arktis (Stroeve et al. 2011), verändertes Auftreten von Blocking-Episoden (Liu et al. 2012) und größere Wellenamplituden planetarer Wellen (Francis und Vavrus 2012). Eine Untersuchung der Wechselwirkung zwischen reduziertem Meereis und atmosphärischen Änderungen ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit, wobei einige Ergebnisse in Jaiser et al. (2012) und Jaiser et al. (2013) veröffentlicht wurden.

Die Wichtigkeit der Modellvalidierung sei dabei insbesondere bezüglich arktischer Änderungen noch einmal betont. Insbesondere hier liegen starke Abweichungen gegenüber den Beobachtungen vor, wie Holland et al. (2010), Dorn et al. (2012) und Stroeve et al. (2012) für die arktische Meereisbedeckung zeigen, welche selbst aktuelle Klimamodelle nur unzureichend reproduzieren können. Gleichzeitig sind die Änderungen in der Arktis, vor allem gemessen anhand der Temperatur, am größten (Screen und Simmonds 2010). Allein dies bedeutet eine große Unsicherheit für Klimaprojektionen mit Hinblick auf die erwähnten Auswirkungen, die Veränderungen im arktischen Meereis auch auf weiter entfernte Regionen haben können.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in die folgenden Kapitel: Zunächst werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen erläutert. Dabei handelt es sich um die physikalischen Grundgleichungen der atmosphärischen Zirkulation und die Energiebilanzgleichungen sowie um die Eigenschaften von synoptischen und planetaren Wellensystemen in Troposphäre und Stratosphäre. In Kapitel 3 werden unter anderem der Eliassen-Palm-Fluss und die Erweiterung für eine feuchte Atmosphäre und Methoden zur Bestimmung großskaliger Zirkulationsmuster hergeleitet sowie die verwendeten Programme, Modelle und Daten kurz vorgestellt. Im Anschluss wird in Abschnitt 4.1 die Klimatologie der großskaligen Zirkulation der Atmosphäre mithilfe der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Werkzeuge anhand von Reanalysedaten analysiert. Im darauffolgenden Abschnitt 4.2 wird die Wechselwirkung zwischen Meereisänderungen und der Atmosphäre diskutiert. Zuletzt wird dann in Kapitel 5 der Aspekt der Modellvalidierung aufgegriffen, indem die vorherigen Ergebnisse in einem Lauf des ECHAM6-Modells nachvollzogen werden und vor allem auf die Unterschiede zwischen Modelllauf und Reanalyse eingegangen wird. In Kapitel 6 folgt eine Zusammenfassung aller Ergebnisse, und es werden Schlussfolgerungen für die weitere Forschungsarbeit auf diesem Gebiet gezogen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Grundgleichungen

Die physikalische Beschreibung der atmosphärischen Zirkulation erfolgt auf Grundlage der fluid- und thermodynamischen Grundgleichungen. Als Koordinatensystem kommt je nach Problemstellung meist das kartesische oder sphärische Koordinatensystem in Frage. Ersteres bieten sich für einfache theoretische Überlegungen an, wohingegen es bei Betrachtung der realen Atmosphäre unumgänglich ist, in das sphärische System zu wechseln. Dabei ist es auch üblich, eine Transformation von der der Vertikalkoordinate z (Höhe über dem Boden) zur Vertikalkoordinate p (Luftdruck) durchzuführen. Die Gleichungen sind entsprechend des Euler-Bildes formuliert, betrachten die Strömung also an festen Orten. Demgegenüber steht das Lagrange-Bild, das Strömungen gebunden an ein Teilchen oder, speziell in der Atmosphäre, an ein Luftpaket betrachtet. Hier werden die Eulerschen Grundgleichungen der Einfachheit halber im kartesischen Koordinatensystem vorgestellt:

$$\frac{Du}{Dt} = fv - f^*w - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \mathcal{F}_x \quad (2.1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \mathcal{F}_y \quad (2.2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = +f^*u - g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \mathcal{F}_z \quad (2.3)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.4)$$

$$c_p \frac{DT}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} = \dot{Q}_1 \quad (2.5)$$

$$L \frac{Dq}{Dt} = \dot{Q}_2 \quad (2.6)$$

Hierbei ist $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ die substantielle Ableitung oder Euler-Zerlegung, bestehend aus der partiellen zeitlichen Ableitung und dem dreidimensionalen Advektionsterm. Die Gleichungen 2.1 bis 2.3 beschreiben die Impulsbilanz mit den Reibungstermen \mathcal{F} und den Coriolisparametern $f = 2\Omega \sin \phi$ und $f^* = 2\Omega \cos \phi$ mit der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation Ω . Gleichung 2.4 ist die Kontinuitätsgleichung, gefolgt vom ersten Hauptsatz der Thermodynamik in Gleichung 2.5 und zuletzt der Transportgleichung für die Feuchte q (2.6). \dot{Q}_1 ist die diabatische Wärme und \dot{Q}_2 die latente Wärme, wobei deren zeitliche Änderun-

gen \dot{Q}_1 bzw. \dot{Q}_2 als Wärmequellen bezeichnet werden und in der obigen Formulierung die Einheit W/kg tragen. Der dreidimensionale Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{v} = (u, v, w)$, Reibungsterme sowie Druck p , Dichte ρ , Temperatur T , Feuchte und die Wärmequellen \dot{Q}_1 und \dot{Q}_2 sind dabei ohne Vereinfachungen sowohl räumlich als auch zeitlich variabel. Weiterhin treten die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p und die spezifische latente Wärme von Wasserdampf L auf. Diese Gleichungen sind analytisch ohne Vereinfachung nicht lösbar. Für eine numerische Lösung ist es nötig, die Gleichungen zu mitteln.

Um eine einfache Betrachtung des zweidimensionalen horizontalen Geschwindigkeitsfeldes zu ermöglichen, soll an dieser Stelle die Stromfunktion eingeführt werden. Bei Divergenzfreiheit eines zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes gilt $\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0$. Da hier die beiden Geschwindigkeitskomponenten nicht unabhängig sind, ist es entsprechend der Helmholtz-Zerlegung möglich, eine skalare Größe Ψ mit

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (2.7)$$

zu definieren. Der Geschwindigkeitsvektor liegt tangential an den Konturlinien $\Psi = \text{konst.}$ dieser Stromfunktion an. Somit ergeben die Konturlinien auch die Stromlinien, zeigen also die Bewegung im zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeld an. Im Rahmen dieser Arbeit werden sie mit Hilfe des Datenmanipulations- und Darstellungsprogramms GrADS (Grid Analysis and Display System) in den Abbildungen dargestellt. Die Software führt dabei keine mathematische Berechnung der Stromfunktion durch sondern nähert die Stromlinien an das Geschwindigkeitsfeld an.

2.1.1 Gemittelte Gleichungen

Grundsätzlich ist es möglich, eine physikalische Größe sowohl zeitlich als auch räumlich in ihr Mittel und die Abweichung davon aufzuspalten. Daraus ergeben sich folgende Definitionen für eine beliebige Größe Ψ :

$$\text{zeitliche Mittelung:} \quad \Psi(x, t) = \overline{\Psi}(x) + \Psi'(x, t) \quad \overline{\Psi}(x) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \Psi(x, t) dt \quad (2.8)$$

$$\text{räumliche Mittelung:} \quad \Psi(x, t) = [\Psi](t) + \Psi^*(x, t) \quad [\Psi](t) = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} \Psi(x, t) dx \quad (2.9)$$

Es folgt aus den Mittelungsregeln, dass das Mittel über eine entsprechende Abweichung verschwindet, jedoch nicht das Mittel über das Produkt von zwei Abweichungen. Deshalb tritt ein zusätzlicher Term im Produkt zweier zu mittelnder Größen auf:

$$\overline{v\Psi} = \overline{v}\overline{\Psi} + \overline{v'\Psi'} \quad (2.10)$$

In der Physik bezeichnet man das Produkt der meridionalen Geschwindigkeit v mit einer beliebigen Größe Ψ auch als meridionalen Fluss dieser Größe. Das Produkt mit den anderen Geschwindigkeitskomponenten u oder w wird dementsprechend zonaler bzw. vertikaler Fluss genannt. Beschrieben wird damit der Transport einer Größe mit der entsprechenden

Geschwindigkeit, woraus sich meist auch ein Energietransport ergibt. Aus einer Mittelung ergeben sich wie in Gleichung 2.10 gezeigt zwei neue Größen: Zum einen der Fluss der mittleren Größe $\bar{\Psi}$ mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} und zum anderen der durch die Schwankungen der Geschwindigkeit hervorgerufene turbulente Fluss $\overline{v'\Psi'}$. Dabei ist auch Makroturbulenz eingeschlossen, wobei die Größenskalen durch die Mittelung, durch Filterung oder allgemein durch die eingegangenen Daten beeinflusst werden können. Mathematisch betrachtet handelt es sich beim turbulenten Fluss um die Kovarianz der beteiligten Größen. Die Gleichungen 2.1 bis 2.6 stellen sich unter Mittelung folgendermaßen dar:

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = f\bar{v} - f^*\bar{w} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mathcal{F}_x - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'u'} \quad (2.11)$$

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = -f\bar{u} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mathcal{F}_y - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'v'} \quad (2.12)$$

$$\frac{D\bar{w}}{Dt} = +f^*\bar{u} - g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mathcal{F}_z - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'w'} \quad (2.13)$$

$$\frac{D\bar{\rho}}{Dt} = -\bar{\rho} \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} \quad (2.14)$$

$$c_p \frac{D\bar{T}}{Dt} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{D\bar{p}}{Dt} = \bar{Q}_1 - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'T'} \quad (2.15)$$

$$L \frac{D\bar{q}}{Dt} = \bar{Q}_2 - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'q'} \quad (2.16)$$

Zur Vereinfachung wurde angenommen, dass die Dichte zeitlich konstant ist. Im Falle der räumlichen Mittelung ergeben sich äquivalente Gleichungen, welche hier jedoch nicht weiter betrachtet werden. Die zusätzlichen Divergenzterme stehen für die räumlichen Ableitungen von je drei Flüssen, welche aus dem Advektionsterm der substantiellen Ableitung resultieren. Deshalb werden sie auch turbulente Advektionsterme genannt. Ausgeschrieben lauten sie

$$\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'\Psi'} = \frac{\partial \overline{u'\Psi'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\Psi'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'\Psi'}}{\partial z} \quad (2.17)$$

Für die Geschwindigkeitskomponenten wird so die Ableitung des turbulenten Impulsflusses, im Falle der Temperatur des turbulenten Wärmeflusses beschrieben. Sie wirken in den Gleichungen wie zusätzliche Reibungsterme, wobei sie grundsätzlich auch beschleunigend wirken können. Weiterhin sind diese Terme neue Unbekannte in den gemittelten Gleichungen, was zu einem Schließungsproblem führt, da nun mehr Unbekannte als Gleichungen vorhanden sind. Wenn die Gleichungen zum Beispiel in der Modellierung numerisch gelöst werden sollen, müssen diese Terme parametrisiert werden. In der Diagnostik sind diese Terme von Interesse, da sie Quellen oder Senken von Energie aus Turbulenz und großskaligen Wellen und Wirbeln beschreiben.

2.1.2 Energiebudget

Das Energiebudget der Erde ist im wesentlichen bestimmt durch die eingestrahelte Sonnenenergie. Diese überwiegend kurzwellige Strahlung wird von Atmosphäre, Ozean oder Boden absorbiert und zum Teil reflektiert. Die absorbierte Energie wird dann teilweise gespeichert und, da es sich bei Atmosphäre und Ozean um ein bewegliches Medium handelt, dabei umverteilt, oder aber über Wärmeleitung oder Emission von langwelliger Strahlung weitergegeben.

Innerhalb der Atmosphäre findet man diese Energie vorwiegend in drei Formen wieder: zum einen als diabatische Wärme Q_1 , welche von direkten Temperaturänderungen der Luft herührt, zum anderen gespeichert in Wasserdampf als Phasenumwandlungsenergie in Form der latenten Wärme Q_2 und zuletzt auch als kinetische Energie E_{kin} . Eine totale potentielle Energie wird als Summe der potentiellen Energie und der inneren Energie definiert, soll hier jedoch nicht betrachtet werden. Die Bilanzgleichungen der drei Energieformen Q_1 , Q_2 und E_{kin} seien hier im Gegensatz zu Gleichung 2.5 und 2.6 noch einmal mit Dem Druck als vertikaler Koordinate ungemittelt dargestellt:

$$\dot{Q}_1 = c_p \left(\frac{\partial}{\partial t} T + \mathbf{v}_h \cdot \nabla T + \omega \left(\frac{\partial}{\partial p} T - \frac{R T}{c_p p} \right) \right) \quad (2.18)$$

$$\dot{Q}_2 = L \left(\frac{\partial}{\partial t} q + \mathbf{v}_h \cdot \nabla q + \omega \frac{\partial}{\partial p} q \right) \quad (2.19)$$

$$\dot{E}_{kin} = \frac{\partial}{\partial t} k + \mathbf{v}_h \cdot \nabla k + \omega \frac{\partial}{\partial p} k + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \Phi \quad (2.20)$$

Dabei bezeichnen $\mathbf{v}_h = (u, v)$ die horizontale Geschwindigkeit, Φ das Geopotential und R die spezifische Gaskonstante. Die Wärme- und Energiequellen tragen die Einheit W/kg, welche mithilfe von c_p in K/d umgerechnet werden kann. Gleichung 2.20 stellt dementsprechend die Bilanz für die kinetische Energie $E_{kin} = k = \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$ in J/kg auf. Die Herleitung der gemittelten Energiegleichungen folgt Trenberth (2009). Für die Analyse der jeweiligen Energiebeiträge werden wieder die gemittelten Gleichungen aufgestellt. Weiterhin wird unter Anwendung der Kontinuitätsgleichung in die Flussform gewechselt und es kommt die Beziehung $\partial_p \Phi = -RT/p$ zur Anwendung.

$$\bar{\dot{Q}}_1 = c_p \left(\frac{\partial}{\partial t} \bar{T} + \bar{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla \bar{T} + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial p} \bar{T} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'_h T'} + \frac{\partial}{\partial p} \overline{\omega' T'} \right) + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial p} \bar{\Phi} + \overline{\omega' \frac{\partial}{\partial p} \Phi'} \quad (2.21)$$

$$\bar{\dot{Q}}_2 = L \left(\frac{\partial}{\partial t} \bar{q} + \bar{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial p} \bar{q} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'_h q'} + \frac{\partial}{\partial p} \overline{\omega' q'} \right) \quad (2.22)$$

$$\bar{\dot{E}}_{kin} = \frac{\partial}{\partial t} \bar{k} + \bar{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla \bar{k} + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial p} \bar{k} + \bar{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla \bar{\Phi} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'_h k'} + \frac{\partial}{\partial p} \overline{\omega' k'} + \overline{\mathbf{v}'_h \cdot \nabla \Phi'} \quad (2.23)$$

Insbesondere für die Berechnung der kinetischen Energie entstehen durch die Mittelung sehr viele Terme. Das Mittel $\bar{k} = 0.5(\bar{u}^2 + \overline{u'^2} + \bar{v}^2 + \overline{v'^2})$ enthält dabei auch einen turbulenten Anteil. Die entsprechende Abweichung vom Mittel lautet $k' = \bar{u}u' + \bar{v}v' + u'^2 + v'^2 - \bar{u}^2 - \bar{v}^2$. Die zeitlichen Ableitungen der Temperatur, Feuchte und kinetischen Energie, die sogenannten Tendenzterme $\bar{\dot{Q}}^T$, werden als Differenz zwischen einem zentralen Sieben-Tage-Mittel am ersten Tag des Monats und des Folgemonats berechnet. Im Verlauf dieser Arbeit werden weitere Terme zusammengefasst und wie folgt benannt: Terme, die nur mittlere Größen und räumliche Ableitungen enthalten, bilden die mittleren Advektionsterme $\bar{\dot{Q}}^{MA}$, während Terme, die turbulente Flüsse (Kovarianzen) und räumliche Ableitungen enthalten, als turbulente Advektionsterme $\bar{\dot{Q}}^{TA}$ zusammengefasst werden. Dies stellt sich dann für $\bar{\dot{Q}}_1$ und $\bar{\dot{Q}}_2$ wie folgt dar:

$$\overline{\dot{Q}}_1^T = c_p \frac{\partial \overline{T}}{\partial t} \quad (2.24)$$

$$\overline{\dot{Q}}_2^T = L \frac{\partial \overline{q}}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$\overline{\dot{Q}}_1^{MA} = c_p \left(\overline{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla \overline{T} + \overline{\omega} \frac{\partial \overline{T}}{\partial p} \right) + \overline{\omega} \frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial p} \quad (2.26)$$

$$\overline{\dot{Q}}_2^{MA} = L \left(\overline{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla \overline{q} + \overline{\omega} \frac{\partial \overline{q}}{\partial p} \right) \quad (2.27)$$

$$\overline{\dot{Q}}_1^{TA} = c_p \left(\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}}_h' T' + \frac{\partial \overline{\omega}' T'}{\partial p} \right) + \overline{\omega}' \frac{\partial \overline{\Phi}'}{\partial p} \quad (2.28)$$

$$\overline{\dot{Q}}_2^{TA} = L \left(\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}}_h' q' + \frac{\partial \overline{\omega}' q'}{\partial p} \right) \quad (2.29)$$

Advektion bezieht sich dabei immer auf alle drei Dimensionen, schließt also Konvektion mit ein. Sollte dies nicht der Fall sein, wird explizit darauf hingewiesen. Durch die Verwendung täglicher Daten, die zum Teil auf noch längere Zeitbereiche gefiltert werden, umfassen die turbulenten Anteile ausschließlich makroskopische Systeme. Entsprechend wird zur Abgrenzung im folgenden von makroturbulenten Anteilen gesprochen.

2.2 Planetare Wellen

In der Atmosphäre (aber auch im hier nicht weiter betrachteten Ozean) bilden sich großräumige Wellensysteme heraus, die Rossby-Wellen oder planetare Wellen genannt werden. Der wesentliche Mechanismus für die Entstehung dieser Wellen ist der, dass eine Änderung des breitenabhängigen Coriolisparameters f durch Änderungen der relativen Vortizität $\zeta = \nabla \times \mathbf{v}_h$ ausgeglichen werden. Ein Luftpaket reagiert also bei meridionaler Auslenkung mit einer Eigendrehung, die zur Folge hat, dass es sich in Richtung der ursprünglichen Breite zurückbewegt und eine Schwingung um diese beginnt. Dies gilt für den vereinfachten Fall eines homogenen inkompressiblen Fluids ohne Änderung der vertikalen Ausdehnung des Luftpakets h , da hier die Summe $\eta/h = (\zeta + f)/h$ mit der absoluten Vortizität $\eta = \zeta + f$ erhalten ist.

In der realen Atmosphäre ergeben sich als mögliche Anregung planetarer Wellen geografische Erhebungen, die unterschiedliche Heizung der Atmosphäre vor allem durch Land/Meer-Kontraste sowie hydrodynamische Instabilitäten. Planetare Wellen sind dispersive Wellen, ihre Phasengeschwindigkeit ändert sich also mit der Wellenlänge. Aus der linearisierten Vortizitätsgleichung kann die Phasengeschwindigkeit

$$c = u_0 - \frac{\beta L^2}{4\pi^2} \quad (2.30)$$

hergeleitet werden (z. B. Etling 2002, S. 156 ff.), wobei u_0 einen konstanten zonalen Grundstrom bezeichnet, $\beta = r_E^{-1} \partial f / \partial \phi$ mit dem Erdradius r_E und der geografischen Breite ϕ und L die Wellenlänge ist. Somit bewegen sich alle Wellen relativ zum Grundstrom nach Westen. Einen Spezialfall bilden stationäre Wellen, deren Phasengeschwindigkeit verschwindet. In den mittleren Breiten haben diese eine Wellenlänge von 6000 bis 7000 km, was etwa einer Wellenzahl von vier entspricht.

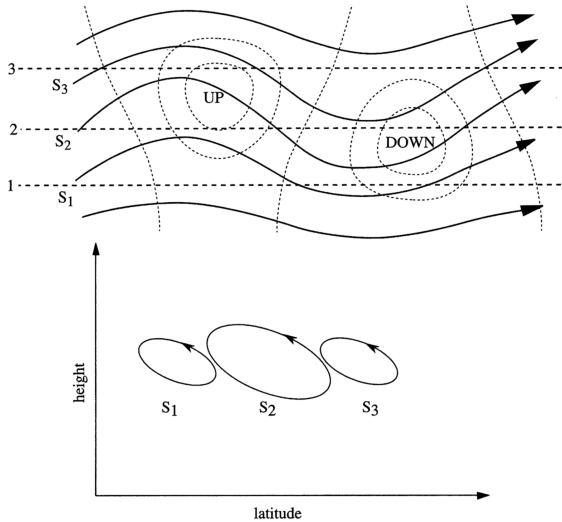


Abbildung 2.1: Bewegung eines Luftpaketes für eine adiabatische planetare Welle eingebettet in einen Westwind. Oben die Darstellung als Breiten-Längen-Diagramm, unten als Höhen-Breiten-Diagramm. Durchgezogene Linien sind die Bahnkurven S_1 , S_2 und S_3 der Luftpakete, dick gestrichelt sind die Breitenkreise 1, 2 und 3, fein gestrichelt die Konturen der vertikalen Geschwindigkeit (aus Holton (2004) Abbildung 12.5)

Planetare Wellen können sich in der Atmosphäre auch vertikal ausbreiten. Dafür müssen jedoch bestimmte Bedingungen erfüllt sein, welche von Charney und Drazin (1961) definiert wurden. Demnach muss ein mittlerer westwärtsgerichteter Zonalwind vorliegen, welcher eine kritische Geschwindigkeit nicht überschreitet:

$$0 < \bar{u} < \beta \left((k^2 + l^2) + \frac{f^2}{4N^2H^2} \right)^{-1} \quad (2.31)$$

Hierbei ist N die Brunt-Vaisala-Frequenz und $H = RT/g$ die Skalenhöhe. Die Gleichung resultiert aus der Linearisierung der quasigeostrophischen Gleichung für die potentielle Vortizität, deren Lösung eine harmonische Wellengleichung mit den zonalen und meridionalen Wellenzahlen k und l ist (Holton 2004, S. 421 f.). Für die Stratosphäre bedeutet dies, dass ausschließlich im Winter, wenn dort ein mittlerer Westwind vorliegt, planetare Wellen aus der Troposphäre dorthin gelangen können. Im Sommer sind diese Wellen in der Troposphäre eingeschlossen. Weiterhin zeigt sich, dass die kritische Geschwindigkeit von der Wellenzahl derart abhängt, dass sie für große Wellenzahlen sinkt. Entsprechend sind die Bedingungen für die vertikale Wellenausbreitung für lange Wellen einfacher zu erreichen, weshalb synoptische Wellen die Stratosphäre nicht erreichen.

2.3 Zonalgemittelte Zirkulation der Stratosphäre

In der Stratosphäre kann anhand von Ozonmessungen ein Transport von Luftpakete aus den äquatorialen Breiten hin zu den Polen beobachtet werden, wobei diese über den mittleren und polaren Breiten langsam absinken. Dies wird Brewer-Dobson-Zirkulation genannt. Wird die Stratosphäre im Euler-Bild betrachtet, werden diese Transporte jedoch nicht wiedergegeben. Um dies zu verstehen, ist es zunächst nötig, sich die adiabatische Strömung eines Luftpaketes

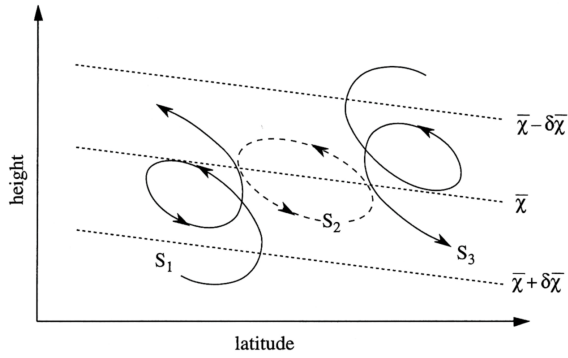


Abbildung 2.2: Wie Abbildung 2.1 unten für eine Atmosphäre mit diabatischem Heizen in niedrigen Breiten und diabatischem Abkühlen in den hohen Breiten. Die gestrichelten Linien verdeutlichen die geneigten Isoflächen der Tracer-Mischungsrate durch den diabatischen Transport. (aus Holton (2004) Abbildung 12.6)

entlang einer stationären Welle eingebettet in eine Westwindströmung, wie in Abbildung 2.1 oben dargestellt, anzuschauen. Diese Betrachtung findet somit im Lagrange-Bild statt. Pakete entlang der Stromlinien S1, S2 und S3 oszillieren, wie im Längen-Höhen-Schnitt in Abbildung 2.1 unten gezeigt, um ihre mittleren Breiten und Höhen. Somit vollziehen sie entlang einer Wellenlänge keine vertikale Bewegung, da sie entsprechend der adiabatischen Strömung auf einer isentropischen Fläche verweilen müssen. Wird für diesen Fall ein Zonalmittel im Sinne des Euler-Bildes gebildet, resultiert daraus in hohen Breiten eine mittlere Aufwärtsbewegung, während in niedrigeren Breiten eine mittlere Abwärtsbewegung sichtbar wird, welche nicht den beobachteten Massentransporten entspricht.

Ein mittlerer Auf- oder Abwärtstransport, welcher nicht der zuvor beschriebenen Schwingung eines Luftpakets entspricht, kann nur entstehen, wenn diabatische Erwärmung oder Abkühlung vorliegen. Im Winter liegt aufgrund der fehlenden Sonneneinstrahlung in den polaren Regionen diabatische Kühlung vor, während in den mittleren Breiten die Luft diabatisch erwärmt wird. Gleichzeitig treten starke stationäre planetare Wellen auf, welche zu schraubenartigen Bewegungen eines Luftpakets, wie in Abbildung 2.2 gezeigt, führen.

Um die Massentransporte auch im Euler-Bild korrekt darzustellen, also jenen Anteil, der durch die diabatischen Effekte entsteht, müssen die Gleichungen transformiert werden. Dazu wird eine Residualzirkulation definiert. Eine Herleitung wird im Abschnitt 3.2 anhand des lokalen Eliassen-Palm-Flusses gezeigt. Der Unterschied ist, dass hier anstatt des zeitlichen Mittels und dessen Abweichungen das Zonalmittel und die zugehörigen zonalen Abweichungen verwendet werden, entsprechend der Herleitung von Edmon et al. (1980). An dieser Stelle werden nur die Terme der Residualzirkulation ($[v_R]$, $[w_R]$) gezeigt:

$$[v_R] = [v] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{[v^* T^*]}{\frac{\partial [T]}{\partial z} + \frac{R[T]}{c_p H}} \right) \quad (2.32)$$

$$[w_R] = [w] + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{[v^* T^*]}{\frac{\partial [T]}{\partial z} + \frac{R[T]}{c_p H}} \right) \quad (2.33)$$

Aufgrund der Beziehung

$$D_2[T] + [w_R] \left(\frac{\partial[T]}{\partial z} + \frac{R[T]}{c_p H} \right) = \frac{1}{c_p} [\dot{Q}_1] \quad (2.34)$$

bezieht sich $[w_R]$ direkt auf die diabatische Wärmequelle \dot{Q}_1 . Weiterhin erfüllt es mit $[v_R]$ zusammen die Kontinuitätsgleichung, wodurch die Residualzirkulation den tatsächlichen zonalgemittelten Transport aufgrund von diabatischen Effekten beschreibt.

2.4 Baroklinität

Im Gegensatz zur Barotropie ist die Baroklinität dadurch gekennzeichnet, dass auf einer Druckfläche ein Temperaturgradient existiert. In einer baroklinen Atmosphäre sind Druck- und Temperaturflächen gegeneinander geneigt. Diese Bedingungen können zur baroklinen Instabilität führen, dem wesentlichen Mechanismus für die Zyklonentstehung. Barokline Instabilität tritt auf, wenn der thermische Wind, welcher mit

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} = \frac{g}{fT} \hat{\mathbf{k}} \times \nabla_h T \quad (2.35)$$

definiert ist und direkt mit dem horizontalen Temperaturgradienten $\nabla_h T$ verknüpft ist, einen kritischen Wert überschreitet und gleichzeitig auf diesem Grundstrom ausreichend lange Wellen aufgeprägt sind. Die Instabilität tritt dabei bevorzugt auf synoptischen Skalen auf, also im Wellenlängenbereich um 3000 km. Der Wellenlängenbereich ist begrenzt durch stabilisierende Effekte wie in Etling (2002, S. 207 ff.) beschrieben. Zum einen wirkt die vertikale Temperaturschichtung stabilisierend: Je positiver der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur ist, desto größer müssen aufgeprägte Wellenstörungen sein, um instabil zu werden. Zum anderen wirkt der Mechanismus stabilisierend, der zur Bildung von planetaren Wellen führt, also die breitenabhängige Coriolisbeschleunigung (β -Effekt). Durch sie werden, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ausgelenkte Luftpakete wieder in die Ausgangslage zurückbeschleunigt. Beide Effekte zusammen führen dazu, das sowohl kurze Wellen durch die statische Stabilität als auch lange Wellen durch den β -Effekt gedämpft werden. Somit ergibt sich der oben genannte Wellenlängenbereich. Dieser ist zusätzlich noch vom thermischen Wind abhängig. Je höher dessen Betrag ist, desto eher tritt barokline Instabilität auf. Diese Bedingung ist nahezu in der gesamten Atmosphäre erfüllt.

2.5 Strahlströme und Stormtracks

Die Entstehung von Strahlströmen (Jets) basiert auf zwei Prozessen, welche von Vallis und Gerber (2008) beschrieben werden. Der erste beruht auf der thermischen Windbeziehung (2.35). Durch einen meridionalen Temperaturgradienten wird eine vertikale Scherung des Westwindes ausgelöst. Während er in den unteren Niveaus durch Reibung klein gehalten wird, nimmt der Wind mit der Höhe stark zu und kann dort einen Strahlstrom bilden. In den Subtropen, also am polwärtigen Rand der Hadleyzelle, ist der meridionale Temperaturgradient besonders groß, weshalb sich hier der Subtropenjet bildet. Mit dem großen thermischen

Wind gehen auch besonders gute Bedingungen für baroklin instabile Systeme einher, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben. Deshalb sind die Strahlströme auch eine Quelle synoptischer Zykklonen. Im Eingangsbereich der Strahlströme bilden sich barokline Wellen, während sie sich im Ausgangsbereich wieder auflösen. Somit sind die Jets eng verknüpft mit den Stormtracks (Hoskins und Valdes 1990), den bevorzugten Zyklonenzugbahnen.

Der zweite Prozess der Bildung von Strahlströmen hängt mit der Konvergenz von turbulenten Impulsflüssen in baroklin instabilen Regionen zusammen. Diese Regionen sind insbesondere die bereits angesprochenen Stormtracks, in welchen auch planetare Wellen angeregt werden. Breiten diese sich meridional aus, kommt es in der Region der Anregung zu einer Konvergenz von Impuls, was den Zonalwind antreibt. Eine detaillierte Beschreibung kann Vallis (2006) entnommen werden. Somit treffen beide Prozesse der Bildung von Strahlströmen in den Stormtracks zusammen, weshalb diese in der Atmosphäre meist nicht klar getrennt werden können. Zudem bilden alle Prozesse zusammen ein eng gekoppeltes System, dass sich gegenseitig stabilisiert.

Kapitel 3

Analysemethoden und Daten

Für die Diagnostik der großskaligen Zirkulation der Troposphäre und Stratosphäre können die zuvor beschriebenen Gleichungen direkt betrachtet werden. Jedoch ist es für eine genau Betrachtung von turbulenten Systemen hilfreich, die Gleichungen umzuformen und spezielle Größen wie Eady Growth Rate und Eliassen-Palm-Fluss zu betrachten. Diese Konzepte werden in diesem Abschnitt zusammen mit Methoden zur Bestimmung von Mustern in der großskaligen Zirkulation und den verwendeten Programmen und Daten vorgestellt.

3.1 Eady Growth Rate

Die Eady Growth Rate σ_{EGR} ist ein von Lindzen und Farrell (1980) hergeleiteter und auf der Arbeit von Eady (1949) basierender Parameter, der die maximale Wachstumsrate von Wirbeln auf der Grundlage der baroklinen Instabilität beschreibt. Sie ist somit vor allem ein Maß für die Entstehungsmöglichkeiten von synoptischen Zyklonen in den mittleren Breiten und eine Größe, um die in Abschnitt 2.4 und 2.5 beschriebene Baroklinität und damit im Zusammenhang stehenden Strahlströme und Stormtracks charakterisieren zu können.

$$\sigma_{EGR} = 0,3125 \frac{f}{N} \left| \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} \right| \quad (3.1)$$

Die Gleichung in der Schreibweise von Hoskins und Valdes (1990) für beide horizontalen Geschwindigkeitskomponenten \mathbf{v}_h enthält mit der Brunt-Vaisala-Frequenz N zum einen ein Maß für die vertikale Stabilität der Atmosphäre und ist zum anderen über die vertikale Ableitung des Windes mit der Windscherung verknüpft. Durch letztere ist über die thermische Windbeziehung (2.35) ein direkter Zusammenhang mit dem horizontalen Temperaturgradienten und somit der Baroklinität selbst gegeben. Die Eady Growth Rate kann entsprechend durch Einsetzen der thermischen Windbeziehung (2.35) auch als

$$\sigma_{EGR} = 0,3125 \frac{g}{TN} \left| \hat{\mathbf{k}} \times \nabla_h T \right| \quad (3.2)$$

geschrieben werden. Mitunter wird auch nur die zonale Komponente der Geschwindigkeit bzw. die meridionale Komponente des Temperaturgradienten betrachtet. Gleichung 3.2 vereinfacht

sich dann zu

$$\sigma_{EGR} = 0,3125 \frac{g}{TN} \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right| . \quad (3.3)$$

Die Konstante 0,3125 weicht in der Literatur gelegentlich ab. In dieser Arbeit wird sie wie ursprünglich von Lindzen und Farrell (1980) definiert verwendet.

3.2 Eliassen-Palm-Fluss

Die Idee des Eliassen-Palm-Flusses (EP-Flusses) basiert darauf, die gemittelten Grundgleichungen derart umzustellen, dass ein Term verbleibt, welcher den Antrieb des Grundstroms durch Wellen- und Wirbelstörungen beschreibt. Ist dieser Divergenzterm gleich null spricht man von einer strikt konservativen Grundströmung und Wellenausbreitung. Wellenamplituden bleiben demnach erhalten und die mittlere Strömung ist stationär. In den Arbeiten von Eliassen und Palm (1961), Andrews und McIntyre (1976) und Edmon et al. (1980) wurde der EP-Fluss für die zonalgemittelte Atmosphäre eingeführt, für welchen auch ein Zusammenhang mit der potentiellen Vorticity von Wirbeln besteht. Wie bereits in Abschnitt 2.3 beschrieben, wird bei der Umformung der Grundgleichungen eine Residualzirkulation eingeführt, welche die Transporte von Spurenstoffen in der Stratosphäre im zonalgemittelten Euler-Bild korrekt wiedergibt. Eine Erweiterung des Eliassen-Palm-Flusses wurde von Stone und Salustri (1984) durchgeführt. In ihrer Herleitung schließen sie die Feuchtebilanz ein. Dadurch werden auch diabatische Effekte aus Kondensation und Verdunstung auf den Antrieb der zonalsymmetrischen Zirkulation in die Betrachtung eingeschlossen.

In dieser Arbeit wird weitestgehend der lokale EP-Fluss verwendet, welcher statt des Zonalmittels ein zeitliches Mittel verwendet. Dadurch wird es möglich, den EP-Fluss auch horizontal aufgelöst darzustellen. Weiterhin schließt er das Vorhandensein transienter Wellen und Störungen ein. Die Formulierungen wurden von Trenberth (1986) bzw. Schmitz et al. (1987) und Dethloff et al. (1987) entwickelt, wobei von einer trockenen Atmosphäre ausgegangen wird. In dieser Arbeit sollen die Gleichungen des lokalen EP-Flusses für die feuchte Atmosphäre aufgestellt werden, wodurch eine Verbindung der Arbeiten von Stone und Salustri (1984) und Trenberth (1986) vorgestellt wird.

In kartesischen Koordinaten werden die wichtigsten Schritte der Herleitung dargestellt. Es werden die gemittelten Gleichungen in quasigeostrophischer Näherung genutzt. Der horizontale Windvektor \mathbf{v}_h kann in einen geostrophischen Anteil \mathbf{v}_g und ageostrophischen Anteil \mathbf{v}_a zerlegt werden. Der geostrophischen Wind ist divergenzfrei und ist definiert durch das Gleichgewicht aus Druck- und Corioliskraft

$$\mathbf{v}_g = \frac{1}{\rho f} \hat{\mathbf{k}} \times \nabla_h p \quad , \quad (3.4)$$

wobei $\hat{\mathbf{k}}$ der Einheitsvektor in vertikaler Richtung ist und ∇_h die horizontale Komponente des Nablaoperators darstellt. In der quasigeostrophischen Näherung dürfen nun Divergenzen des horizontalen Windes auftreten. Diese bilden einen ageostrophischen Wind und ermöglichen somit eine zeitliche Entwicklung des Windfeldes. Der ageostrophische Wind ist über die Kontinuitätsgleichung mit der vertikalen Geschwindigkeit verknüpft. Auch die hydrostatische Näherung wird verwendet, welche horizontale Dichteunterschiede vernachlässigt und durch

die hydrostatische Gleichung

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho(z) \quad (3.5)$$

gegeben ist. Dies ermöglicht, dass, unter der Voraussetzung einer bekannten Wärmequelle, die vertikale Geschwindigkeit durch den ersten Hauptsatz bestimmt ist. Neu eingeführt wird eine logarithmische Druckkoordinate für die Höhe $z = -H \ln(p/p_0)$, mit der Skalenhöhe $H = RT/g$. Durch die Skalenhöhe wird die logarithmische Druckkoordinate so skaliert, dass sie in einer isothermen Atmosphäre der Höhenkoordinate entsprechen würde (siehe auch Holton 2004, S. 251 ff.). Es ergibt sich aus den Gleichungen 2.11 bis 2.16 das folgende Gleichungssystem:

$$D_2 \bar{u} - f \bar{v} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} = -\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \overline{\mathcal{F}_x} \quad (3.6)$$

$$D_2 \bar{v} + f \bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = -\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \overline{\mathcal{F}_y} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (3.8)$$

$$D_2 \bar{T} + \bar{w} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} \right) = -\frac{\partial \overline{u'T'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'T'}}{\partial y} + \frac{1}{c_p} \bar{Q}_1 \quad (3.9)$$

$$D_2 \bar{q} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{u'q'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'q'}}{\partial y} + \frac{1}{L} \bar{Q}_2 \quad (3.10)$$

Hierin ist $D_2 = \bar{u}\partial/\partial x + \bar{v}\partial/\partial y$, Φ das Geopotential, Q_1 die diabatische Wärmequelle, Q_2 die latente Wärme und \mathcal{F} die Reibung. Um in dieser Arbeit die Gleichungen für den EP-Fluss in der feuchten Atmosphäre herzuleiten, werden die Terme

$$\bar{u}_R = \bar{u} + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\Phi} + \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\overline{u'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{u'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \quad (3.11)$$

$$\bar{v}_R = \bar{v} - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\Phi} + \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\overline{v'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{v'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \quad (3.12)$$

$$\bar{w}_R = \bar{w} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{u'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{u'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{v'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{v'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \quad (3.13)$$

substituiert. Diese ergeben die Residualzirkulation mit den Komponenten u_R, v_R, w_R . Sie erfüllt als Bedingung die Kontinuitätsgleichung und schließt sowohl diabatische Effekte ein als auch eine verallgemeinerte geostrophische Beziehung mit Beiträgen aus der turbulenten kinetischen Energie. Nun ergeben sich die transformierten Gleichungen

$$D_2 \bar{u} - f \bar{v}_R = \nabla \cdot \overline{\mathbf{E}_u} + \mathcal{F}_x \quad (3.14)$$

$$D_2 \bar{v} - f \bar{u}_R = \nabla \cdot \overline{\mathbf{E}_v} + \mathcal{F}_y \quad (3.15)$$

$$D_2 \bar{T} + \frac{L}{c_p} D_2 \bar{q} + \bar{w}_R \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) = \frac{1}{c_p} (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2) \quad (3.16)$$

Es verbleibt als Antriebsterm die Divergenz zweier Vektoren, welche sich wie folgt darstellen:

$$\overline{\mathbf{E}}_{\mathbf{u}} = \left(\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -\overline{u'v'}, f \frac{\overline{v'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{v'q'}}{\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} + \frac{R\overline{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \overline{q}}{\partial z}} \right) \quad (3.17)$$

$$\overline{\mathbf{E}}_{\mathbf{v}} = \left(-\overline{u'v'}, -\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -f \frac{\overline{u'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{u'q'}}{\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} + \frac{R\overline{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \overline{q}}{\partial z}} \right) \quad (3.18)$$

Dies sind die Vektoren des EP-Flusses. Die Komponenten beschreiben die durch atmosphärische Wellen hervorgerufenen Wärme-, Impuls- und Feuchteflüsse. Die Divergenz des EP-Flusses ergibt den Antrieb des Grundstromes aus diesen Wellen. Von besonderem Interesse ist dabei der Antrieb des Zonalwindes, da hier die Richtung des Vektors $\overline{\mathbf{E}}_{\mathbf{u}}$ jener der Gruppengeschwindigkeit der Wellen entspricht.

Durch den Übergang von kartesischen zu sphärischen Koordinaten ergeben sich Gleichungen mit zusätzlichen Termen und Faktoren. Die Gleichungen sollen hier nur kurz vorgestellt werden, die detaillierte Herleitung kann Trenberth (1986) entnommen werden. Das Hinzufügen der Feuchtebilanz führt dabei zu keinen Komplikationen, sondern wie zuvor schon in kartesischen Koordinaten nur zu Termen, die zusätzlich zu den Wärmeflüssen und Temperaturtermen auftreten. Bei der Transformation von kartesischen Koordinaten (x, y, z) zu sphärischen Koordinaten (λ, ϕ, z) besteht folgende Beziehung:

$$dx = r_E \cos \phi d\lambda \quad (3.19)$$

$$dy = r_E d\phi \quad (3.20)$$

Die Koordinaten λ und ϕ sind dabei die Längen- und Breitengrade, r_E ist der Erdradius. An dieser Stelle fließt als Näherung ein, dass bei einer Zerlegung $z = r_E + h$ für Troposphäre und Stratosphäre $r_E \gg h$ gilt und somit in den Gleichungen der Erdradius als Konstante verwendet werden kann. Beachtet werden muss, dass in sphärischen Koordinaten die Richtungen der Einheitsvektoren nicht konstant sind. Daraus resultieren metrische Terme, welche in den Gleichungen zusätzlich auftreten (detaillierte Herleitung z.B. in Holton 2004, S. 34 ff.). Das Gleichungssystem 3.14 bis 3.16 ergibt sich somit zu

$$D_3 \overline{u} - \frac{\overline{u} \overline{v} \tan \phi}{a} - f \overline{v}_R - \frac{1}{r_E} \frac{\partial \gamma}{\partial \phi} = \frac{1}{\cos \phi} \nabla \cdot \overline{\mathbf{E}}_{\mathbf{u}} + \mathcal{F}_x \quad (3.21)$$

$$D_3 \overline{v} + \frac{\overline{u}^2 \tan \phi}{a} + f \overline{u}_R + \frac{1}{r_E \cos \phi} \frac{\partial \gamma}{\partial \lambda} = \frac{1}{\cos \phi} \nabla \cdot \overline{\mathbf{E}}_{\mathbf{v}} + \mathcal{F}_y \quad (3.22)$$

$$D_3 \overline{T} + \frac{L}{c_p} D_3 \overline{q} + \overline{w}_R \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} + \frac{R\overline{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} \right) = \frac{1}{c_p} (\overline{Q}_1 + \overline{Q}_2) - \frac{1}{H} \overline{w'T'} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \rho \left(\overline{w'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{w'q'} \right) \quad (3.23)$$

$$\text{mit } D_3 = \frac{\overline{u}}{r_E \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{\overline{v}}{r_E} \frac{\partial}{\partial \phi} + \overline{w} \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.24)$$

Das Auftreten von γ ist der Aufspaltung Geschwindigkeit $\mathbf{v} = \mathbf{v}_r + \mathbf{v}_d$ in einen Rotations- und einen Divergenzanteil geschuldet, um die Residualzirkulation wie folgt darzustellen:

$$\bar{u}_R = \bar{u}_d - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\overline{u'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{u'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \quad (3.25)$$

$$\bar{v}_R = \bar{v}_d - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\overline{v'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{v'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \quad (3.26)$$

$$\bar{w}_R = \bar{w} + \frac{1}{r_E \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\overline{u'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{u'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) + \frac{1}{r_E \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\overline{v'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{v'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \cos \phi \right) \quad (3.27)$$

Durch diese Definition kann auch in sphärischen Koordinaten die Kontinuitätsgleichung erfüllt werden. Es verbleibt jedoch der Rotationsanteil der Geschwindigkeit, welcher über $\nabla^2 \gamma = df/dy v_r$ mit γ verknüpft ist. Die Terme, welche im Gleichungssystem 3.21 bis 3.23 γ enthalten, sind somit eine Divergenz des geostrophischen Windes im Zusammenhang mit der breitenabhängigen Corioliskraft (Trenberth 1986). Die EP-Fluss-Vektoren lauten

$$\bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{u}} = \left(\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -\overline{u'v'}, f \frac{\overline{v'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{v'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \cos \phi \quad (3.28)$$

$$\bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{v}} = \left(-\overline{u'v'}, -\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -f \frac{\overline{u'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{u'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \cos \phi \quad (3.29)$$

$$\text{mit } \nabla = \left(\frac{1}{r_E \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}, \frac{1}{r_E \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \cos \phi, \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \rho \right) . \quad (3.30)$$

Die Terme, welche vertikale Advektion mit \bar{w} enthalten, und jene, welche w' enthalten, wurden im Sinne der quasigeostrophischen Näherung bereits vernachlässigt. Die Divergenz des $\bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{u}}$ -Vektors stellt sich wie folgt dar:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{u}} &= \frac{1}{2r_E} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) - \frac{1}{r_E \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{u'v'} \cos^2 \phi) \\ &\quad + f \cos \phi \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\overline{v'T'} + \frac{L}{c_p} \overline{v'q'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R\bar{T}}{c_p H} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}} \right) \end{aligned} \quad (3.31)$$

Soll nur der trockene EP-Fluss betrachtet werden, müssen aus den zuvor genannten Gleichungen jene Terme entfernt werden, welche die Feuchte enthalten. Die so entstehenden Gleichungen entsprechen dann wieder jenen von Trenberth (1986). Im Rahmen dieser Arbeit werden bevorzugt die trockenen EP-Flüsse ausgewertet, während die Beiträge aus der Feuchte in Abschnitt 4.1.5 separat diskutiert werden.

Weiterhin wird auch der stationäre EP-Fluss betrachtet. Dieser bezeichnet den EP-Fluss welcher dem zuvor hergeleiteten lokalen EP-Fluss entspricht, nur dass das zeitliche Mittel gegen das Zonalmittel ausgetauscht wird und entsprechend mit den Abweichungen vom Mittelverfahren wird. Dann entsprechen die Gleichungen ohne Feuchte jenen von Edmon et al. (1980) bzw. mit Feuchte jenen von Stone und Salustri (1984).

3.3 Datenfilterung

Bereits zuvor wurden entscheidende Effekte in der Atmosphäre beschrieben, welche auf verschiedenen Größenskalen stattfinden. Zum einen ist dies die Skale der planetaren Wellen, zum anderen die Skale der baroklinen Systeme. Eingesetzt wird dazu ein digitaler Filter, wobei das Grundprinzip in Doblas-Reyes und Déqué (1998) erklärt wird. Der Vorteil ist, dass hier nur ausreichend Zeitschritte vor und nach dem betrachteten Zeitraum vorhanden sein müssen, um einen Datensatz zu filtern. Es sind keine sonstigen Rechenschritte wie Fouriertransformation oder Zerlegung in sphärisch harmonische Funktionen nötig. Die Gleichung zur Filterung lautet

$$\Psi_g(x, y, z, t_i) = a_0\Psi(x, y, z, t_i) + \sum_{j=1}^{j<n} a_j[\Psi(x, y, z, t_{i+j}) + \Psi(x, y, z, t_{i-j})] \quad , \quad (3.32)$$

wobei Ψ_g die gefilterte Größe ist und a_j die entsprechenden n Filtergewichte sind. In dieser Arbeit wird ein Bandpass-Filter, welcher 2,5 bis 6 Tage umfasst, und ein Tiefpassfilter, welcher 10 bis 90 Tage umfasst, verwendet, deren Filtergewichte je nach zeitlicher Auflösung der Daten Blackmon (1976) oder Blackmon und Lau (1980) entnommen werden können. Die Filtergewichte wurden derart bestimmt, dass die Filtergrenzen sehr scharf verlaufen und wenig Überlapp zeigen. Ziel ist es, mit dem Bandpass-Filter Anomalien zu finden, welche mit synoptischen Systemen im Zusammenhang stehen, und mit dem Tiefpass-Filter Anomalien zu identifizieren, welche auf der Skale planetarer Wellen wirken.

Für die Filterung wird von den Daten zunächst der Jahreszyklus abgezogen, welcher aus dem Gesamtzeitraum mit einem 31 Tage umfassenden gleitenden Mittel gebildet wurde. Diese Anomalien werden mit dem beschriebenen Filter gefiltert und fließen dann in die Berechnung der Kovarianz bzw. der turbulenten Flüsse ein.

3.4 Bestimmung großskaliger Zirkulationsmuster

In der Atmosphäre existieren großskalige Anomalien, welche quasistationär auftreten. Die großen Druckgebiete der Nordhemisphäre wie Aleuten- und Islandtief oder auch Azorenhoch gehören in diese Kategorie. Solche Anomalien treten dabei trotz der räumlichen Trennung miteinander in Wechselwirkung. Dies wird unter dem Begriff Telekonnektion zusammengefasst. Die Mechanismen sind dabei nicht vollständig geklärt, wobei jedoch planetare und speziell stationäre Wellen bei der Entstehung eine entscheidende Rolle spielen. Es werden zwei Typen von Telekonnektionsmustern beobachtet. Zum einen handelt es sich um planetare Wellenzüge, welche in den Tropen angeregt werden und von dort aus bis in hohe Breiten vordringen (James 1994), zum anderen sind Dipolmuster vorzufinden, welche ihre Ursache in der orographischen Anregung von Wellen und deren Wechselwirkung mit dem zonalen Grundstrom haben (Charney und DeVore 1979).

Die einfachste Methode, Telekonnektionsmuster zu finden, ist die Ein-Punkt-Korrelationsanalyse. Es wird auf einem Gitter eine zeitabhängige Variable an einem beliebigen Gitterpunkt mit der Zeitreihe dieser Variablen an allen anderen Punkten korreliert. Dabei werden sich in direkter Umgebung, etwa auf synoptischer Skale, hohe Korrelationskoeffizienten ergeben, welche mit steigender Entfernung absinken. Im Falle einer Telekonnektion werden in größerer

Entfernung wieder betragsmäßig große sowohl positive als auch negative Korrelationen auftreten. Mit dieser Methode lassen sich jedoch keine Informationen zum zeitlichen Verhalten gewinnen.

3.4.1 Hauptkomponenten-Analyse

Informationen über das zeitliche Verhalten der Telekonnektionsmuster können mit Hilfe der Hauptkomponenten-Analyse (Empirisch-Orthogonale-Funktionen-Analyse, EOF-Analyse) gewonnen werden. Mit dieser Methode wurde von Barnston und Livezey (1987) erstmals ein Großteil der heute bekannten Telekonnektionsmuster identifiziert. Mathematisch wird hierzu eine Hauptachsentransformation durchgeführt. Für das Feld der zunächst beliebigen Variable (für das Finden der Telekonnektionsmuster wird an dieser Stelle der Druck bzw. das Geopotential genutzt) wird ein Vektor $\mathbf{x}(t)$ mit den Elementen $x_i(t)$ definiert, wobei jeder Index i einen der m Gitterpunkte repräsentiert. Davon werden der zeitliche Mittelwert \bar{x}_i und die Abweichungen $x'_i(t)$ bestimmt. Mit jedem Zeitschritt schwingt \mathbf{x}' um den Mittelwert im Ausgangspunkt eines m -dimensionalen Raums. Ziel ist es, bevorzugte Richtungen von \mathbf{x}' in diesem Raum zu finden, was ein Optimierungsproblem darstellt. Gesucht werden orthogonale Basisvektoren unter der Bedingung, dass die erklärte Varianz des Systems maximiert wird. Dieses Problem ist äquivalent zum Finden der Eigenwerte λ_j und Eigenvektoren \mathbf{e}_j der Kovarianzmatrix \mathbf{C} mit den Elementen $C_{ij} = \overline{x'_i x'_j}$ (von Storch und Zwiers 1999).

Die weitere Herleitung soll parallel in Matrixschreibweise durchgeführt werden, welche wesentlich kompakter ist und deshalb im späteren Verlauf auch bevorzugt wird. Die Vektoren der Abweichungen \mathbf{x}' lassen sich als Matrix \mathbf{X} mit $m \times n$ Elementen für die n Zeitschritte zusammenfassen. Weiterhin sind die Eigenwerte λ_j und Eigenvektoren \mathbf{e}_j die Elemente entlang der Diagonalen der Diagonalmatrizen $\mathbf{\Lambda}$ bzw. \mathbf{E} und die Kovarianzmatrix $\mathbf{C} = \mathbf{X}\mathbf{X}^T/N$. Das Eigenwertproblem lautet nun

$$\mathbf{C}\mathbf{e}_j = \lambda_j\mathbf{e}_j \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{C} = \mathbf{E}\mathbf{\Lambda}\mathbf{E}^T \quad . \quad (3.33)$$

Die Eigenvektoren, welche auch EOF genannt werden, beschreiben jeweils zueinander orthogonale Achsen im transformierten Koordinatensystem. Die Eigenwerte sind proportional zur Variabilität des Gesamtsystems, wodurch sich die EOFs nach dieser sortieren lassen. Vor allem die ersten EOFs sind dabei relevant und ähneln den wichtigsten Telekonnektionsmustern, wie sie zuvor mithilfe der Korrelationsanalyse gefunden wurden. Aufgrund der Orthogonalität sind diese nicht untereinander korreliert. Zu den gefundenen EOFs lässt sich auch eine Zeitreihe

$$\alpha_j(t) = \sum_{i=1}^m x'_i(t)e_{ij} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{A} = \mathbf{E}^T\mathbf{X} \quad . \quad (3.34)$$

bestimmen. Diese Hauptkomponenten (principal component, PC) sind die Projektion der Daten auf die j -te EOF und enthalten die zeitliche Information, wie stark eine EOF zu einem Zeitpunkt das globale Bild der betrachteten Größe prägt¹. Aus dieser Information kann dann ein Index gebildet werden, der für den Fall, dass Druck oder Geopotential betrachtet wurden, die Phase und Stärke der EOF, welche im Optimalfall einem Telekonnektionsmuster

¹Mathematisch handelt es sich im Matrix-Bild um die lineare Transformation $\mathbf{X} \mapsto \mathbf{A}$.

entspricht, wiedergibt. Die Rückprojektion erfolgt mit der Gleichung

$$x'_i(t) = \sum_{j=1}^m \alpha_j(t) e_{ij} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{X} = \mathbf{E}\mathbf{A} \quad . \quad (3.35)$$

So ist eine kompakte Darstellung der Daten möglich und gleichzeitig auch eine Reduktion auf die wesentlichen Moden der Variabilität, indem nur ein Teil der EOFs bzw. PCs verwendet wird, also die obere Grenze der Summe kleiner m gewählt wird. Häufig werden EOFs noch rotiert. Dies hat meist den Zweck, die räumliche Varianz zu minimieren, sodass die gefundenen Muster jenen aus der Korrelationsanalyse bekannten Telekonnektionsmuster ähnlicher werden. Einen Überblick über die verschiedenen Rotationsbedingungen und deren Vor- und Nachteile bietet Richman (1986).

Konkret berechnet wird die Hauptkomponentenanalyse meist mithilfe der Singulärwertzerlegung (Singular Value Decomposition, SVD), welche sich numerisch lösen lässt. Diese lässt sich darstellen als

$$\mathbf{X} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T \quad , \quad (3.36)$$

wobei die Spalten von \mathbf{U} die Eigenvektoren von $\mathbf{X}\mathbf{X}^T$ enthalten, die hier nun Links-Singulärvektoren heißen, und die Spalten von \mathbf{V} die Eigenvektoren von $\mathbf{X}^T\mathbf{X}$ enthalten, welche hier nun Rechts-Singulärvektoren heißen. Somit enthält \mathbf{U} die gleichen Informationen wie \mathbf{E} in der zuvor gemachten Hauptkomponentenanalyse, was sich durch einsetzen von 3.36 in 3.33 leicht zeigen lässt.

3.4.2 Maximum Covariance Analysis

Mit Hilfe der SVD können auch gekoppelte Muster zweier Felder \mathbf{X} mit $m \times n$ Elementen und \mathbf{Y} mit $l \times n$ Elementen gefunden werden. Diese Methode heißt Maximum Covariance Analysis (MCA) und maximiert die Kovarianzstruktur zwischen den Feldern \mathbf{X} und \mathbf{Y} . Mit Hilfe der SVD wird nun die Kovarianzmatrix $\mathbf{C}_{XY} = \mathbf{X}\mathbf{Y}^T/n$ zerlegt. Sie nimmt die Form

$$\mathbf{C}_{XY} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T \quad (3.37)$$

an, wobei nun die Spalten von \mathbf{U} den Raum der Spalten von \mathbf{C}_{XY} repräsentieren und somit das Kovarianzfeld bezogen auf \mathbf{X} , sowie die Spalten von \mathbf{V} den Raum der Zeilen von \mathbf{C}_{XY} repräsentieren und somit das Kovarianzfeld bezogen auf \mathbf{Y} . Die Eingangsfelder lassen sich wiederum auf die Singulärvektoren projizieren, woraus die folgenden Zeitreihen entstehen:

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}^T\mathbf{X} \quad (3.38)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{V}^T\mathbf{Y} \quad (3.39)$$

Die zugehörigen Muster sind in den Matrizen \mathbf{U} und \mathbf{V} enthalten. Die Singulärwerte σ_k in der Diagonalen der Matrix $\mathbf{\Sigma}$ entsprechen der Kovarianz $\overline{\alpha_k\beta_k}$. Da zwei Zeitreihen bezüglich der zwei Eingangsfelder entstanden sind, die prinzipiell unabhängig sind, besteht weiterhin die Möglichkeit, die gekoppelten Muster in Form von heterogenen Regressionskarten

$$\mathbf{u}_k^{HET} = \frac{1}{n\sigma_k} \mathbf{X} \beta_k^T \quad (3.40)$$

$$\mathbf{v}_k^{HET} = \frac{1}{n\sigma_k} \mathbf{Y} \alpha_k^T, \quad (3.41)$$

als auch homogenen Regressionskarten

$$\mathbf{u}_k^{HOM} = \frac{1}{n\sigma_k} \mathbf{X} \alpha_k^T \quad (3.42)$$

$$\mathbf{v}_k^{HOM} = \frac{1}{n\sigma_k} \mathbf{Y} \beta_k^T \quad (3.43)$$

darzustellen. Der Vorteil dieser Darstellung ist, dass physikalische Einheiten erhalten bleiben.

3.5 Verwendete und entwickelte Programme

Für die im Rahmen dieser Arbeit nötigen Analysen wurden zum Teil selbst weiterentwickelte Programme verwendet. Der Ursprung geht auf ein an der Universität Hamburg von Dr. F. Lunkeit entwickeltes FORTRAN-Programmpaket zurück, welches im Rahmen der Dissertation von Dr. E. Sokolova (2006) in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Dethloff am Alfred-Wegener-Institut Verwendung fand. Die Überarbeitung war nötig, um die zusätzlichen Berechnungen für die Bestimmung der Wärmequellen abzudecken. Die Berechnung der gefilterten Daten, Kovarianzen und Ableitungen wird dabei nach wie vor in FORTRAN durchgeführt, wobei jetzt jedoch Dateien im NetCDF-Format (Network Common Data Form²) direkt verwendet werden können. Die ursprünglichen Eingangsdaten sind tägliche Daten, die zum Teil aus sechsständlichen Daten gemittelt wurden. Der Ablauf der Filterung wurde bereits im Abschnitt 3.3 besprochen. Die Kovarianzen werden aus den gefilterten Daten für jeden Monat separat berechnet. Für die räumlichen Ableitungen wird die Methode der zentralen Differenzen verwendet. Dabei werden für jeden Model-Gitterpunkt die Werte der benachbarten Gitterpunkte herangezogen, was zum Verlust der Informationen an den Rändern führt. Bei der Entwicklung dieser Programme hat sich herausgestellt, dass der Rechenaufwand selbst mit modernen Rechnern eher gering ist. Ursprünglich war es angedacht, die Berechnungen parallelisiert auf mehreren Prozessoren ablaufen zu lassen, um die Systeme optimal ausnutzen zu können. Dies hat jedoch wenig Wirkung entfaltet, da das Hauptproblem der Datenumfang ist. Deshalb ist einerseits die zeitgleiche Bereithaltung mehrerer Datensätze im Hauptspeicher des Systems problematisch, was einer Parallelisierung widerspricht. Andererseits ist der Umfang der Daten im Zusammenhang mit vielen Lese- und Schreibzugriffen auf den eher langsamen Festspeicher für einen Großteil der Bruttorechenzeit verantwortlich. Zur Aufbereitung der Daten kommen weiterhin die Programmpakete CDO (Climate Data Operators³) und NCO (NetCDF Operator⁴) zur Verwendung. Für die Darstellung und einfache mathematische Operationen wie die Addition einzelner Terme sowie das Bilden von zeitlichen Mittelwerten

²Unidata Program Center der University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), Boulder (CO), <http://www.unidata.ucar.edu/software/netcdf/>

³Zentrum für Marine und Atmosphärische Wissenschaften (ZMAW), Hamburg, <https://code.zmaw.de/projects/cdo/wiki/Cdo>

⁴Open Source Projekt, <http://nco.sourceforge.net/>

und Differenzen kommt GrADS (Grid Analysis and Display System⁵) zur Anwendung, welches wiederum auf selbst entwickelte FORTRAN-Programme zur statistischen Auswertung zurückgreift. In diesem Rahmen werden die NAG (Numerical Algorithms Group⁶) Numerical Libraries benutzt, welche die statistischen Routinen zur Verfügung stellen. Verwendet wird ein Wilcoxon-Mann-Whitney-Test für die Berechnung der Signifikanz von Differenzen sowie Routinen zur Berechnung von Korrelationen und Regressionen und deren Signifikanz (siehe auch Sachs und Hedderich 2009).

Die Programme zur Berechnung der EOFs und MCAs wurden ebenfalls in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Dethloff am Alfred-Wegener-Institut von Dr. D. Handorf und S. Erxleben entwickelt, wobei wiederum FORTRAN und die NAG Numerical Libraries zur Anwendung kommen.

3.6 Modelle und Daten

Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Datenquellen verwendet, wobei die Grundlage Reanalyse-Daten bilden. Reanalyse-Daten verbinden die Vorteile von Modellen und Beobachtungen. Alle Größen sind physikalisch konsistent auf einem einheitlichen Gitter zusammengefasst. Somit eignen sich die Daten besonders für eine globale Analyse die großskaligen Zirkulation. Einen Überblick über die Entwicklung der Reanalysen bietet Trenberth et al. (2009). Die aktuellsten Datensätze sind vom Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF) die ECMWF-Re-Analysis-Interim-Daten (ERA-Interim; Dee und Uppala 2009), die Climate-Forecast-System-Reanalysis-Daten (CFSR) der amerikanischen Zentren zur Umweltvorhersage (National Centers for Environmental Prediction, NCEP; Saha et al. 2010) und die Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications (MERRA) der amerikanischen Weltraumbehörde (National Aeronautics and Space Administration, NASA; Rienecker et al. 2011). In dieser Arbeit wurden ERA-Interim-Daten verwendet. Dabei fließen beobachtungsnahe und wenig durch das Modell beeinflusste Datenfelder wie Wind, Temperatur, Geopotential und Feuchte in die Berechnungen ein. ERA-Interim wird in einer spektralen Auflösung von T255 (etwa $0,5^\circ$) mit 60 Niveaus bis 0,1 hPa gerechnet, wobei in dieser Arbeit eine reduzierte Auflösung von 2° auf 37 Druckniveaus bis 1 hPa im Zeitraum 1979 bis 2012 genutzt wird. Zusätzlich werden für die Betrachtung der arktischen Meereisausdehnung Daten des britischen Wetterdienstes (Met Office Hadley Centre Global Sea Ice and Sea Surface Temperature dataset, HadISST1; Rayner et al. 2003) genutzt. Diese haben eine räumliche Auflösung von 1° .

Von Interesse ist auch, inwiefern globale Zirkulationsmodelle in der Lage sind, die Beobachtungen zu reproduzieren. Zu diesem Zweck wird in dieser Arbeit ein Lauf des Modells ECHAM6 (Stevens et al. 2013) des Max-Planck-Instituts für Meteorologie in Hamburg aus dem zum Coupled Model Intercomparison Project Phase 5 (CMIP5; Taylor et al. 2012) gehörenden Teilprojekt Atmospheric Model Intercomparison Project (AMIP) verwendet. Der Modelllauf wird entsprechend nur vom Atmosphärenmodell berechnet, die Randbedingungen seitens Ozean und Meereis werden aus Beobachtungsdaten (Hurrell et al. 2008) vorgegeben.

⁵Brian Doty and the Institute of Global Environment and Society (IGES), Calverton (MD), <http://www.iges.org/grads/head.html>

⁶The Numerical Algorithms Group Ltd, Oxford (UK), <http://www.nag.co.uk>

Es handelt sich um einen Lauf mit der spektralen Auflösung T63 (etwa 2°) auf 95 Niveaus bis 0,01 hPa, der den Zeitraum 1979 bis 2008 abdeckt. Verwendet wird die volle Auflösung, wobei nur Daten bis 10 hPa auf 17 Druckniveaus zur Verfügung stehen. Weiterhin können nur die Daten des horizontalen Winds, der Temperatur und des Geopotentials ausgewertet werden.

Kapitel 4

Ergebnisse in ERA-Interim

4.1 Klimatologie in ERA-Interim

Anhand der als Referenzdatensatz genutzten ERA-Interim-Daten soll in einer ersten grundlegenden Analyse die allgemeine Zirkulation der Troposphäre und Stratosphäre betrachtet werden. Ein besonderer Fokus liegt dabei auf der Energiebilanz und der Wechselwirkung von Wellen auf synoptischen und planetaren Skalen mit dem Grundstrom. Untersucht werden alle Jahreszeiten separat, wobei insbesondere der Winter aber auch der Sommer der Nordhemisphäre mit jeweils einem eigenen Abschnitt in den Mittelpunkt gerückt werden. Betrachtet wird das klimatologische Mittel vom Frühjahr 1979 bis zum Winter 2011/2012. Diese Klimatologie bildet die Grundlage für die Untersuchung von zeitlichen Änderungen der atmosphärischen Zirkulation infolge von Meereisänderungen und den Vergleich mit ECHAM6-Modelldaten in den folgenden Abschnitten des Ergebniskapitels.

Vor der Interpretation wurden die Daten anhand der Ergebnisse von Trenberth (2009) für die diabatische Wärmequelle und Sokolova (2006) für die EP-Flüsse auf die Übereinstimmung der Größenordnung der Beträge und die Ähnlichkeit der wesentlichen Muster evaluiert.

4.1.1 Zirkulation im Winter der Nordhemisphäre

Die Sonne bildet die größte Energiequelle für die Erdatmosphäre. Aufgrund der Erdkrümmung und des daraus resultierenden Einstrahlwinkels werden die Tropen am stärksten erwärmt. Zu den Polen hin nimmt die Intensität der Einstrahlung ab. Durch die Neigung der Erdoberfläche kommt in Form der Jahreszeiten zusätzlich eine zeitliche Variabilität hinzu. Im jeweiligen Winter erhalten die polaren Gebiete keine solare Energie, während im Sommer eine im Vergleich zu den Tropen allerdings schwache Einstrahlung existiert. Aus der unterschiedlichen Intensität der Energiequelle resultiert ein meridionaler Temperaturgradient, welcher im Winter am stärksten ausgeprägt ist. Dieser ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Um die Temperaturunterschiede auszugleichen, entwickelt sich in der Atmosphäre eine großskalige Zirkulation, welche die Energie von den Tropen zu den Polen hin transportiert. Aufgrund der Erddrotation ist diese jedoch in der Troposphäre in mehrere Zirkulationszellen unterteilt, da die Luftmassen durch die Coriolisbeschleunigung auf dem Weg zu den Polen abgelenkt werden. In Abbildung 4.2 ist anhand der dargestellten diabatischen Wärmequelle (\overline{Q}_1 nach Abschnitt 2.1.2 Gleichung 2.21) zu erkennen, dass im Winter die maximale Erwärmung in den Tropen zwischen 20° S

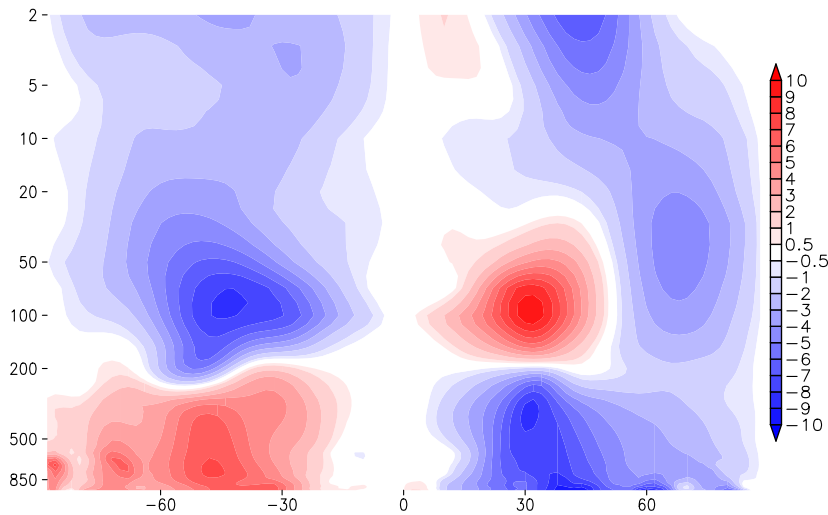


Abbildung 4.1: Zonalmittel des meridionalen Temperaturgradienten ($r_E^{-1} \partial T / \partial \phi$ in 10^{-3} K/km) gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

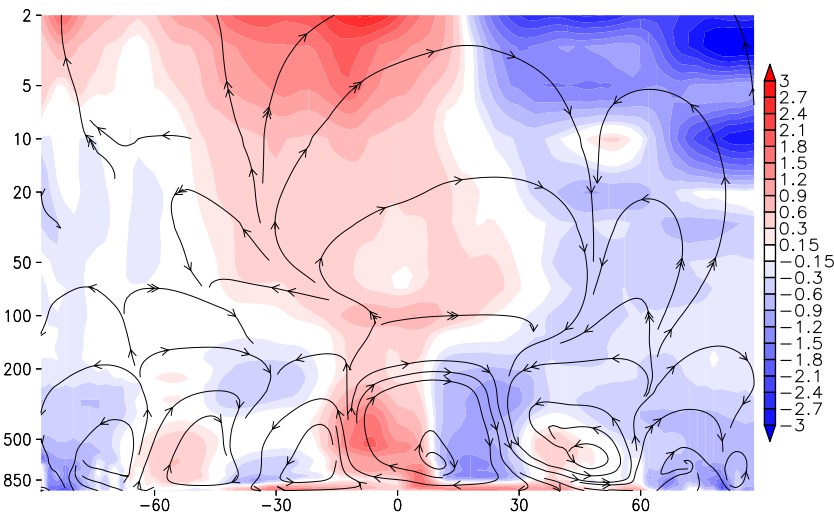


Abbildung 4.2: Zonalmittel der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in K/d) überlagert mit den Stromlinien des Windes gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

und 10° N stattfindet. Die Stromlinien zeigen, dass damit sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre eine aufsteigende Bewegung einhergeht. Zusammen mit der absteigenden Bewegung zwischen 10° und 25° N in der Troposphäre bildet dies die Hadleyzelle. Oberhalb von 500 hPa strömt dabei ausgleichend Luft nach Norden, unterhalb von 700 hPa strömt sie wieder nach Süden. Dabei wird die in den Tropen aufgenommene Energie zum Teil wieder abgegeben, weshalb hier eine Wärmesenke vorliegt. Die diabatische Wärmequelle ist nicht nur durch die solare Einstrahlung bestimmt, sondern enthält auch Anteile, die aus Transporten durch die Hadleyzelle entstehen. Die Hadleyzelle ist eine thermisch direkte Zelle, da sie Energie direkt in Richtung Pol transportiert. Sie endet in den Subtropen aufgrund der mit steigender Breite immer weiter zunehmenden Coriolisbeschleunigung, wodurch der Wind immer stärker nach Westen abgelenkt wird. Verstärkt wird dies durch den ebenfalls besonders großen Temperaturgradienten in dieser Region, wie in Abbildung 4.1 gezeigt. Dieser führt entsprechend

der thermischen Windgleichung (2.35) zu einem starken Wind in der oberen Troposphäre, dem Subtropen-Strahlstrom (siehe auch Abschnitt 2.5). Weiter nach Norden gehend schließt sich in der Troposphäre die Ferrelzelle an. Dies ist eine schwächere thermisch indirekte Zirkulationszelle. Sie verläuft also umgekehrt zur Hadleyzelle und trägt nicht direkt zum Ausgleich des Temperaturgradienten bei. Zwischen 500 und 150 hPa sind entsprechend südwärtsige Winde zu finden, unterhalb von 700 hPa nordwärtsige.

Im wesentlichen ist die Troposphäre zwischen 20° und 60° N aber aufgrund der Coriolisbeschleunigung, dem starken Temperaturgradienten und somit der thermischen Windbeziehung durch starke Westwinde geprägt, weshalb sie hier auch Westwindzone heißt. Diese ist dafür verantwortlich, dass gute Bedingungen für barokline Instabilität herrschen (siehe Abschnitt 2.4). In den mittleren Breiten entstehen deshalb viele synoptische Zyklone, die in den Westwind eingebettet sind. Diese rufen einen starken makroturbulenten meridionalen Wärmefluss $\overline{v'T'}$ hervor, welcher gefiltert auf den entsprechenden Zeitskalen von zwei bis sechs Tagen in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Dieser makroturbulente Wärmefluss auf synoptischer Skale übernimmt in den mittleren Breiten die Aufgabe, Energie nach Norden zu transportieren. Dabei ist er auch der Antrieb für die schwache indirekte Zirkulation der Ferrelzelle, welche in Abbildung 4.2 zwischen 30° und 60° N zu sehen ist. Werden die Impulsflüsse $\overline{u'v'}$ auf ebendiesen Skalen betrachtet, liegt das Maximum bei 30° N und 200 hPa. Dies ist der Bereich des Subtropen-Strahlstroms, welcher durch den Temperaturgradienten angetrieben wird und zwischen Hadley- und Ferrelzelle sein Maximum erreicht.

Nördlich von 60° N ist in Abbildung 4.2 eine weitere thermisch direkte Zelle zu sehen, die jedoch schwächer ausgeprägt ist als die Hadleyzelle. Zwischen 55° und 60° N kommt es zu aufsteigenden Bewegungen, welche in schwach ausgeprägten absteigenden Bewegungen nördlich von 75° N münden und so die polare Zelle bilden. Zwischen 500 und 150 hPa strömt entsprechend Luft nach Norden, unterhalb von 700 hPa strömt sie wieder in Richtung Äquator. Energetisch liegt hier weitestgehend eine Wärmesenke vor, was aufgrund der fehlenden oder geringen Einstrahlung auch zu erwarten ist. Zwischen Ferrelzelle und polarer Zelle liegt die

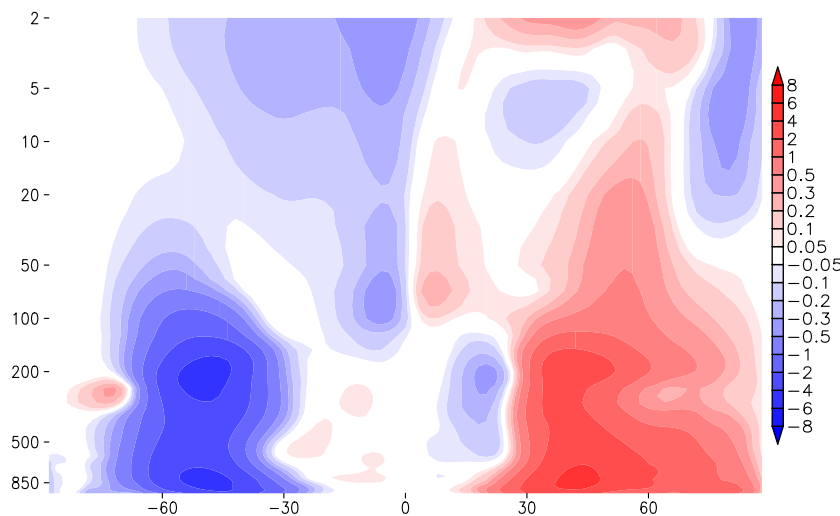


Abbildung 4.3: Zonalmittel des 2 bis 6 Tage gefilterten makroturbulenten meridionalen Wärmeflusses ($\overline{v'T'}$ in Km/s) gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

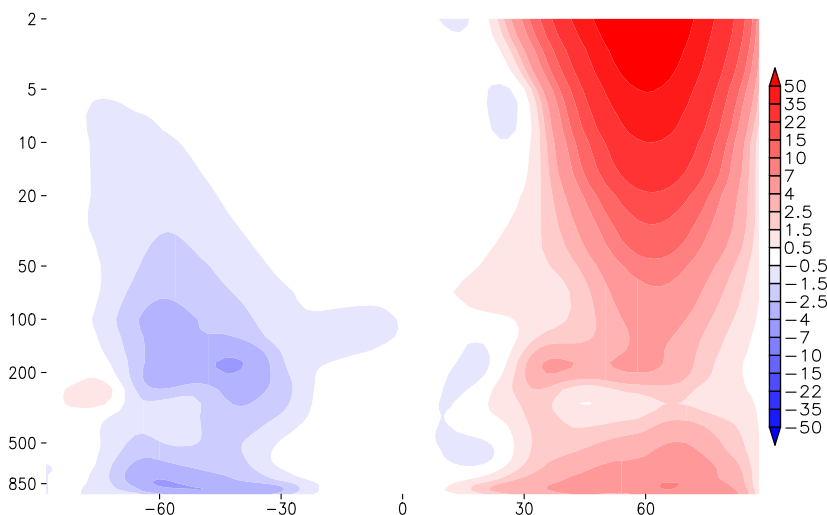


Abbildung 4.4: Zonalmittel des 10 bis 90 Tage gefilterten makroturbulenten meridionalen Wärmeflusses ($\overline{v'T'}$ in Km/s) gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

sogenannte Polarfront, an welcher die kalten und warmen Luftmassen aufeinander treffen. Diese mäandriert stark, weshalb der starke Strahlstrom in der oberen Troposphäre im Zonalmittel nicht sichtbar ist. Die Wellenbewegung hängt mit planetaren Wellen zusammen, die in Abschnitt 2.2 beschrieben wurden. Wird der meridionale Wärmefluss auf den entsprechenden Skalen von 10 bis 90 Tagen gefiltert, liegt das Maximum in der Troposphäre zwischen 50° und 60° N bei 850 hPa (Abbildung 4.4). In der polaren Stratosphäre bildet sich im Winter der Polarwirbel heraus. Dies wird begünstigt durch den aufgrund der fehlenden Sonneneinstrahlung in den polaren Breiten verstärkten Temperaturgradienten (Abbildung 4.1), der entsprechend der thermischen Windbeziehung (2.35) einen mit der Höhe zunehmenden Wind antreibt. Der Wirbel selbst schließt dabei die kalte Luft ein, was den Temperaturgradienten noch einmal zusätzlich verstärkt. Auch hier treten planetare Wellen auf, weshalb die Flüsse auf dieser Skala ein Maximum zeigen. Abbildung 4.4 zeigt auch, dass die Intensität der Flüsse in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre abgeschwächt ist. Hier bildet sich eine Barriere für planetare Wellen, die mit der dortigen Inversion aufgrund der in der Stratosphäre in vertikaler Richtung wieder ansteigenden Temperaturen verbunden ist. Der Temperaturgradient ist in der Stratosphäre zwischen 0° und 50° N gegenüber der Troposphäre umgekehrt, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Dies liegt an der in den Tropen höheren Lage der Tropopause gegenüber den mittleren und polaren Breiten. Da an der Tropopause die Temperatur ein Minimum hat, trifft auf gleicher Höhe die kalte Luft im Bereich der Tropen auf die bereits wärmere stratosphärische Luft der höheren Breiten. Dieser Temperaturgradient ist somit dynamisch durch die Anhebung der Tropopause in den Tropen bedingt. In den polaren Breiten wird er im Winter durch den besonders kalten Polarwirbel umgekehrt.

In der Stratosphäre ist der polwärtige Transport von Energie und Spurenstoffen aus den reinen Winddaten entsprechend Abbildung 4.2 nicht erklärbar, aufgrund der in Abschnitt 2.3 erklärten Problematik. Die in den Tropen aufgestiegene Luft sinkt scheinbar zwischen 40° und 50° N ab, was jedoch keinen tatsächlichen Transport darstellt, sondern durch die Bewegung der Luftpakete entlang von planetaren Wellen entsteht. In Abbildung 4.5 ist die

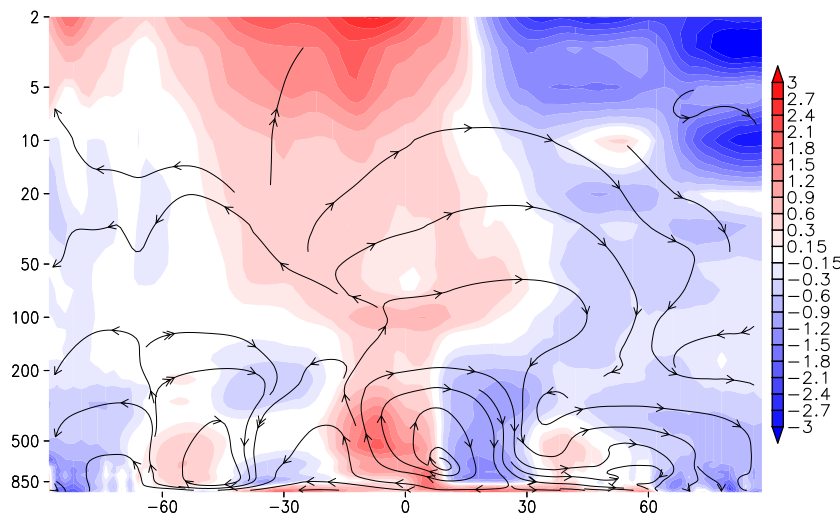


Abbildung 4.5: Zonalmittel der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

Residualzirkulation dargestellt (Gleichung 2.32 und 2.33), welche die tatsächlichen Transporte entsprechend dem diabatischen Aufsteigen und Absinken der Luftpakete repräsentiert. Demnach liegt in der Stratosphäre eine einzelne Zirkulationszelle vor, in welcher in den Gebieten mit stärkerer solarer Einstrahlung, also am Äquator und südlich davon, aufsteigende Bewegungen vorherrschen, die Luft dann nach Norden transportiert wird und in den polaren Gebieten und mittleren Breiten absinkt. Gut zu sehen ist die Übereinstimmung zwischen diabatischem Heizen und aufsteigenden und diabatischem Kühlen und absteigenden Bewegungen. Der Transport findet demnach überwiegend von der Sommerhemisphäre und den Tropen zu den mittleren Breiten und Polarregionen der Winterhemisphäre statt. Auch in der Troposphäre führt die Betrachtung der Residualzirkulation dazu, dass die Übereinstimmung der Stromlinien mit der diabatischen Wärmequelle größer wird. In Gebieten mit Energiequelle (-senke) finden entsprechende aufsteigende (absteigende) Bewegungen statt. Dies belegt den direkten Zusammenhang zwischen Residualzirkulation und diabatischer Wärmequelle.

Bei etwa 40°N tritt in Abbildung 4.5 eine positive diabatische Wärmequelle im Zonalmittel in Erscheinung. Sie resultiert aus der Wärmequelle, die die im Winter relativ warmen nördlichen Ozeane für die Atmosphäre bilden. Für die weitere Untersuchung wird ein massengewichtetes vertikales Integral über alle Niveaus im Datensatz gemäß

$$\frac{1}{g} \int_{1000 \text{ hPa}}^{1 \text{ hPa}} Q dp \quad (4.1)$$

für die unterschiedlichen Terme der Wärmequelle betrachtet. Im vertikalen Integral der diabatischen Wärmequelle \overline{Q}_1 , welches in Abbildung 4.6 dargestellt ist, treten positive Werte über dem nördlichen Atlantik und Pazifik auf, wohingegen über Land und großen Teilen des eisbedeckten Ozeans Wärmesenken vorherrschen, genauso wie in den Subtropen. Die größte Wärmesenke liegt über Grönland. Die relativ hoch liegende, im Winter nahezu vollständig eisbedeckte Kontinentalmasse kühlt im Nordwinter sehr stark aus. Entlang der innertropischen

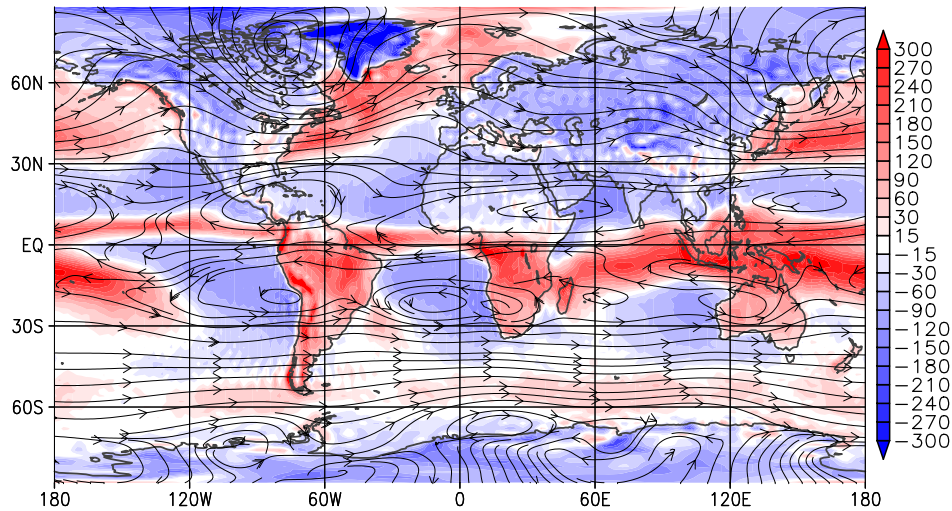


Abbildung 4.6: Vertikales Integral der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

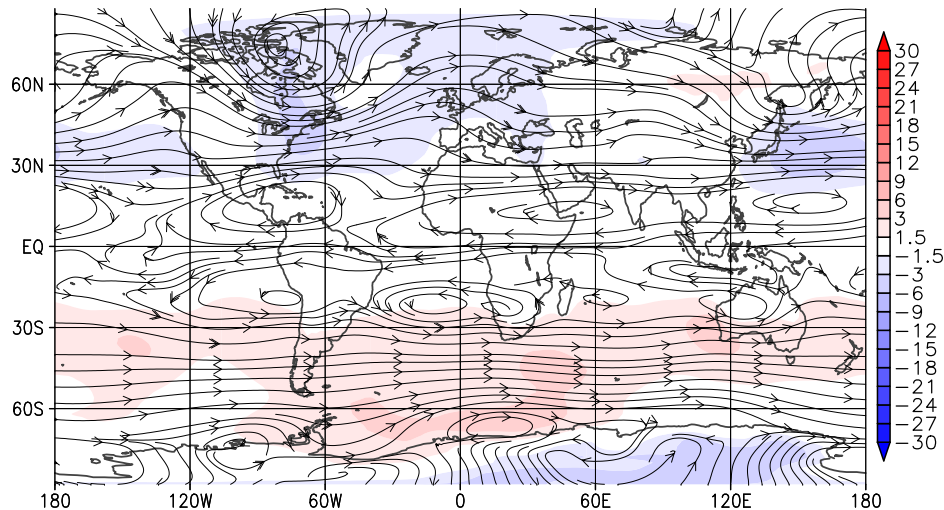


Abbildung 4.7: Vertikales Integral der Tendenzterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.24 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

Konvergenzzone tritt wiederum eine sehr starke positive diabatische Wärmequelle auf. Im folgenden sollen nun die einzelnen Anteile der diabatischen Wärmequelle betrachtet werden. Die Tendenz-Terme $\overline{Q_1^T}$ nach Gleichung 2.24 sind allgemein sehr klein, wie in Abbildung 4.7 anhand des vertikalen Integrals zu sehen ist, wobei die Skala um den Faktor zehn verringert ist. Sie deuten aber in den meisten Gebieten der Nordhalbkugel eine Abkühlung an, wie es für den einstrahlungsarmen Winter zu erwarten ist. Die einzige Ausnahme bildet Ostsibirien. Die mittleren Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle $\overline{Q_1^{MA}}$ sind entsprechend Gleichung 2.26 in Abbildung 4.8 vertikal integriert dargestellt und stellen den größten Beitrag zur diabatischen Wärmequelle. Es sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass, wenn nicht anders angegeben, die dreidimensionale Advektion inklusive Konvektion gemeint ist. Die mittleren Advektionsterme zeigen zeigen deutlich, dass der Wärmegehalt der Luft beim Überströmen der im Winter relativ warmen Ozeane der mittleren Breiten zunimmt, während über

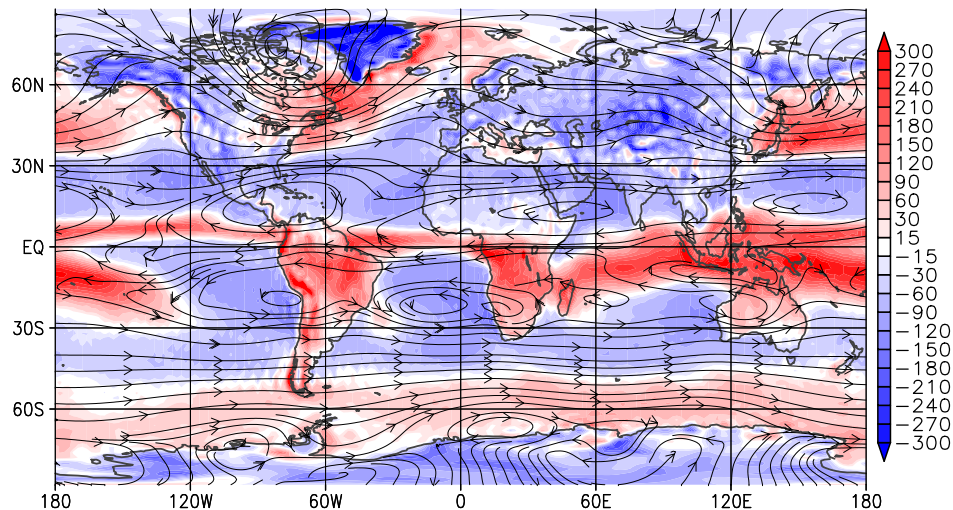


Abbildung 4.8: Vertikales Integral der mittleren Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.26 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

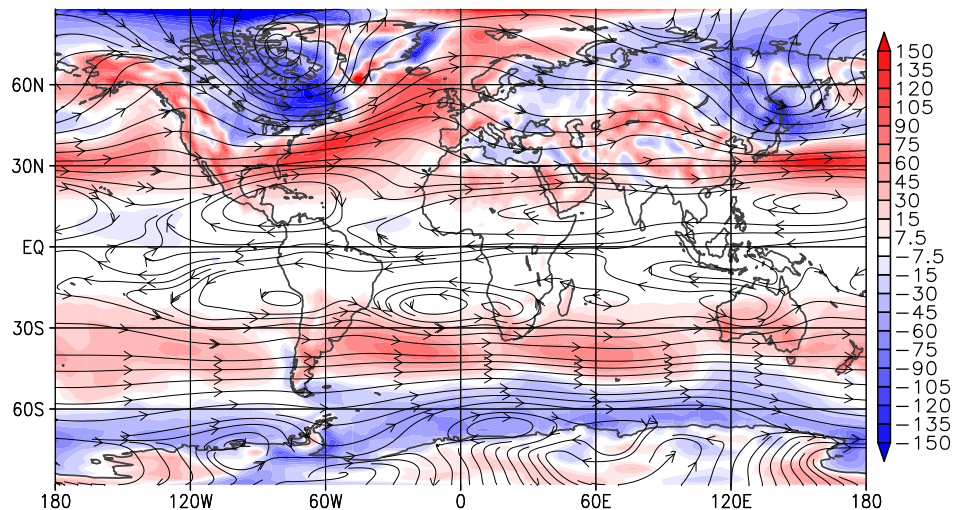


Abbildung 4.9: Vertikales Integral der ungefilterten makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.28 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien in 500 hPa des Windes gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

Land eine Abkühlung stattfindet. Dies bestätigt, dass die Ozeane im Mittel eine Wärmequelle darstellen.

Auch die makroturbulenten Terme $\overline{Q_1^{TA}}$ entsprechend Gleichung 2.28, welche vertikal integriert in Abbildung 4.9 dargestellt sind, spiegeln insgesamt betrachtet dieses Bild wieder. Zu beachten ist, dass diese Terme gegenüber der gesamten diabatischen Wärmequelle und den mittleren Advektionstermen mit einer halbierten Skala dargestellt sind. Bei ihnen ist ein Zusammenhang mit der stationären Wellenstruktur des Grundstromes sichtbar, wobei die stationären Wellen anhand der Stromlinien zu erkennen sind. Wenn die mittlere Strömung in 500 hPa aus Norden kommt, was bevorzugt über den Kontinenten auftritt, liegt bei den makroturbulenten Advektionstermen überwiegend eine Wärmesenke vor, während bei einer Strömung nach Norden die makroturbulenten Advektionsterme vorwiegend eine Wärmequelle anzeigen. Der Effekt tritt am stärksten auf, wenn die makroturbulenten Terme auf einer

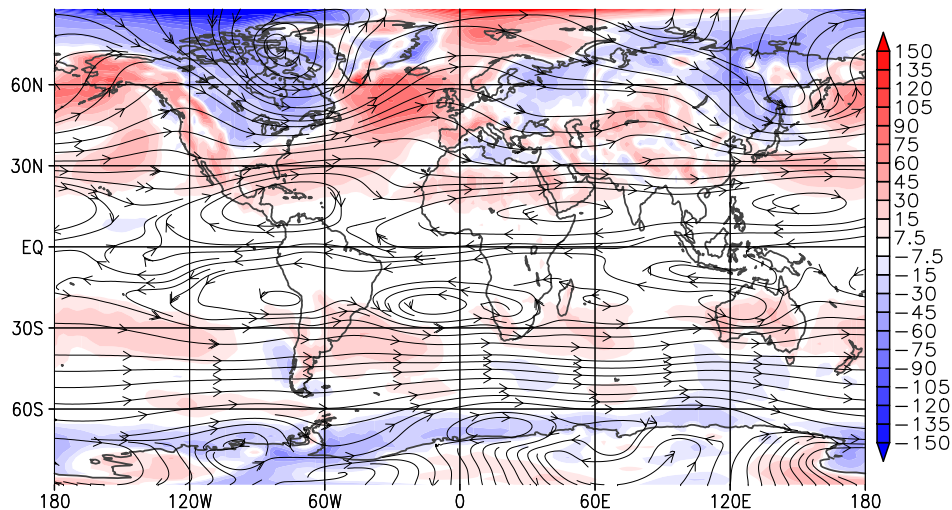


Abbildung 4.10: Vertikales Integral der 10 bis 90 Tage gefilterten makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.28 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

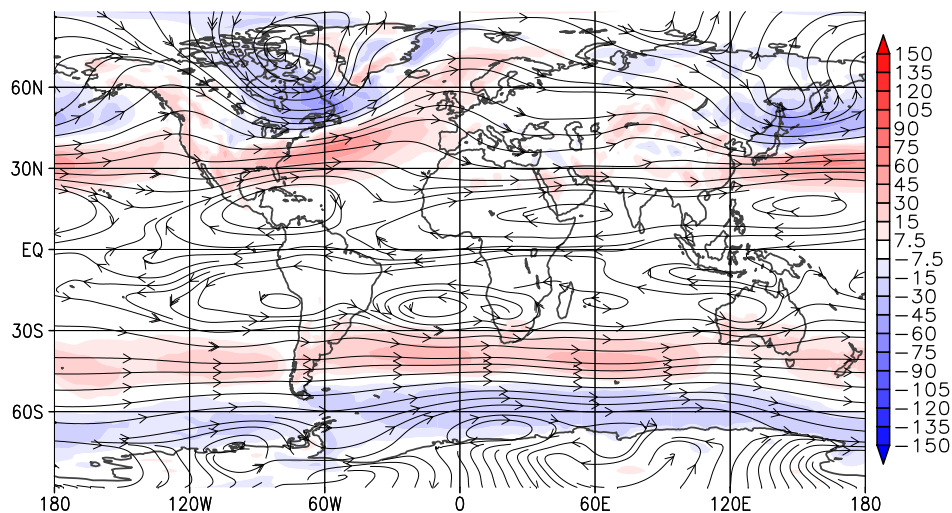


Abbildung 4.11: Vertikales Integral der 2 bis 6 Tage gefilterten makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.28 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

Zeitskala von zehn bis 90 Tagen gefiltert wurden, wie in Abbildung 4.10 zu sehen. Die makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle geben somit selbst das Wellenmuster wieder. Entlang des Breitenkreises bei 30°N liegt eine Westwindströmung vor, die in etwa dem Subtropenjet entspricht. In diesem Bereich zeigen die zehn bis 90 Tage gefilterten Anteile der makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle ebenfalls positive Werte. Auf synoptischer Skala, welche in Abbildung 4.11 zu sehen ist, treten vor allem im Bereich der Stormtracks positive Werte der makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle auf. Hier ist die barokline Instabilität aufgrund des starken meridionalen Temperaturgradienten am größten, wodurch viele barokline Zyklone entstehen, die einen Beitrag als Wärmequelle haben. Nördlich davon liegen auch im synoptischen Anteil der

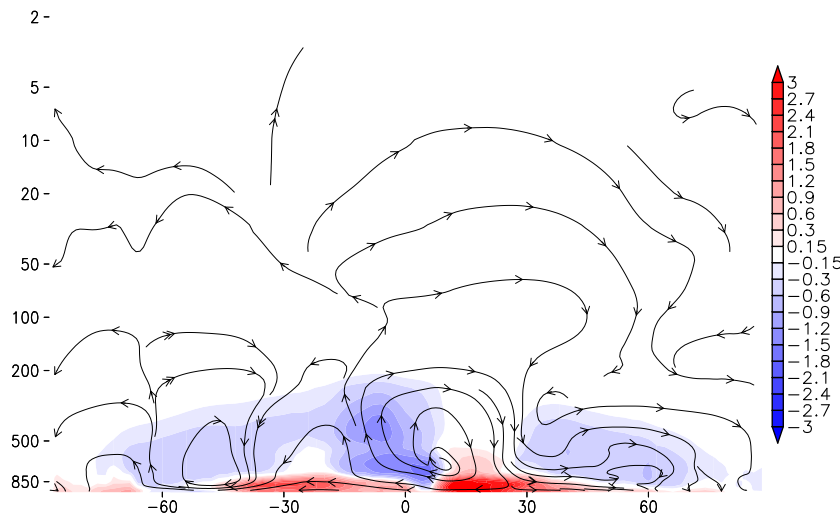


Abbildung 4.12: Zonalmittel der latenten Wärmequelle (Gl. 2.22 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

makroturbulenten Advektionsterme Wärmesenken vor.

Einen Beitrag zur Energiebilanz in der Erdatmosphäre liefert auch der Feuchtegehalt in der Atmosphäre. Wasserdampf enthält latente Wärme, welche mit ihm zusammen von der atmosphärischen Zirkulation transportiert wird. Kondensiert der Dampf, wird diese Energie in Form von Wärme frei. Hier wird die Bilanz der latenten Wärme Q_2 , wie in Gleichung 2.22 dargestellt, direkt betrachtet, welche äquivalent zur Änderung des Feuchtegehalts in der Erdatmosphäre ist. Die Skalen sind entsprechend den Bildern zur diabatischen Wärmequelle zuvor gewählt. In Abbildung 4.12 ist das Zonalmittel der latenten Wärmequelle \bar{Q}_2 dargestellt. Feuchte und somit auch latente Wärme wird von der Zirkulation auf den untersten Niveaus der Troposphäre aufgenommen, bevorzugt in den warmen Regionen der Tropen und Subtropen. Oberhalb von 850 hPa überwiegt dann eine Abnahme latenter Wärme. In aufsteigenden Luftmassen kondensiert Feuchte aufgrund der sinkenden Temperatur. Die innertropischen Konvektionszone wird durch die dabei frei werdende Energie zusätzlich zur diabatischen Wärmequelle angetrieben. In den Tropen stellt sich dadurch eine inverse Beziehung zwischen diabatischer und latenter Wärmequelle ein (vergleiche Abbildung 4.5 und 4.12). Bei aufsteigenden Bewegungen ist die diabatische Wärmequelle weitestgehend positiv, die latente hingegen negativ; bei absteigenden Bewegungen ist es umgekehrt. Die zwischen 10° und 30° N absteigenden Luftmassen nehmen ab etwa 500 hPa bereits wieder Feuchte auf. Im nördlich davon stattfindenden Transport vorwiegend nach Norden nimmt die latente Wärmemenge immer weiter ab, was vor allem an den abnehmenden Temperaturen und dem damit zusammenhängendem abnehmenden maximalen Feuchtegehalt der Luft liegt. Letzteres ist auch der Grund, warum oberhalb von etwa 200 hPa keine deutlich von null verschiedenen Werte mehr in der latenten Wärmequelle auftreten. Hier ist es zu kalt, sodass keine relevante Menge an Feuchte vorhanden ist und auch nicht auf höhere Niveaus in der Stratosphäre transportiert wird.

Abbildungen 4.13 und 4.14 stellen den Anteil der mittleren Advektionsterme \bar{Q}_2^{MA} (Gleichung 2.27) und makroturbulenten Advektionsterme \bar{Q}_2^{TA} (Gleichung 2.29) an der latenten Wärmequelle im Zonalmittel gegenüber. Die mittleren Advektionsterme stellen auch hier den

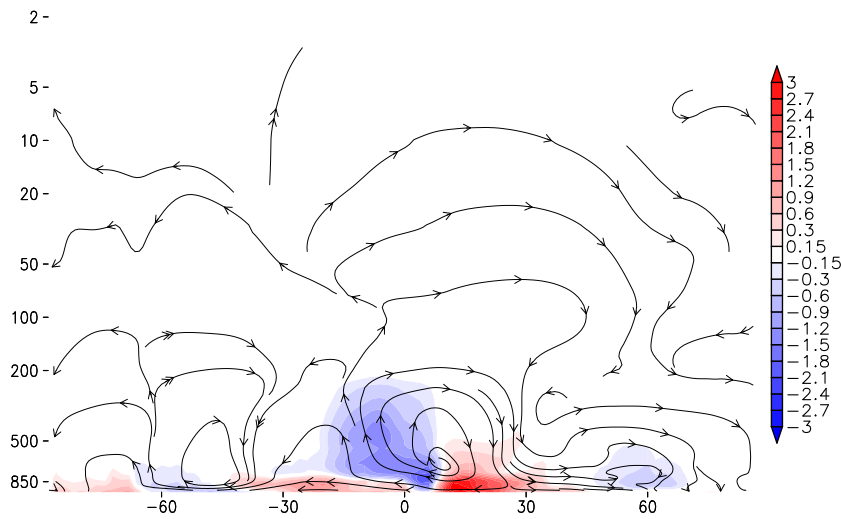


Abbildung 4.13: Zonalmittel der mittleren Advektionsterme der latenten Wärmequelle (Gl. 2.27 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

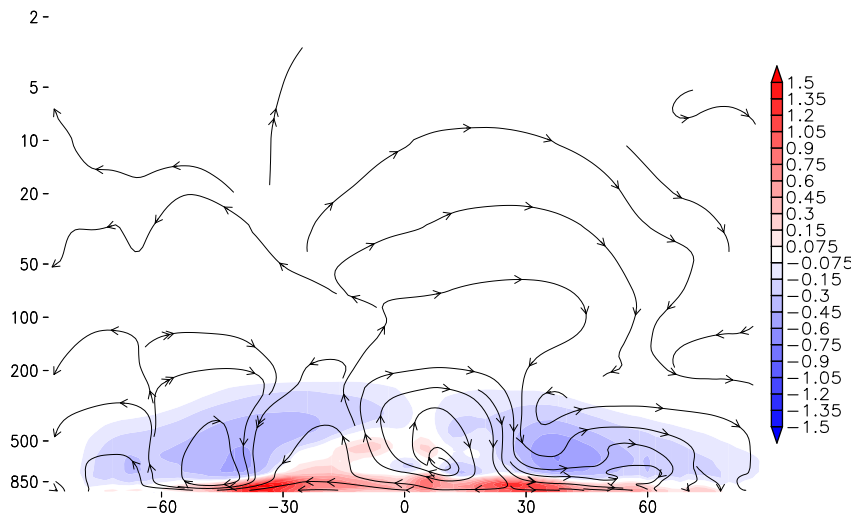


Abbildung 4.14: Zonalmittel der ungefilterten makroturbulenten Advektionsterme der latenten Wärmequelle (Gl. 2.29 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

größten Anteil, allerdings zeigt sich, dass die makroturbulenten Advektionsterme, deren Wertebereich in der Abbildung halbiert ist, auch für die gesamte latente Wärmequelle in Abbildung 4.12 bedeutend sind. Dies gilt insbesondere in den mittleren Breiten und oberhalb von 500 hPa, wo die makroturbulenten Terme für eine insgesamt auftretende latente Wärmesenke verantwortlich sind. Die makroturbulenten Advektionsterme zeigen dabei eine sehr einfache Struktur. Unterhalb von etwa 850 hPa wird latente Wärme aufgenommen, oberhalb wird sie wieder abgegeben.

Die größten Quellen für latente Wärme sind erwartungsgemäß die Ozeane in den tropischen und subtropischen Regionen, wie in Abbildung 4.15 im vertikalen Integral dargestellt, da unter starker Sonneneinstrahlung und Erwärmung sehr viel Wasser verdunstet. Die Ausnahme bildet die innertropische Konvektionszone, in der das vertikale Integral durch das bei der Konvektion auskondensierende Wasser und die somit abnehmende latente Wärmemenge

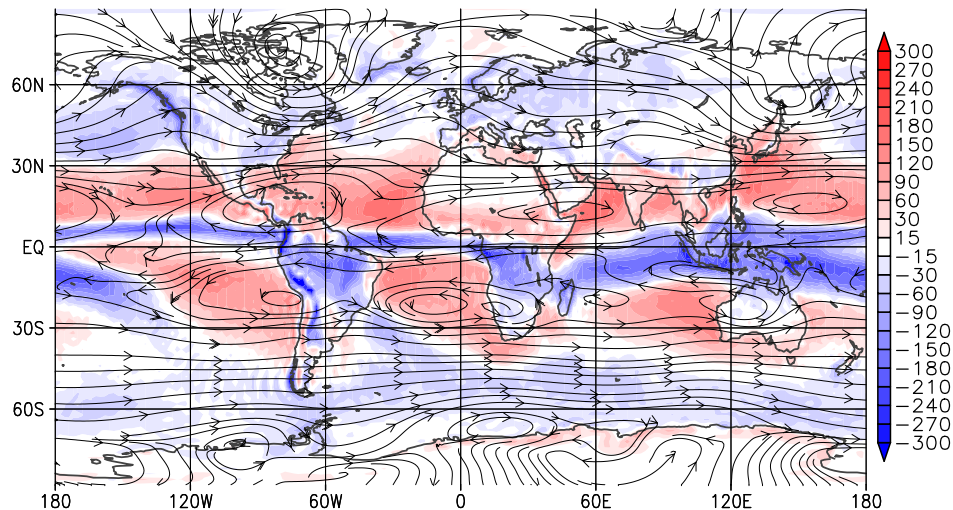


Abbildung 4.15: Vertikales Integral der latenten Wärmequelle (Gl. 2.22 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

ge dominiert wird. Über den Kontinenten der nördlichen Tropen wird vornehmlich latente Wärme gewonnen, in den mittleren Breiten wird sie abgegeben. So zeigt sich, dass vor allem mithilfe von Feuchte sehr viel Energie aus den Tropen zu den Polen transportiert wird, was letztlich dazu beiträgt, Temperaturgradienten auszugleichen. Auffällige Gebiete sind die Wüsten Nordafrikas, wo aufgrund der kaum vorhandenen Feuchte auch keine latente Wärme aufgenommen werden kann und die Region um den Himalaya, in der an den Südwesträndern sehr viel latente Wärme abgegeben wird, da die Luftmassen orographisch bedingt aufsteigen und in den Leegebieten dahinter die trockene Luft wieder Feuchte aufnehmen kann.

Die makroturbulenten Advektionsterme der latenten Wärmebilanz Q_2^{TA} zeigen ein ähnliches Bild wie die makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle Q_1^{TA} , sind jedoch kleiner. Abbildung 4.16 zeigt den vertikal integrierten synoptischen Anteil der

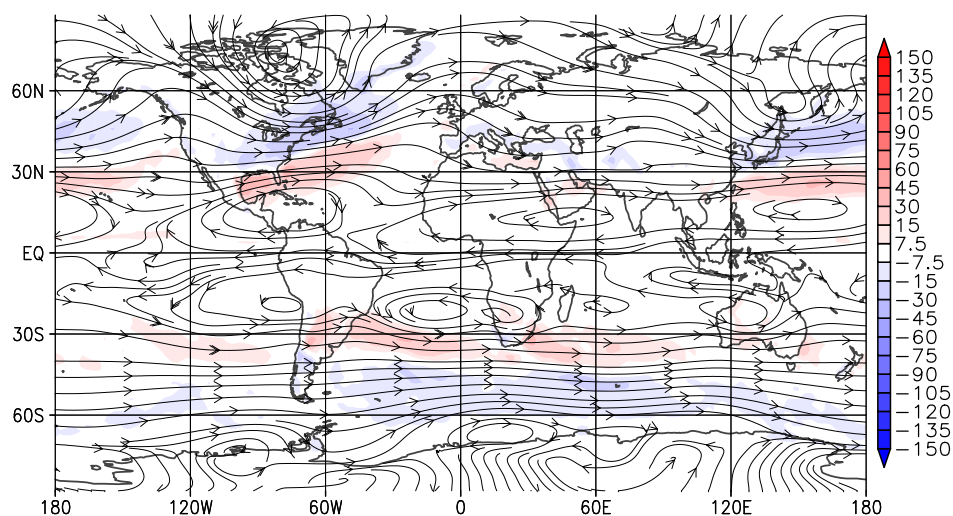


Abbildung 4.16: Vertikales Integral der 2 bis 6 Tage gefilterten makroturbulenten Advektionsterme der latenten Wärmequelle (Gl. 2.29 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

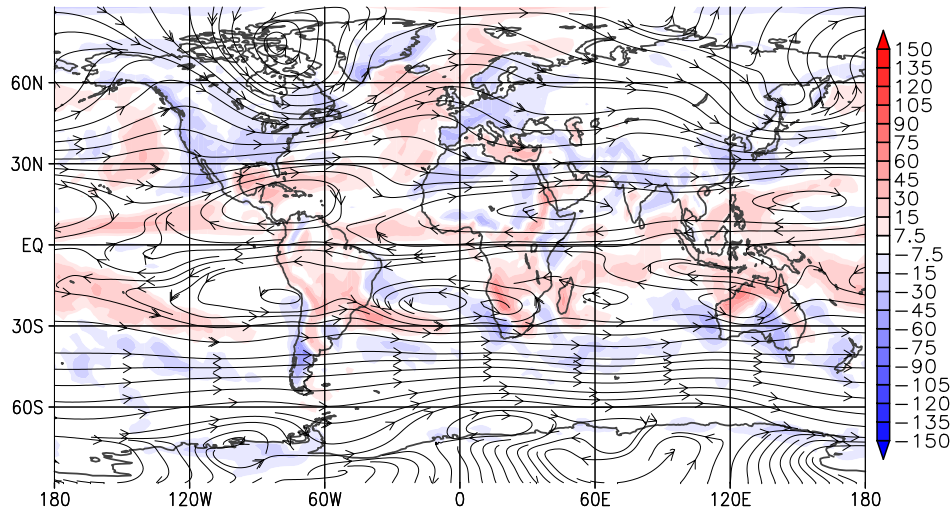


Abbildung 4.17: Vertikales Integral der 10 bis 90 Tage gefilterten makroturbulenten Advektionsterme der latenten Wärmequelle (Gl. 2.29 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

latenten Wärmequelle. Die größten Werte treten entlang der Stormtracks mit dem gleichen Vorzeichen des entsprechenden Anteils der diabatischen Wärmequelle in Abbildung 4.11 auf. Diabatische und latente Wärmeänderungen sind hier in Einklang. Zusätzlich werden positive Terme entlang der innertropischen Konvergenzzone sichtbar und es zeigt sich, dass über den Kontinenten der winterlichen Nordhemisphäre durch die makroturbulenten Advektionsterme der latenten Wärmequelle Energie abgegeben wird. Letzteres ist ebenso für die planetaren Anteile in Abbildung 4.17 zu beobachten, welche ansonsten ebenso mit den Beobachtungen bei der diabatischen Wärmequelle in Einklang sind und zusätzliche positive Terme entlang der innertropischen Konvektionszone zeigen.

Im Vergleich zur diabatischen Wärmequelle ist der Beitrag der latenten Wärme zur Energiebilanz unterhalb von etwa 300 hPa vom Betrag her ähnlich groß. Die Anteile der makroturbulenten Advektionsterme sind für die latente Wärmequelle jedoch relativ klein. Dies liegt zum Teil darin begründet, dass auch bei der diabatischen Wärmequelle die Anteile auf der Skala planetarer Wellen am größten sind, welche entsprechend bevorzugt in hohen Breiten liegen. Dort sind jedoch aufgrund der niedrigen Temperaturen die Feuchteflüsse gering, weshalb auch dort der Beitrag der Makroturbulenz zur latenten Wärmequelle klein ist.

Als weiterer Schwerpunkt soll nun die Wellenausbreitung und die Wechselwirkung von Wellen und allgemeiner Zirkulation untersucht werden. Die in Abschnitt 3.2 eingeführten Eliassen-Palm-Flüsse geben mit dem Vektor die Richtung der Wellenausbreitung an, während ihr Betrag mit dem Impuls- und Wärmetransport durch Wellen verknüpft ist. Darüber hinaus kann ihre Divergenz betrachtet werden, welche einen Antriebsterm für den Grundstrom darstellt. Hier wird der in Abschnitt 3.2 besprochene trockene EP-Fluss \mathbf{E}_u bezogen auf den Zonalwind diskutiert (Gleichung 3.17 ohne Feuchte). Eine Betrachtung des Feuchteinflusses findet in Abschnitt 4.1.5 statt. Darüber hinaus werden sowohl transiente Wellen betrachtet, wobei der lokale EP-Fluss nach Trenberth (1986) definiert über das zeitliche Mittel zum Einsatz kommt, als auch stationäre Wellen, welche über den stationären EP-Fluss gemäß Edmon et al. (1980) definiert mit dem Zonalmittel betrachtet werden. Lokale bzw. transiente EP-

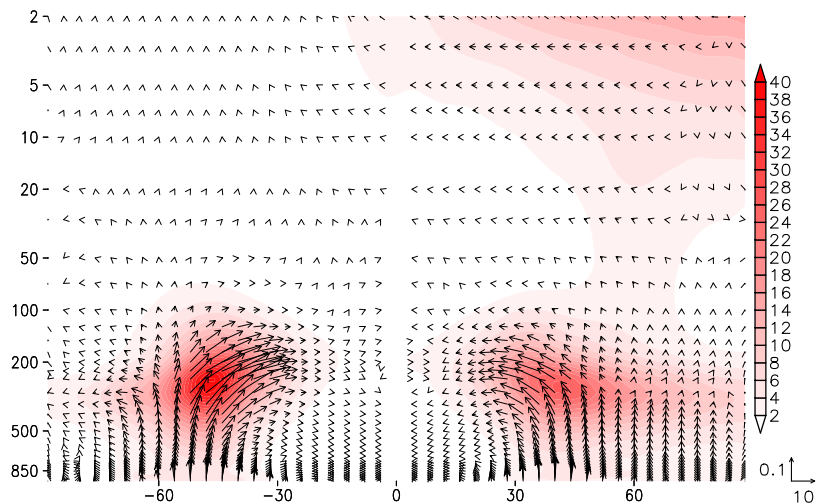
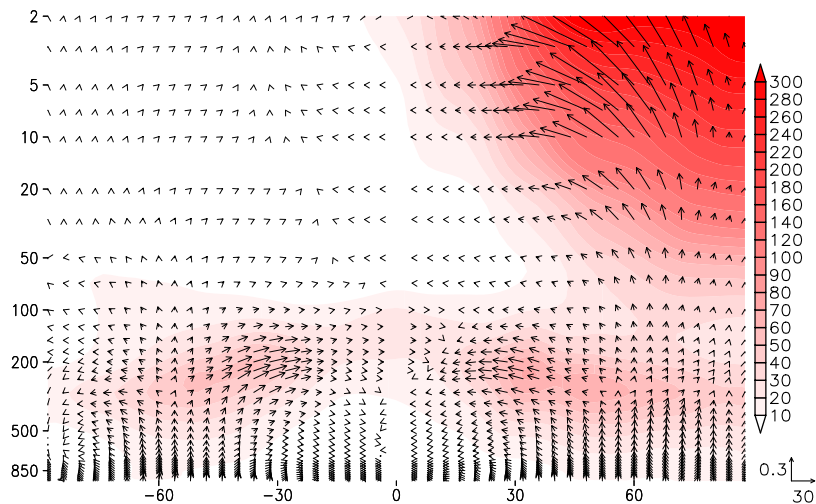
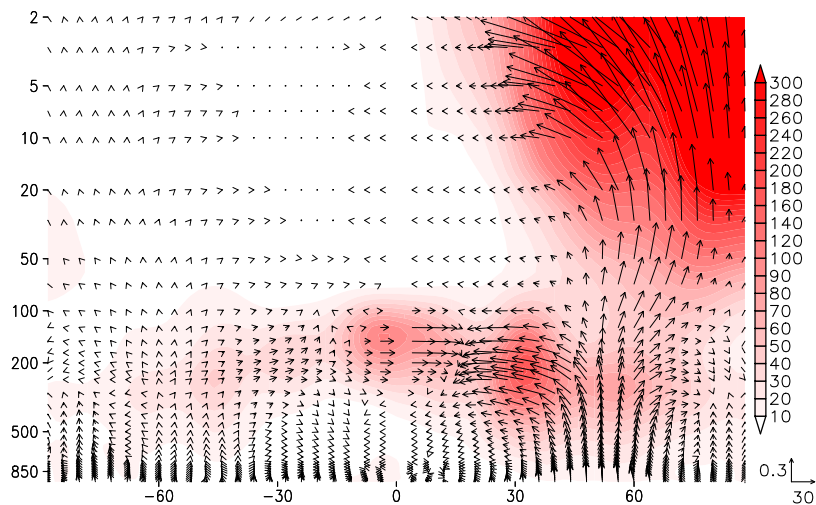
(a) 2 bis 6 Tage gefilterter EP-Fluss Betrag und Vektor (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2)(b) 10 bis 90 Tage gefilterter EP-Fluss Betrag und Vektor (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2)(c) stationärer EP-Fluss Betrag und Vektor (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2)

Abbildung 4.18: Zonalmittel des Betrags des 2 bis 6 Tage gefilterten (a) 10 bis 90 Tage gefilterten (b) stationären (c) EP-Flusses überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

Flüsse (im folgenden nur EP-Fluss) gefiltert auf eine Skale von zehn bis 90 Tagen, umfassen dabei planetare und somit auch quasistationäre Wellen.

Der in den Abbildungen 4.18 dargestellte Betrag des EP-Flusses hat in der oberen Troposphäre ein Maximum. Auf der synoptischen Skale in Abbildung 4.18a zieht sich dies von der Region um den Subtropenstrahlstrom bei 30° N in 300 hPa bis weit in die mittleren Breiten, in Übereinstimmung mit der bereits zuvor mehrfach festgestellten insgesamt hohen synoptischen Aktivität in dieser Region aufgrund des starken Temperaturgradienten. Die ebenfalls dargestellten Vektoren zeigen im Zonalmittel in den Subtropen die stärkste Wellenausbreitung. In den unteren Niveaus findet die Ausbreitung zunächst aufwärts statt und schwenkt dann in der mittleren und oberen Troposphäre nach Süden um. In der Stratosphäre sind die Anteile auf synoptischer Skale insbesondere im Vergleich mit den EP-Flüssen auf planetarer Skale in Abbildung 4.18b und den stationären EP-Flüssen in Abbildung 4.18c sehr gering. Bei den letzten beiden Anteilen liegen hier starke Maxima, verbunden mit starker aufwärts gerichteter Wellenausbreitung. Im Winter sind die in Abschnitt 2.2 genannten Bedingungen für vertikale Wellenausbreitung erfüllt und die Troposphäre und Stratosphäre können über diesen Weg Wellenenergie austauschen. Dabei stellt die Tropopause ein Hindernis dar, wie anhand des Minimums zwischen 200 und 100 hPa im Betrag des EP-Flusses zu erkennen ist. Vor allem stationäre Wellen scheinen diese Barriere durchqueren zu können, wie anhand der durchweg aufwärts gerichteten Vektoren zwischen 45° und 70° N zu erkennen ist. Die Quelle liegt dabei in den mittleren Breiten. In der Troposphäre breiten sich die langen Wellen ähnlich wie die synoptischen in den Subtropen zunächst aufwärts und in der oberen Troposphäre dann südwärts aus.

Die Divergenz des EP-Flusses zeigt im Zonalmittel in der Troposphäre ein von der Skale der Filterung nahezu unabhängiges Bild. Bei der Betrachtung der Beträge in Abbildung 4.18a und 4.18b ist dies auch nicht anders zu erwarten, da diese zwischen synoptischer und planetarer Skale nur geringe Unterschiede in der Troposphäre zeigen. In der Stratosphäre treten wie erwartet nur auf planetarer Skale relevante Werte in der Divergenz auf, sodass es ausreichend ist, in Abbildung 4.19 die ungefilterte Divergenz entsprechend Gleichung 3.31 darzustellen,

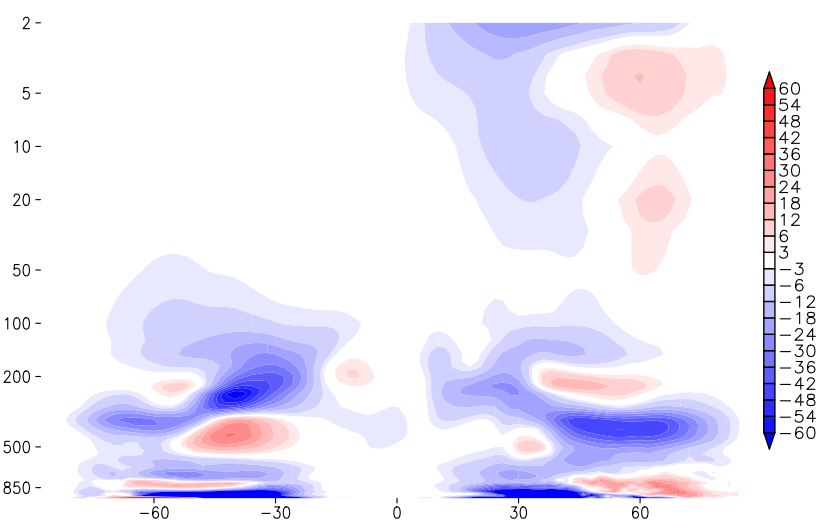


Abbildung 4.19: Zonalmittel der ungefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

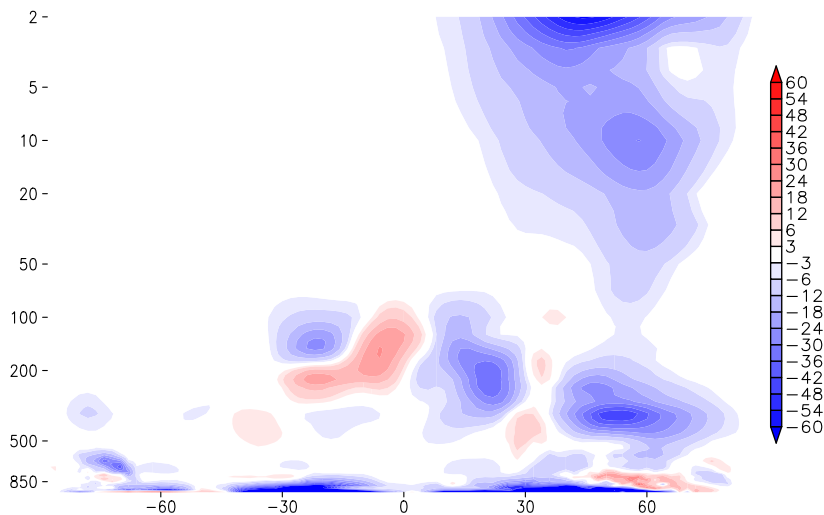


Abbildung 4.20: Zonalmittel der Divergenz des stationären EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

wobei wie bisher auch keine Feuchteinflüsse betrachtet werden. Überwiegend ist im gesamten dargestellten Höhenbereich der Troposphäre und Stratosphäre Konvergenz zu sehen. Wellen und Störungen wirken demnach weitestgehend abbremsend auf den Grundstrom. Dies steht im Zusammenhang mit brechenden Wellen, wobei kinetische Energie in Wärme umgewandelt wird. In der unteren Troposphäre beginnend bei 45° N bis zum Pol und in der oberen Troposphäre zwischen 30° und 70° N treiben die Wellen hingegen den Grundstrom an. Hier kann ein Zusammenhang mit synoptischen Zyklonen und dem Polar-Strahlstrom vermutet werden, jedoch zeigen sich, wie bereits besprochen, keine dafür zu erwartenden Unterschiede zwischen den Divergenzen auf planetaren und synoptischen Skalen. Auch in der Stratosphäre liegt ein Bereich positiver Divergenz in der Region des Polarwirbels vor. Transiente planetare Wellen treiben den Westwind an. Hingegen zeigt sich bei Betrachtung der Divergenz des stationären EP-Flusses in Abbildung 4.20, dass die stationären Wellen im gleichen Bereich keine antreibende Wirkung haben. Hier liegt nur weiter nördlich im unteren Bereich der Stratosphäre Divergenz vor. Sonst überwiegt auch bei der Divergenz des stationären EP-Flusses Konvergenz in der gesamten Troposphäre und Stratosphäre. In der Troposphäre tritt als weitere Abweichung von den transienten Flüssen eine Divergenz in den Subtropen auf, die mit dem Subtropen-Strahlstrom in Verbindung gebracht werden kann. Stationäre Wellen in diesem Bereich treiben demnach ebenfalls den zonalen Grundstrom an. Es zeigen sich somit in der Divergenz Unterschiede zwischen stationären EP-Flüssen nach Edmon et al. (1980) und zehn bis 90 Tage gefilterten quasistationären EP-Flüssen nach Trenberth (1986).

Werden die EP-Flüsse in zonaler Richtung aufgelöst, zeigen sich mehr Unterschiede zwischen den verschiedenen Skalen. Im zwei bis sechs Tage gefilterten Anteil in Abbildung 4.21 für 500 hPa werden vor allem wieder die Stormtracks über den Ozeanen sichtbar, welche bereits zuvor in sehr ähnlicher Lage bei den zwei bis sechs tage gefilterten makroturbulenten Advektionstermen der diabatische Wärmequelle beobachtet wurden (vgl. Abbildung 4.11). Die synoptischen Wellen propagieren entlang des Westwindes, wobei am südlichen Rand der Stormtracks eine starke südliche Komponenten in der Ausbreitungsrichtung hinzukommt. Während sich die EP-Flüsse selbst wenig zwischen den einzelnen Höhenniveaus unterscheiden, ist ihre Interakti-

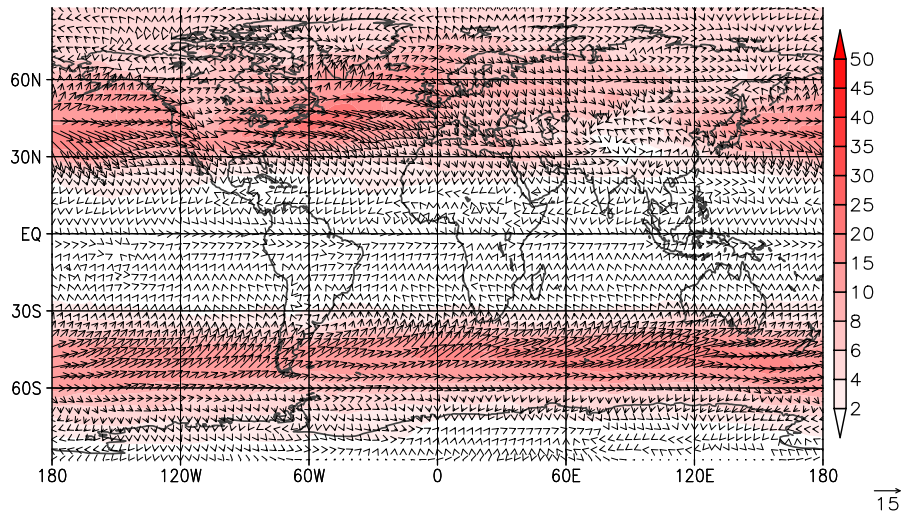


Abbildung 4.21: 2 bis 6 Tage gefilterter Betrag des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor in 500 hPa gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

on mit dem Grundstrom, also die Divergenz des EP-Flusses, höhenabhängig. Dies lässt sich am besten als Längen-Höhen-Schnitt gemittelt zwischen 40° und 60° N betrachten, wie in Abbildung 4.22 dargestellt. Darin wird klar erkennbar, dass Land-Meer-Kontraste das Bild prägen. In der mittleren Troposphäre bilden sich zwischen 850 und 500 hPa positive Divergenzen über den westlichen Regionen Ozeanen heraus. Hier liegen auch die Eingangsbereiche der Strahlströme. Die Interaktion mit synoptischen Wellen führt also zur erwarteten Beschleunigung des Westwindes, allerdings nur unterhalb des eigentlichen Strahlstroms. Darüber, zwischen 500 und 200 hPa liegt eine starke Konvergenz vor. Die hohen Zonalwind-Geschwindigkeiten innerhalb des Strahlstroms führen hier zur Bildung von Makroturbulenz auch im Sinne der im Abschnitt 2.4 erläuterten baroklinen Instabilität. Die synoptischen Wellen wirken dann abbremsend auf den Westwind. Dieser Konvergenzbereich reicht um den gesamten Globus

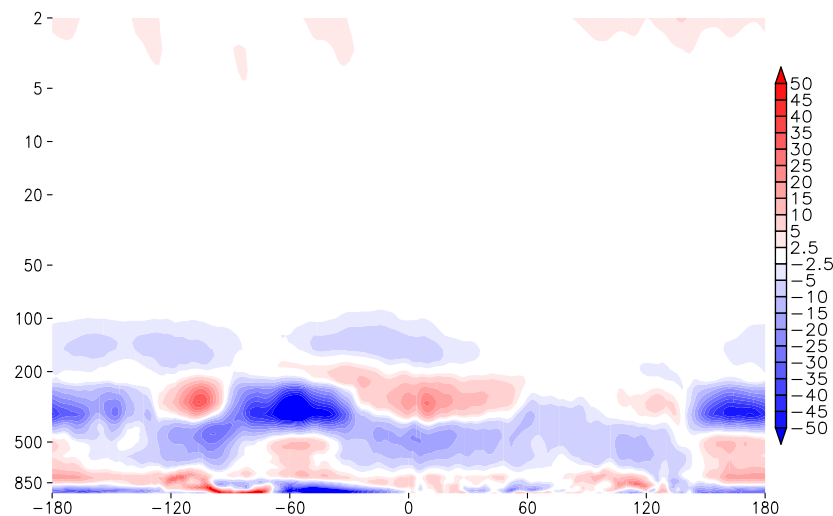


Abbildung 4.22: Meridionalmittel von 40° bis 60° N der 2 bis 6 Tage gefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in $10^{-6} \text{m}^2/\text{s}^2$) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

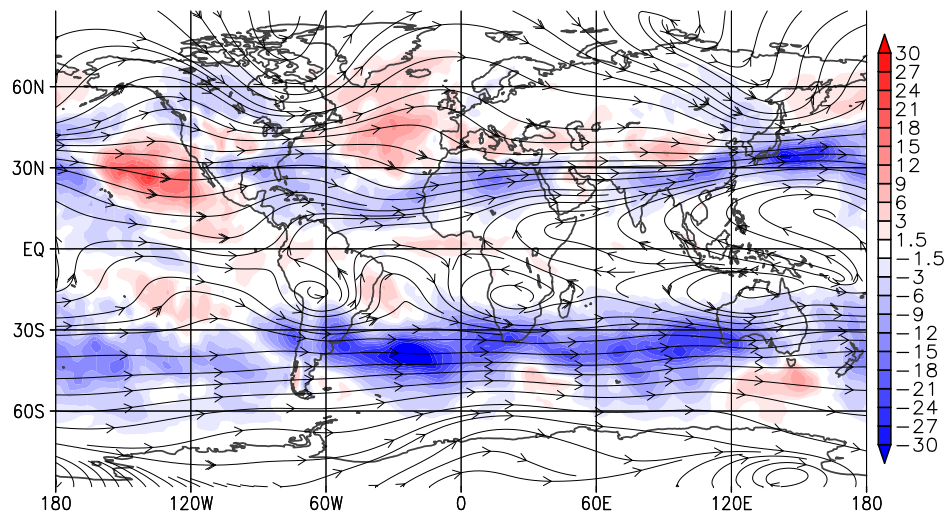


Abbildung 4.23: 2 bis 6 Tage gefilterte Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) in 200 hPa von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

herum, wobei er über den Kontinenten auf einen Bereich zwischen 700 und 400 hPa absinkt und schwächer wird. Vor dem Himalaya gibt es eine zusätzliche leichte Anhebung. Über den Kontinenten bildet sich dann zwischen 400 und 200 hPa ein Divergenzbereich heraus, der über den östlichen Ozeanen beginnt. Im Bereich des Himalaya verschwindet dieser und tritt in Stromrichtung dahinter nur sehr schwach wieder in Erscheinung. Der Westwind wird demnach durch synoptische Wellen und Störungen über den Ozeanen in der mittleren Troposphäre beschleunigt und in der hohen Troposphäre gebremst, wohingegen sich über den Kontinenten der höhenabhängige Antrieb umkehrt. Über den östlichen Ozeanen und den Kontinenten liegen wiederum auch die Ausgangsbereiche der Strahlströme. Somit zeigt die vertikale Struktur des Divergenz einen Zusammenhang mit dem Entstehen und Abklingen der Strahlströme.

Werden die Muster der zwei bis sechs Tage gefilterten EP-Fluss-Divergenz auf einem Höhenlevel betrachtet, zeigen sich insbesondere in 200 hPa (Abbildung 4.23) mehr Details. Über dem Nordatlantik zwischen 30° und 60° N sowie über dem Pazifik zwischen 10° und 40° N liegen Divergenzbereiche vor, die mit den Ausgangsbereichen der Strahlströme zusammenfallen. Es zeigt sich hier also nochmals, dass die synoptischen Wellen im Ausgangsbereich der Strahlströme zu deren Erhaltung beitragen. Abseits von diesen Regionen überwiegt vor allem Konvergenz entlang des Subtropenstrahlstroms bei etwa 30° N, insbesondere über dem westlichen Pazifik. Dies ist der Eingangsbereich des pazifischen Strahlstroms mit besonders hohen Windgeschwindigkeiten. Diese tragen zusammen mit den starken Temperaturgradienten in den Subtropen zur baroklinen Instabilität bei. Somit können sich hier viele synoptische Zyklone bilden, die dabei den Grundstrom bremsen.

Die zehn bis 90 Tage gefilterten Divergenzen des EP-Flusses unterscheiden sich in der Troposphäre nur wenig von den zwei bis sechs Tage gefilterten, wenn wie in Abbildung 4.24 ein Längen-Höhen-Schnitt gemittelt über 40° bis 60° N betrachtet wird. Da sich die Skalen der Beträge unterscheiden, lassen sich keine klaren quantitativen Aussagen treffen, qualitativ wirkt es jedoch so, als wären die Divergenzen im Verhältnis zu den Konvergenzen stärker ausgeprägt. Dies kann im Zusammenhang mit dem Antrieb der Strahlströme aus der Entstehung

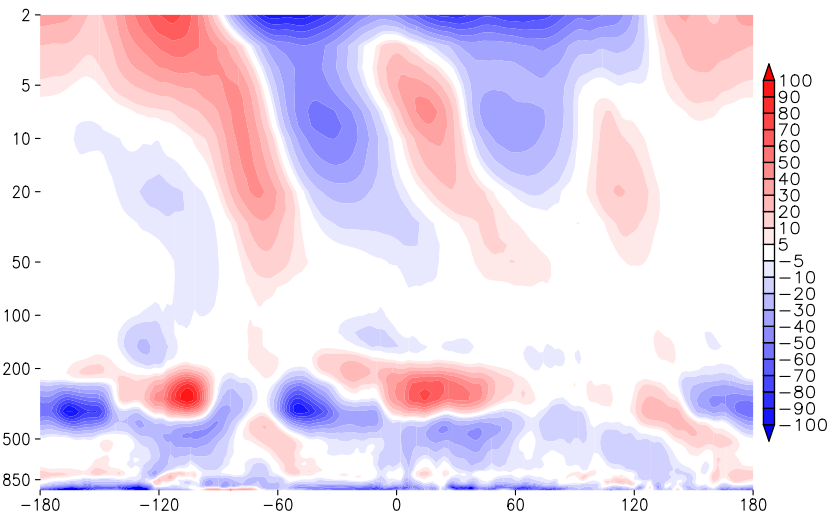


Abbildung 4.24: Meridionalmittel von 40° bis 60° N der 10 bis 90 Tage gefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

und Ausbreitung planetarer Wellen in den Stormtracks gesehen werden, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben. Auf planetarer Skala treten nun auch in der Stratosphäre Divergenz- und Konvergenzbereiche auf. Diese wechseln sich ab, wobei die Wellenzahl nach oben hin abnimmt. Während auf dem 20 hPa Niveau noch durchaus eine Wellenzahl von 3 bis 4 auszumachen ist, ist es am oberen Rand bei 2 hPa nur noch eine Welle 1. Dies hängt mit der für niedrige Wellenzahlen höheren kritischen Geschwindigkeit für die vertikale Wellenausbreitung zusammen und dem mit der Höhe zunächst in der Stratosphäre zunehmendem Wind. Kürzere Wellen können die mittlere Stratosphäre demnach gar nicht erreichen. Insgesamt sind die Werte beginnend über Nordamerika am größten und ziehen sich langsam schwächer werdend bis nach Asien, während über dem Pazifik nur kleine Werte auftreten. Dies kann mit der Erzeugung stationärer Wellen durch die quer zum Grundstrom stehenden Rocky Mountains in Verbindung

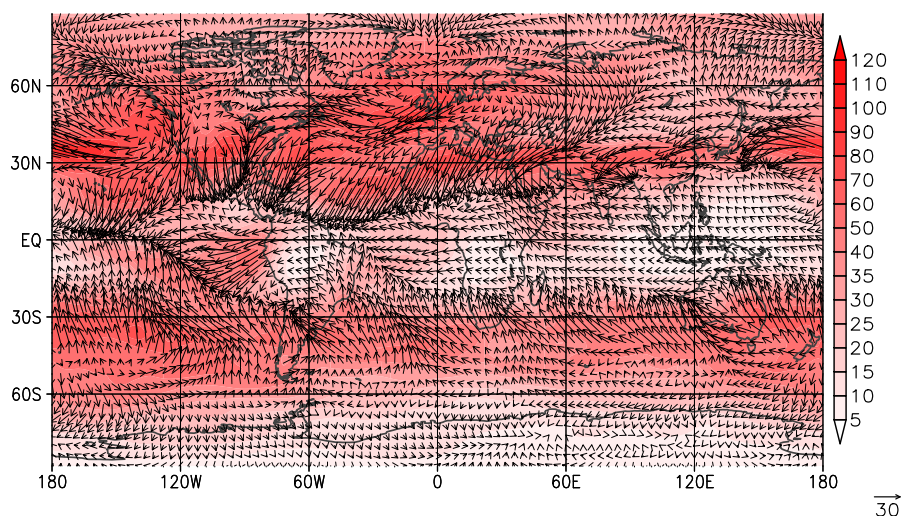


Abbildung 4.25: 10 bis 90 Tage gefilterter Betrag des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor in 200 hPa gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

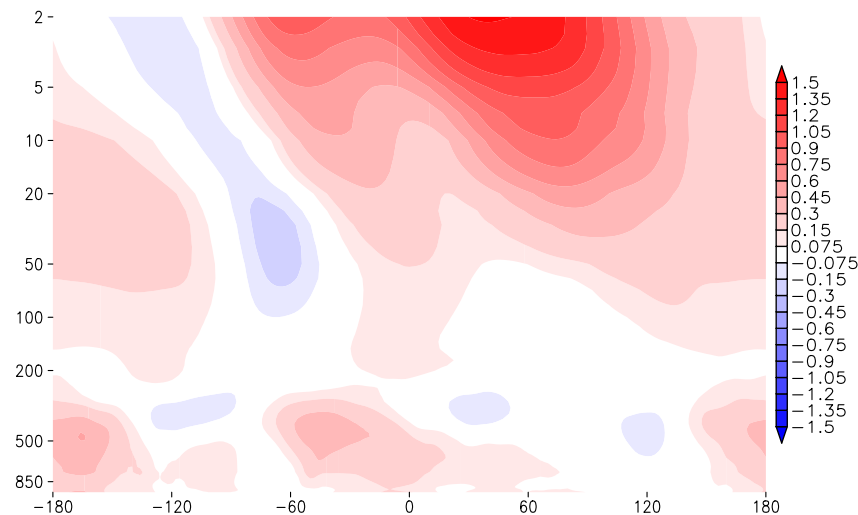


Abbildung 4.26: Meridionalmittel von 50° bis 80° N der 10 bis 90 Tage gefilterten Vertikalkomponente des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim.

gebracht werden. Auf dem 200 hPa-Niveau werden die schon auf synoptischer Skala gemachten Beobachtungen noch deutlicher. In den Beträgen des EP-Flusses in Abbildung 4.25 werden hier auch die Strahlströme deutlich. Die Richtung der Wellenausbreitung ist oftmals zum Äquator hin und nach Westen gerichtet. Die allgemeine Ausbreitung nach Westen relativ zum Grundstrom ist dabei für lange Wellen typisch.

Planetare Wellen, welche in die Stratosphäre gelangen, können dort mit dem Polarwirbel wechselwirken und ihn stören. In Abbildung 4.18b war bereits zu erkennen, dass der gesamte EP-Fluss etwa auf Höhe der Tropopause abnimmt. Diese stellt somit eine Barriere für die vertikale Wellenausbreitung dar. Dabei sind es die Regionen über dem Atlantischen und Pazifischen Ozean, in welchen die Brücke von der Troposphäre in die Stratosphäre am ehesten geschlossen werden kann, wie in Abbildung 4.26 anhand der zehn bis 90 Tage gefilterten vertikalen Komponente des EP-Flusses zu sehen ist. Dabei ist der pazifische Raum allerdings zusätzlich zu bevorzugen, da hier auch in der Stratosphäre westlich der Ozeanregion eine positive Vertikalkomponente vorliegt. Da sich lange Wellen nach Westen ausbreiten, können sie hier kontinuierlich aufsteigen. Demgegenüber liegt bei 60° W in der Stratosphäre eine negative Vertikalkomponente vor, welche es Wellen aus dem atlantischen Raum zumindest erschwert, sich kontinuierlich aufwärts auszubreiten.

4.1.2 Zirkulation im Sommer der Nordhemisphäre

Im Sommer erreicht die jeweilige Erdhalbkugel deutlich mehr solare Einstrahlung als im Winter. In den polaren Regionen herrscht nun nicht mehr zum Teil völlige Dunkelheit, sondern es scheint den ganzen Tag die Sonne - wenn auch aus einem relativ flachen Winkel über dem Horizont. Für den Sommer der Nordhemisphäre bedeutet dies, dass der meridionale Temperaturgradient, dargestellt in Abbildung 4.27, deutlich geringer ist, da die Einstrahlung gleichmäßiger verteilt ist. Die Temperaturunterschiede sind eine Hauptantriebsquelle für die großskalige Zirkulation, also kann angenommen werden, dass diese an Intensität verliert. Die zonalsymmetrische Zirkulation ist zusammen mit der zonalgemittelten diabatischen Wärme-

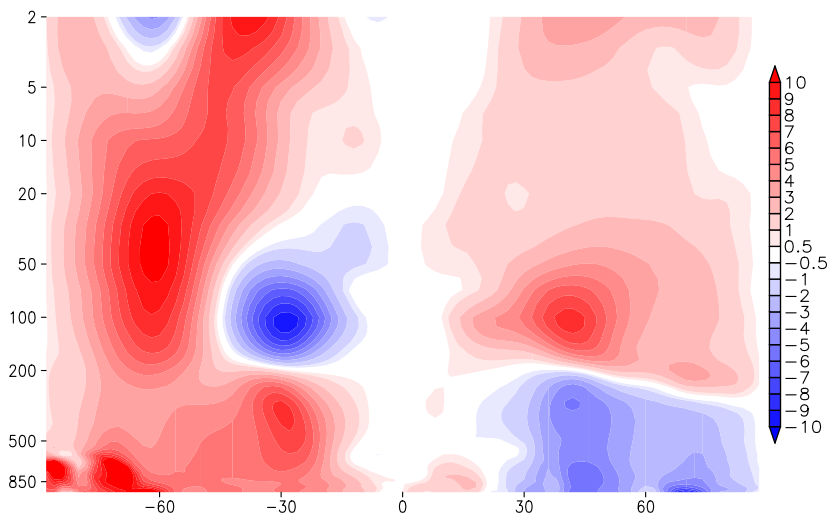


Abbildung 4.27: Zonalmittel des meridionalen Temperaturgradienten ($r_E^{-1} \partial T / \partial \phi$ in 10^{-3} K/km) gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

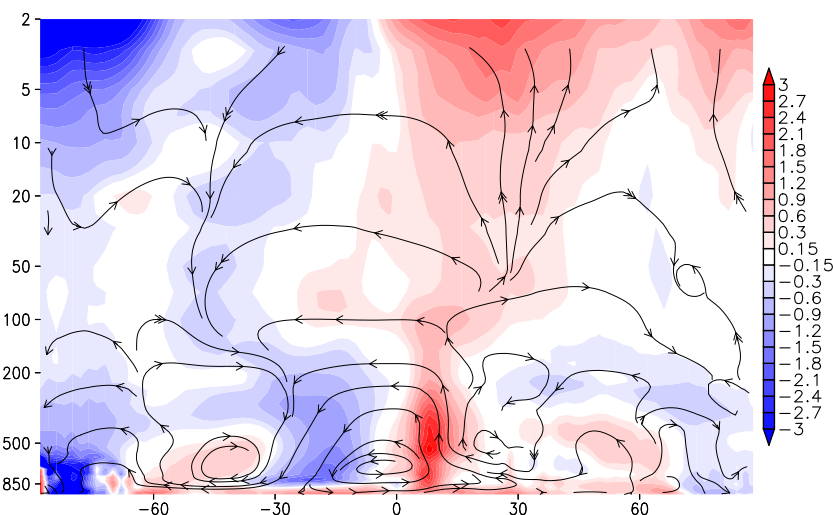


Abbildung 4.28: Zonalmittel der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

quelle \overline{Q}_1 in Abbildung 4.28 dargestellt. Bei etwa 10° N liegt entsprechend des nach Norden verschobenen Einstrahlungsmaximums eine starke positive diabatische Wärmequelle vor, welche mit aufsteigenden Bewegungen einhergeht. Die Hadley-Zelle ist nach Norden hin allerdings weniger eindeutig zu identifizieren. Die Stromlinien zeigen zwischen 30° und 45° N Transporte nach unten an, was jedoch nicht mit einer Wärmesenke wie noch im Winter einhergeht. Die positive diabatische Wärmequelle bleibt bis 70° N weitestgehend bestehen. Der Übergang in die durch Makroturbulenz geprägte Ferrel-Zelle ist fließender. Zwischen 40° und 65° N liegt auch weiterhin eine positive diabatische Wärmequelle vor, erst nördlich davon schließt sich eine Wärmesenke an.

In der Stratosphäre treten in der Sommerhemisphäre überwiegend aufsteigende Bewegungen auf. Einzig zwischen 20° und 60° N bis maximal 50 hPa am südlichen und 10 hPa am nördlichen Ende bildet sich eine direkte Zirkulation mit nordwärtigen Transporten und ab-

sinkenden Bewegungen. Der Temperaturgradient ist in der Stratosphäre im Sommer durchgehend positiv, wie in Abbildung 4.27 dargestellt, die Temperatur nimmt also zum Pol hin zu. Dies hängt mit dem im Sommer nicht vorhandenen Polarwirbel und der durchgehenden Einstrahlung zusammen. Weiterhin liegt die Tropopause, also das Minimum der Temperatur zwischen Troposphäre und Stratosphäre, in den tropischen Breiten bedingt durch die starke Konvektion auf einem höheren Niveau. Entsprechend der thermischen Windbeziehung bildet sich deshalb in der Stratosphäre im Sommer auch ein Ostwind, weshalb planetare Wellen nicht durch vertikale Ausbreitung zwischen Troposphäre und Stratosphäre wechselwirken können.

Vertikal integriert nach Gleichung 4.1, wie in Abbildung 4.29 dargestellt, tritt im Sommer der Nordhemisphäre in der Atmosphäre über den Kontinenten eine geringe diabatische Erwärmung auf, aufgrund der direkten Erwärmung durch die gegenüber dem Winter stärkere Sonneneinstrahlung. Grönland bildet die einzige Ausnahme bei den Landmassen der Sommerhemisphäre und zeigt eine diabatische Abkühlung. Dies ist begründbar mit der geringen Albedo der von Gletschern bedeckten Landmassen, deren Oberfläche zusätzlich relativ hoch liegt. Über Wasser gibt es größere regionale Unterschiede. Vom Osten der Kontinente ziehen sich Wärmequellen in den Norden, während vom Westen der Kontinente sich Wärmesenken in den Süden ziehen. Hier liegt ein Zusammenhang mit den warmen westlichen und kalten östlichen Randströmen im Ozean vor. Die innertropische Konvergenzzone liegt im Nordsommer nördlich des Äquators und tritt als starke Wärmequelle auf. In diesem Zusammenhang bildet sich eine besonders starke diabatische Wärmequelle im Bereich zwischen Indien, China und Südostasien heraus. Diese großflächige Energiequelle zeigt dabei einen räumlichen Zusammenhang mit dem besonders intensiven indischen Monsun.

Aufgespaltet in die einzelnen Bestandteile der diabatischen Wärmequelle zeigt sich, dass das grundlegende Muster in Abbildung 4.29 durch die mittleren Advektionsterme $\overline{Q_1}^{MA}$ bestimmt ist (nicht gezeigt), wie es schon im Winter der Fall war. Der Tendenzterm der diabatischen Wärmequelle $\overline{Q_1}^T$ liefert dabei auch im Sommer nur einen kleinen Beitrag, der jetzt positiv ist, wie in Abbildung 4.30 dargestellt. An festen Orten erwärmt sich die Atmosphäre

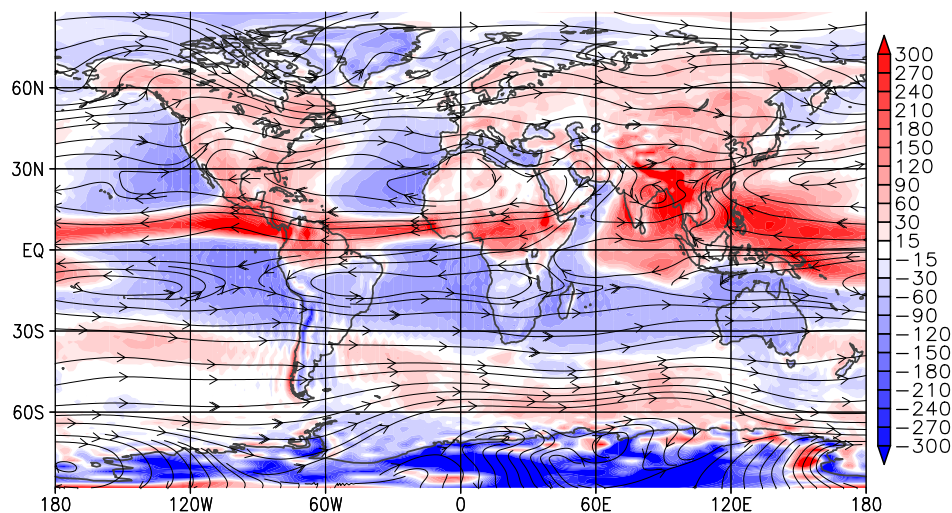


Abbildung 4.29: Vertikales Integral der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

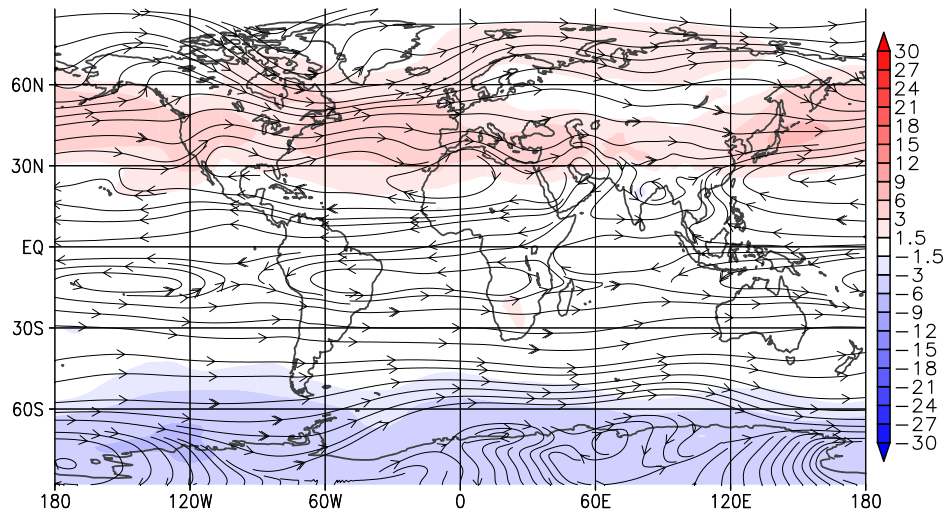


Abbildung 4.30: Vertikales Integral der Tendenzterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

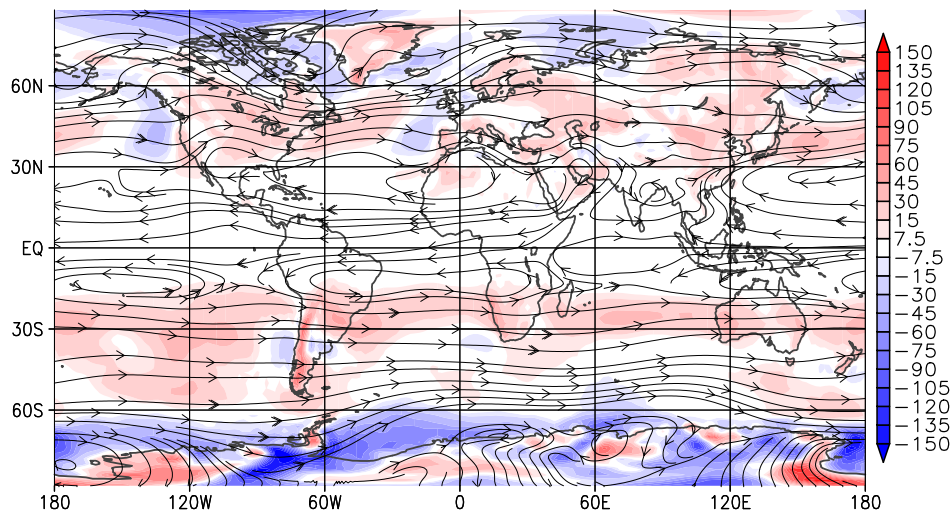


Abbildung 4.31: Vertikales Integral der 10 bis 90 Tage gefilterten makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

demnach im Sommer leicht. Die makroturbulenten Advektionsterme $\overline{Q_1}^{-TA}$ sind auch im Sommer in vielerlei Hinsicht an die Wellenstruktur des Grundstroms gekoppelt, zeigen dabei auch ähnliche Muster im Vergleich zum Winter, sind jedoch in ihrer Intensität deutlich kleiner. Am deutlichsten zeigt sich dies in den 10 bis 90 Tage gefilterten Größen in Abbildung 4.31. Planetare Wellen spielen im Sommer eine deutlich geringere Rolle, was auch schon anhand der kleineren Wellenamplitude des Grundstroms erkennbar ist. In den mittleren Breiten sind die makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle auf planetaren Skalen vorwiegend positiv, in den polaren Breiten zieht sich vom arktischen Ozean bis in den Norden Kanadas eine negative Anomalie. Die makroturbulenten Terme auf synoptischer Skala zeigen in Abbildung 4.32 wie auch schon im Winter sowohl einen Zusammenhang mit den Stormtracks und Strahlströmen der mittleren bzw. subtropischen Breiten. Dabei sind auch hier die Intensitäten geringer und es wird klar erkennbar, dass die Lage der Anomalien sich

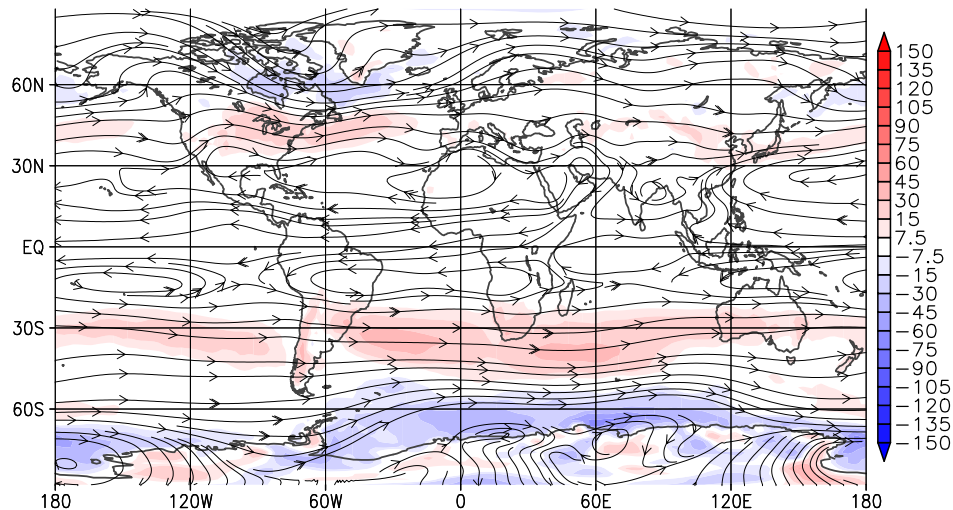


Abbildung 4.32: Vertikales Integral der 2 bis 6 Tage gefilterten makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

nach Norden verschoben hat. Insgesamt ist demnach festzustellen, dass die Intensität der makroturbulenten Terme im Sommer niedriger ist, als im Winter, was mit dem geringeren Temperaturgradienten im Zusammenhang steht. Die Muster verlagern sich nach Norden, was wiederum mit dem weiter nördlich liegendem Maximum der Einstrahlung im Einklang ist. Die Muster selbst verändern sich dabei jedoch wenig.

Die Betrachtung der latenten Wärme in der Sommerhemisphäre zeigt wenige Unterschiede zur Winterhemisphäre. Im Zonalmittel in Abbildung 4.33 ist anhand der latenten Wärmequelle \overline{Q}_2 zu sehen, dass auch hier eine Verschiebung der im Winter beobachteten Anomalien nach Norden stattfindet. Außerdem verschwindet die latente Wärmequelle, welche im Winter den absinkenden Bewegungen der Hadleyzelle zugeordnet war, im Sommer, da, wie schon zuvor beschrieben, der Übergang in die durch Makroturbulenz geprägten mittleren Breiten fließender

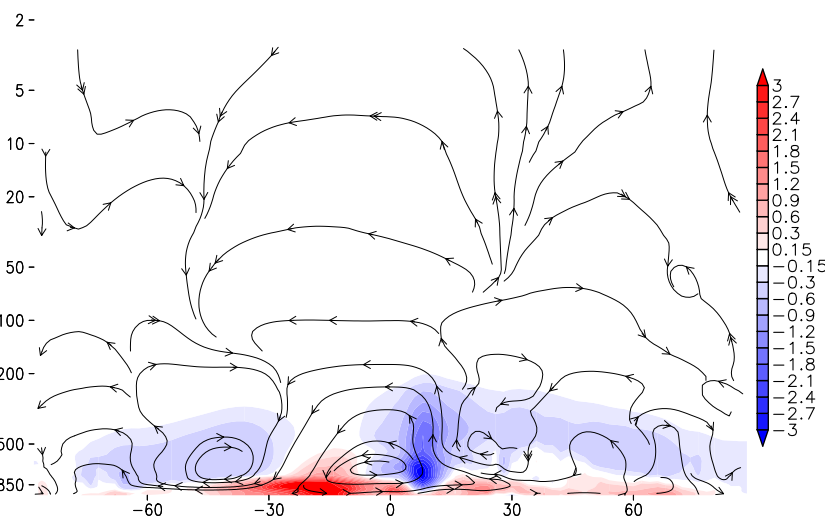


Abbildung 4.33: Zonalmittel der latenten Wärmequelle (Gl. 2.21 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

abläuft und die Hadleyzelle nicht so deutlich ausgebildet ist. Abbildung 4.34 zeigt, dass im Sommer makroturbulente Systeme zwischen 0° und 50° N bis 500 hPa positiv zur latenten Wärmequelle beitragen. Durch die höheren Temperaturen kann mehr latente Wärme durch makroturbulente Systeme auch in höheren Niveaus aufgenommen werden. Auch in Abbildung 4.35 vertikal integriert zeigt sich für die latente Wärme, dass im Sommer auch die Kontinente der mittleren Breiten als Feuchtequelle dienen können. Dies steht in direktem Zusammenhang mit den höheren Temperaturen, welche einstrahlungsbedingt sind. Eine große Senke für latente Wärme befindet sich in der Region Südostasiens und des Westpazifiks. Diese steht wieder in Verbindung mit der dort ebenfalls beobachteten starken diabatischen Wärmequelle und dem Monsun. Abgegebene latente Wärme liefert dort einen großen Beitrag und die dabei kondensierende Feuchte entspricht der Erwartung aufgrund der starken Regenfälle während des Sommermonsuns.

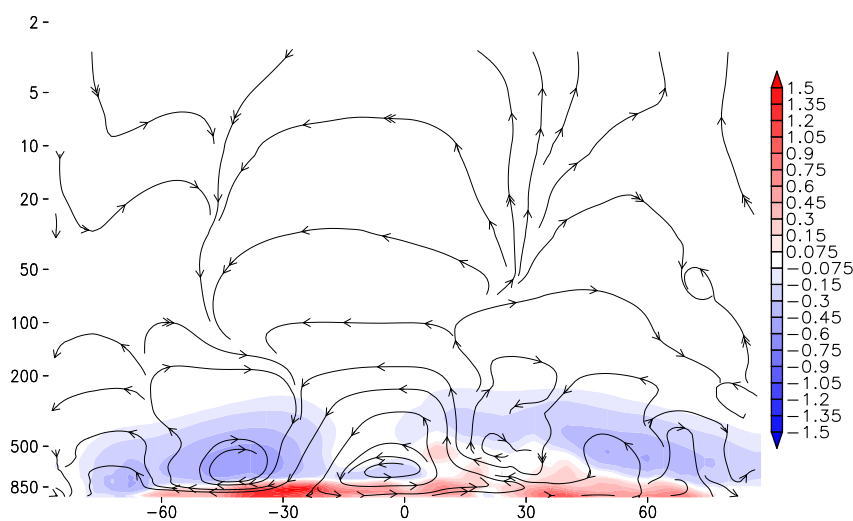


Abbildung 4.34: Zonalmittel der ungefilterten makroturbulenten Advektionsterme der latenten Wärmequelle (Gl. 2.21 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

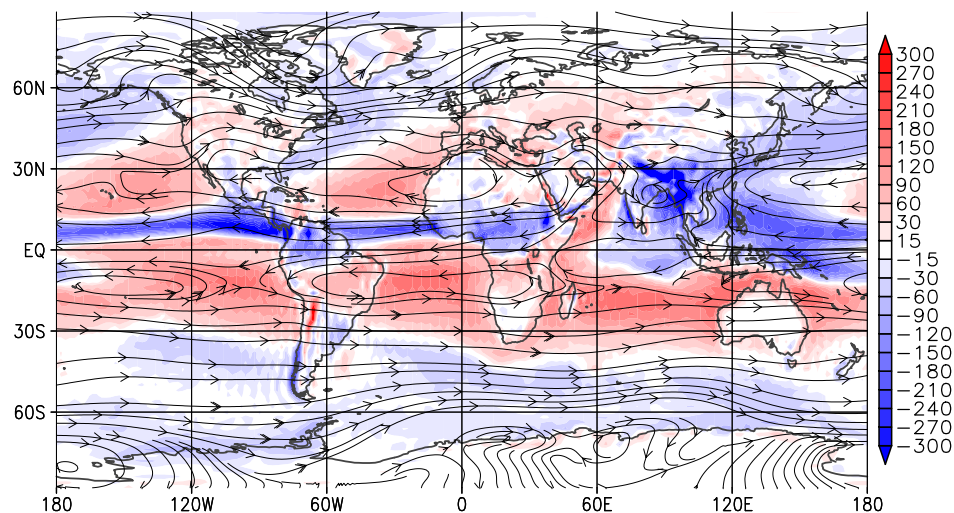


Abbildung 4.35: Vertikales Integral der latenten Wärmequelle (Gl. 2.22 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes in 500 hPa gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

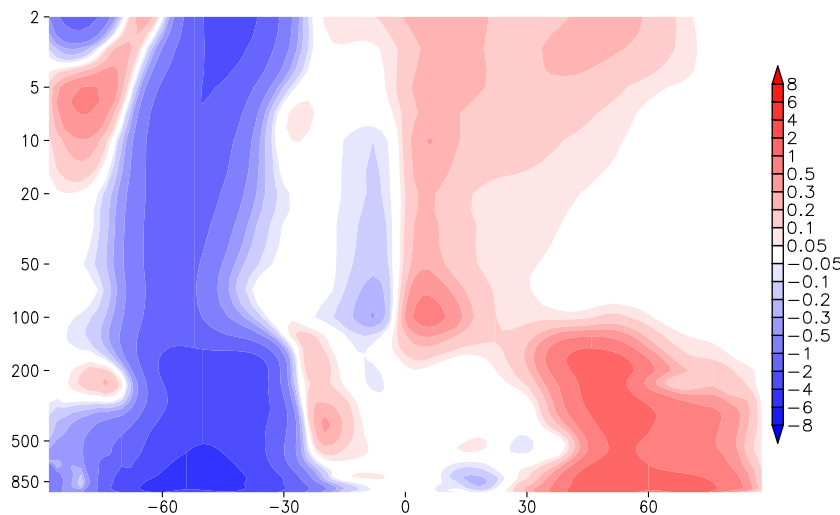


Abbildung 4.36: Zonalmittel des 2 bis 6 Tage gefilterten meridionalen Wärmeflusses ($\overline{v'T'}$ in Km/s) gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

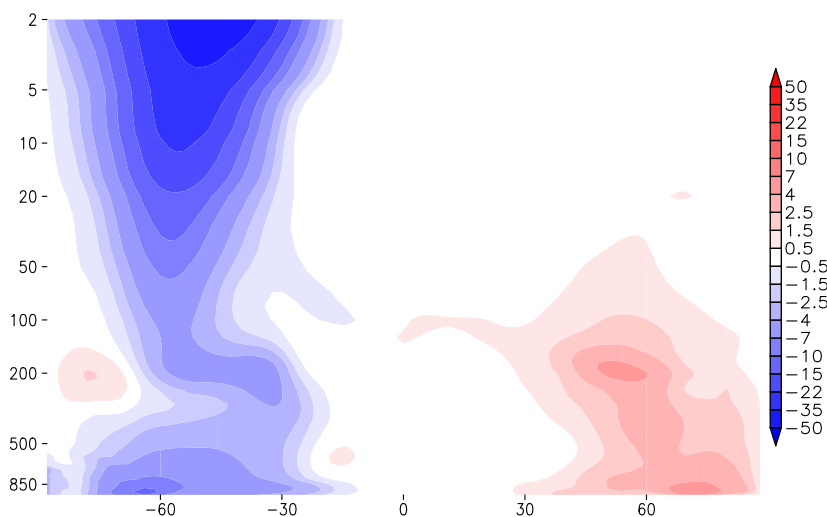
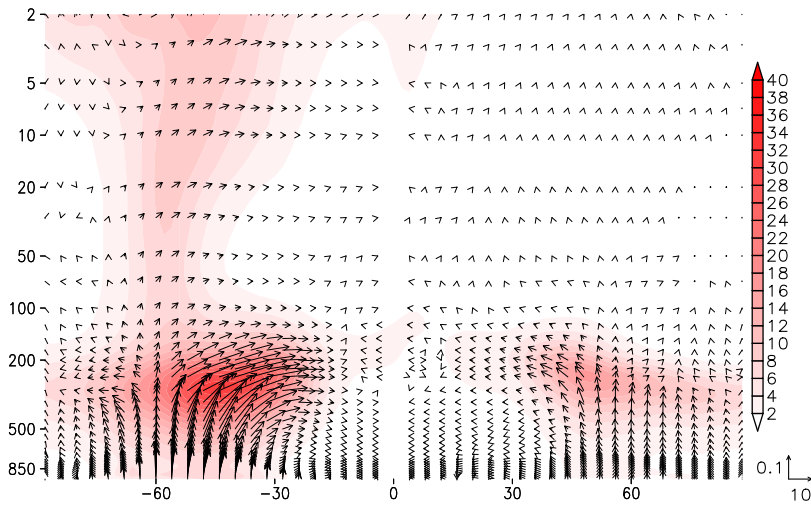


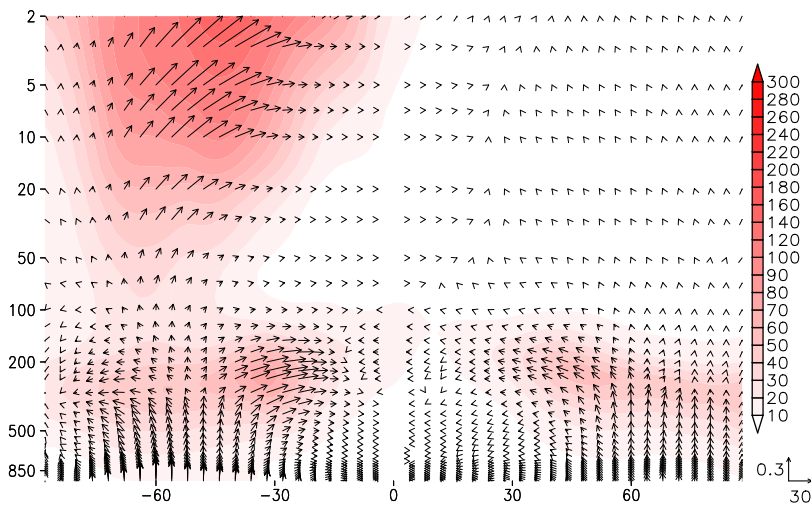
Abbildung 4.37: Zonalmittel des 10 bis 90 Tage gefilterten meridionalen Wärmeflusses ($\overline{v'T'}$ in Km/s) gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

Nach den zuvor gemachten Beobachtungen ist leicht nachzuvollziehen, dass auch die makroturbulenten meridionalen Wärmeflüsse $\overline{v'T'}$ sowohl auf synoptischer Skale in Abbildung 4.36 als auch auf planetarer Skale in Abbildung 4.37 gegenüber dem Winter schwächer ausfallen. Die treibende Kraft, der meridionale Temperaturgradient, ist schwächer ausgeprägt; somit kommt es auch zu weniger ausgeprägten makroturbulenten Systemen. Auch die Verschiebung der Maxima nach Norden wurde bereits diskutiert. Auf planetarer Skale kommt noch hinzu, dass die Windregime sich zwischen Troposphäre und Stratosphäre unterscheiden. Wellen, die in der Troposphäre angeregt werden, breiten sich im dortigen Westwind aus, können aber nicht in die Stratosphäre vordringen, da hier im Sommer Ostwind vorliegt.

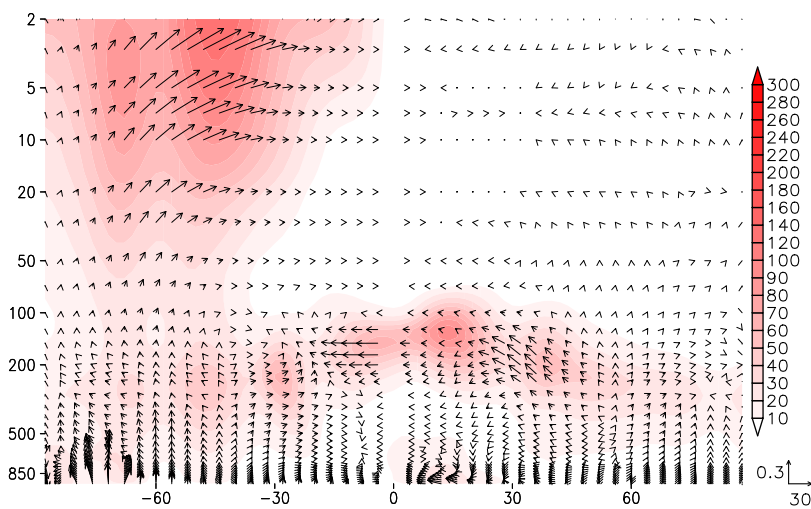
Bei den EP-Flüssen $\overline{\mathbf{E}}_u$ lässt sich im Sommer (Abbildung 4.38) im Vergleich zum Winter (Abbildung 4.18) als wesentliche Änderung feststellen, dass auch hier die Maxima in der Stratosphäre vollständig verschwinden, wie in Abbildung 4.38b für die relevante planetare Skale gezeigt wird. Dies hängt wie bereits beschrieben mit der Entkopplung von Troposphäre und



(a) 2 bis 6 Tage gefilterter EP-Fluss Betrag und Vektor (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2)



(b) 10 bis 90 Tage gefilterter EP-Fluss Betrag und Vektor (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2)



(c) stationärer EP-Fluss Betrag und Vektor (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2)

Abbildung 4.38: Zonalmittel des Betrags des 2 bis 6 Tage gefilterten (a) 10 bis 90 Tage gefilterten (b) stationären (c) EP-Flusses überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

Stratosphäre im Sommer zusammen. In der Troposphäre verschieben sich darüber hinaus alle Maxima und die damit im Zusammenhang stehende Wellenausbreitung sowohl auf planetarer Skala in Abbildung 4.38b als auch auf synoptischer Skala in Abbildung 4.38a um etwa 10 bis 20° nach Norden. Zusätzlich nimmt die Intensität der EP-Flüsse allgemein ab, besonders deutlich auf synoptischer Skala. Der geringere Temperaturgradient im Sommer beeinflusst vor allem die baroklinen synoptischen Zyklonen, weshalb dieses Ergebnis zu erwarten war. Bei den in Abbildung 4.38c gezeigten stationären EP-Flüssen ist zu erkennen, dass der im Nordwinter überwiegende aufwärtsgerichtete Anteil nahezu vollständig verschwindet. Bei 40° N beginnt in etwa 200 hPa Höhe ein Bereich mit einem nach Süden gerichteten EP-Fluss-Vektor. Bei 15° N wird die südwärtsige Ausbreitung schwächer, überschreitet aber den Äquator und erreicht etwa 20° S. Dies ist ein möglicher Weg, den über Wellenbewegungen vermittelte Signale von der Sommerhemisphäre in die Winterhemisphäre nehmen können.

Die Divergenz des EP-Flusses, also der Antrieb des Zonalwindes aus Wellen und Störungen, ist auch im Sommer im Zonalmittel nicht deutlich skalenabhängig. Abbildung 4.39 zeigt deshalb die ungefilterte Divergenz. In der Troposphäre bildet sich ein mehrschichtiges Muster heraus, bei welchem von oben beginnend bis etwa 300 hPa eine Konvergenz also Abbremsung des Westwindes vorliegt, danach bis etwa 500 hPa der Westwind durch divergente EP-Flüsse angetrieben wird und schließlich bis etwa 850 hPa der Antriebsterm wieder negativ wird. Unterhalb von 850 hPa liegt nördlich von 45° N eine positive Divergenz vor, während sie zwischen 30 und 45° N negativ ist. Die EP-Flüsse und somit Wellen in der Troposphäre tragen also nur in der mittleren Troposphäre zum Antrieb des Westwindes bei. Ober- und unterhalb wirken sie eher abbremsend außer in den untersten Schichten der nördlichen mittleren Breiten und der Polarregionen. Insgesamt ist auch wieder eine leichte Verschiebung nach Norden zu beobachten, wobei sich aber gegenüber dem Winter die Schichtung im Zonalmittel verändert hat, was den Vergleich erschwert. Wird ein Meridionalmittel von 40 bis 60° N betrachtet (Abbildung 4.40), können im Sommer nur geringe Unterschiede zwischen Land und Meer in den unteren Niveaus ausgemacht werden. Zwischen 850 und 600 hPa liegt im Sommer ein nahezu durchgehendes Band aus konvergierenden EP-Flüssen. Um 500 hPa liegt dann ein Bereich

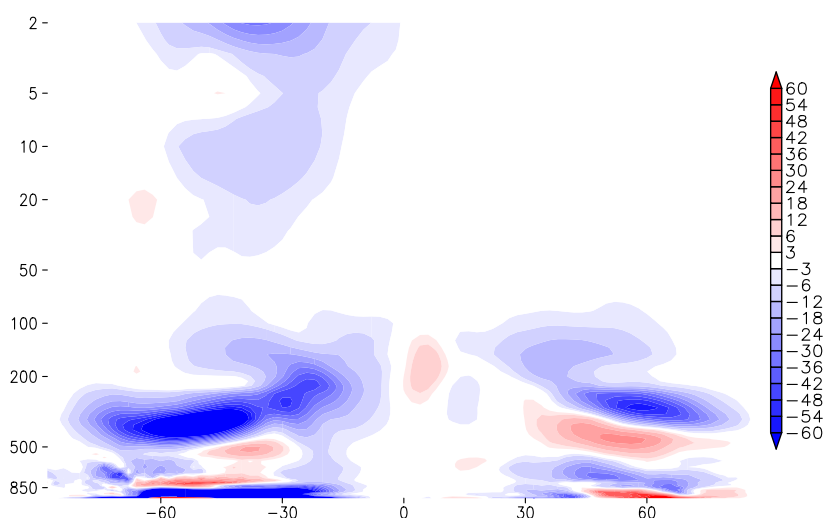


Abbildung 4.39: Zonalmittel der ungefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte 10^{-6} m/s^2) von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

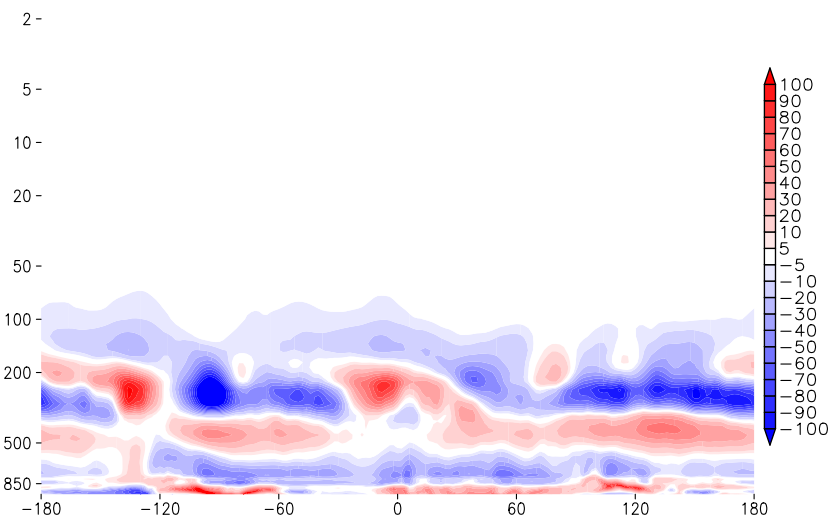


Abbildung 4.40: Meridionalmittel von 40° bis 60° N der ungefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) von Juni bis August und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim

konvergenter EP-Flüsse, wobei dieser über den östlichen Ozeanen und am westlichen Rand der Kontinente unterbrochen ist. Insgesamt zieht er sich aber viel weiter über den Bereich der Kontinente als die positiven Werte der unteren und mittleren Troposphäre im Winter. Dies kann mit der positiven diabatischen Wärmequelle über den Kontinenten im Sommer im Zusammenhang stehen. Auch lässt sich hier wieder ein Zusammenhang mit den Eingangsbereichen der Strahlströme herstellen. Darüber, also oberhalb von 400 hPa werden die Muster jenen aus dem Winter zum Teil noch einmal ähnlicher. Bei 120° W und etwa 0° sind wieder divergente Bereiche vorzufinden, die mit den Ausgangsbereichen der Strahlströme zusammenfallen. In den restlichen Bereichen überwiegt Konvergenz. Über dem asiatischen Kontinent ergibt sich so noch ein Unterschied zu den im Winter neutralen Werten in dieser Höhe.

4.1.3 Zirkulation in den Übergangsjahreszeiten

Die Übergangsjahreszeiten Frühling und Herbst zeigen erwartungsgemäß einen Zustand der großskaligen Zirkulation, der zwischen jenem in Sommer und Winter liegt. Zonalgemittelt betrachtet liegen die Anomalien der diabatischen Wärmequelle \bar{Q}_1 und die Zirkulationszellen, welche in Abbildung 4.41 für Frühjahr und Herbst der Nordhemisphäre dargestellt sind, ähnlich zu jenen aus der jeweils vorhergehenden Saison. In der Troposphäre sind die Muster im Nordfrühjahr noch südlich verschoben, liegen also ähnlich zu jenen aus dem Winter, im Nordherbst sind sie eher nördlich verschoben vergleichbar zur Situation im Sommer. Allerdings wird im Frühjahr aufgrund der zunehmenden Sonneneinstrahlung der Anteil der Wärmequellen bereits größer. Die überwiegend positive Wärmequelle ist somit jener im Sommer schon recht ähnlich. Im Herbst tritt wiederum der umgekehrte Fall ein; es überwiegt der Anteil der Wärmesenken. Die Werte der diabatischen Wärmequelle in den Übergangsjahreszeiten entsprechen demnach eher jenen der Folgesaison. In der Stratosphäre ist dies ähnlich. Dabei herrschen aufsteigende Bewegungen in den Tropen und absteigende nahe der Pole vor. Entgegen der zuvor beobachteten Zirkulation mit Transporten aus der Sommerhemisphäre in die Winterhemisphäre, finden in den Übergangsjahreszeiten Transporte aus den Tropen zu

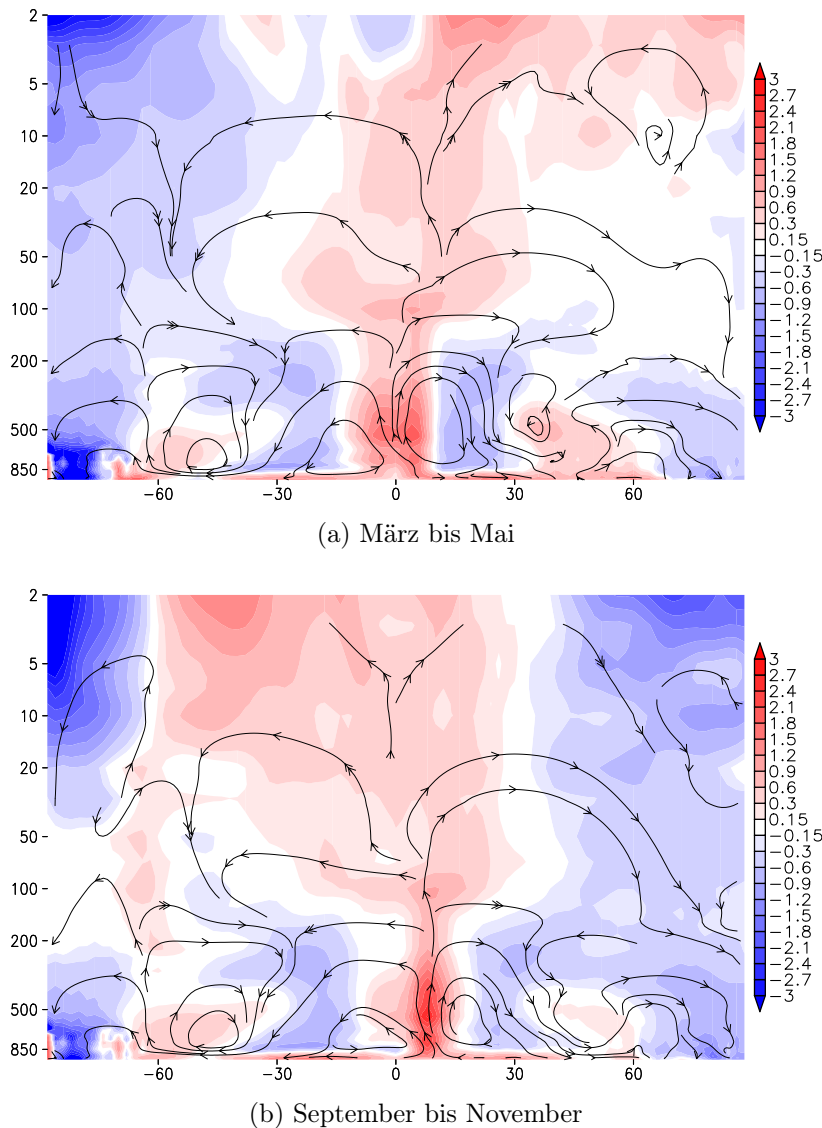
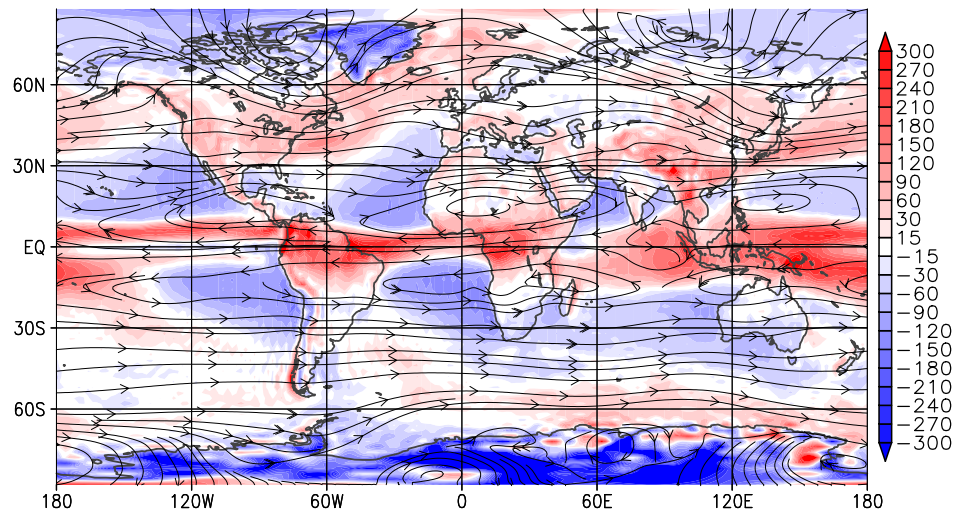


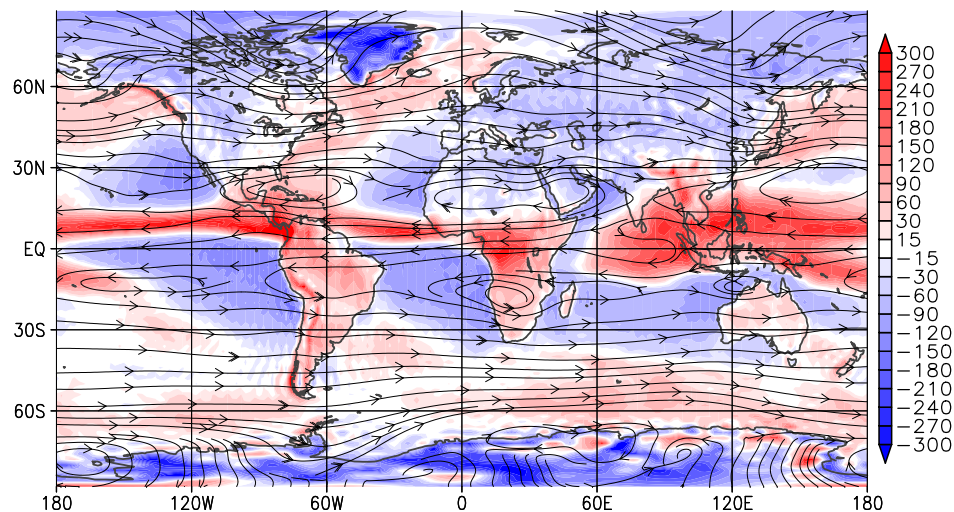
Abbildung 4.41: Zonalmittel der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in K/d) überlagert mit den Stromlinien der Residualzirkulation gemittelt von März bis Mai (a) bzw. September bis Oktober (b) und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

beiden Polen hin statt. Die Brewer-Dobson-Zirkulation ist in diesen Monaten dabei sich zu verschieben, weshalb ein mittlerer Zustand zwischen Winter und Sommersituation vorliegt.

Werden die vertikalen Integrale in Abbildung 4.42 betrachtet, verhalten sich die Bedingungen über den Landmassen ähnlich zu jenen in der kommenden Saison. Im Frühjahr sind insbesondere in den mittleren Breiten bereits diabatische Wärmequellen an Land auszumachen, welche jenen im Sommer ähnlich sind. Im Herbst liegen verbreitet Senken über den Kontinenten vor, wodurch die Situation jener im Winter bereits ähnlich ist. Somit ist die schnelle Reaktion der Landmassen auf die wechselnde Einstrahlung für die im Frühjahr schnell anwachsende Wärmequelle und die im Herbst schnell auftretende Wärmesenke verantwortlich, welche auch zuvor im Zonalmittel beobachtet wurde. Die Ozeane hingegen reagieren nur langsam auf die wechselnde Einstrahlung. Sie zeigen in ihren westlichen Regionen eine Wärmequelle, die vom Betrag her sowohl im Frühjahr als auch Herbst zwischen der Situation in Winter und Sommer liegt.



(a) März bis Mai



(b) September bis November

Abbildung 4.42: Vertikales Integral der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.21 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes gemittelt von März bis Mai (a) bzw. September bis Oktober (b) und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

Die einzelnen Anteile der diabatischen Wärmequelle zeigen nur geringe Veränderungen gegenüber Sommer und Winter. Auch in den Übergangsjahreszeiten stellen die mittleren Advektionsterme den größten Anteil (nicht gezeigt) und entsprechen somit weitestgehend dem Bild der gesamten diabatischen Wärmequelle. Die makroturbulente Advektionsterme zeigten bereits zwischen Winter und Sommer nur wenige Unterschiede abseits der Verschiebung nach Norden und Abschwächung der Maxima. In den Übergangsjahreszeiten liegen die Anomalien nun sowohl räumlich als auch vom Betrag her dazwischen (nicht gezeigt). Der wesentlichste Unterschied in den Anteilen der diabatischen Wärmequelle tritt bei den Tendenztermen auf, wie Abbildung 4.43 für September bis November zeigt. In den Übergangsjahreszeiten sind diese zwar gemessen an der gesamten diabatischen Wärmequelle nach wie vor sehr klein, aber gegenüber Sommer und Winter zeigen sie deutlich größere Werte. Erwartungsgemäß geben sie für das Frühjahr die Erwärmung der Atmosphäre wieder, wobei der Effekt an Land am größten ist. Im Herbst liegt eine entsprechende Abkühlung vor. Auf das Bild für den Zeitraum

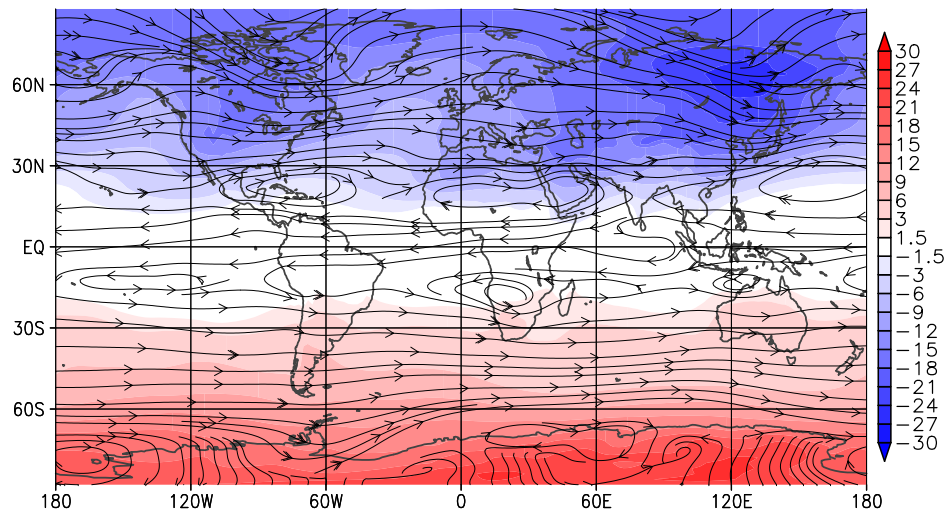


Abbildung 4.43: Vertikales Integral der Tendenzterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 2.24 in W/m^2) überlagert mit den Stromlinien des Windes gemittelt von September bis November und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

März bis Mai wurde verzichtet, da es völlig äquivalent mit umgekehrten Vorzeichen ist.

Bei der Divergenz der EP-Flüsse in Abbildung 4.44 und den entsprechenden Beträgen in Abbildung 4.45 setzt sich fort, was bereits bei den anderen Größen zuvor beobachtet wurde: Sowohl die räumliche Lage als auch die Werte liegen in den Übergangsjahreszeiten zwischen dem, was in Winter und Sommer in der Diskussion in den Abschnitten zuvor festgestellt wurde. In der Stratosphäre liegen im Herbst bereits EP-Flüsse und zugehörige Divergenzen vor, die mit der sich bildenden Westwindzirkulation und somit dem Polarwirbel im Zusammenhang stehen. Planetare Wellen können sich wieder ausbreiten, auch wenn die vertikale Komponente der Ausbreitungsrichtung nur schwach im Zonalmittel zum Vorschein kommt. Im Frühjahr sind die Gegebenheiten ähnlich, nur dass es hier die zusammenbrechende Westwindzirkulation ist, in der sich noch planetare Wellen ausbreiten. In der Südhemisphäre sind die EP-Flüsse und dabei insbesondere auch die vertikalen Anteile in den Übergangsjahreszeiten nicht so

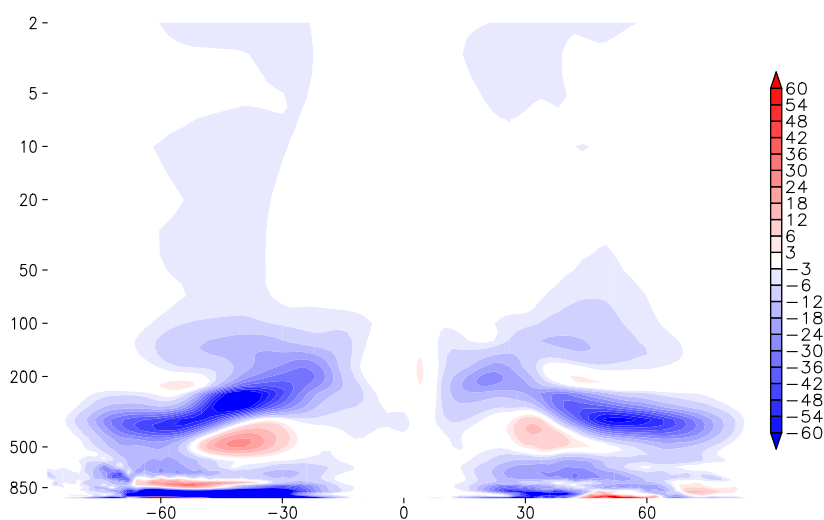
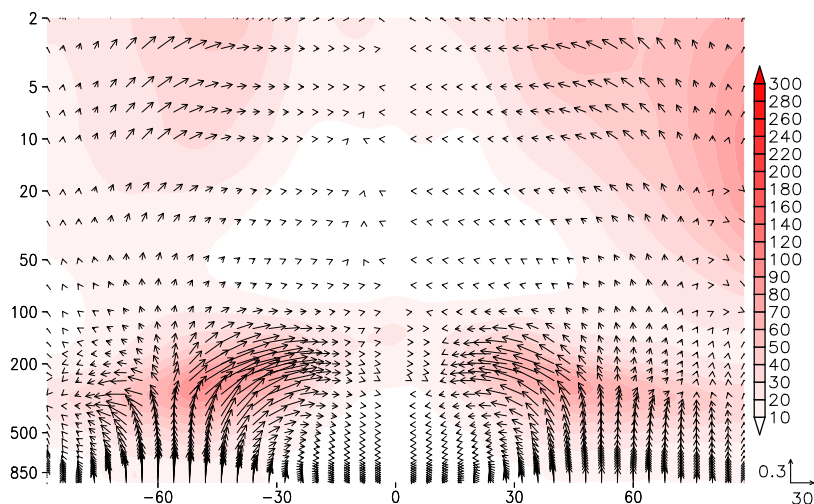
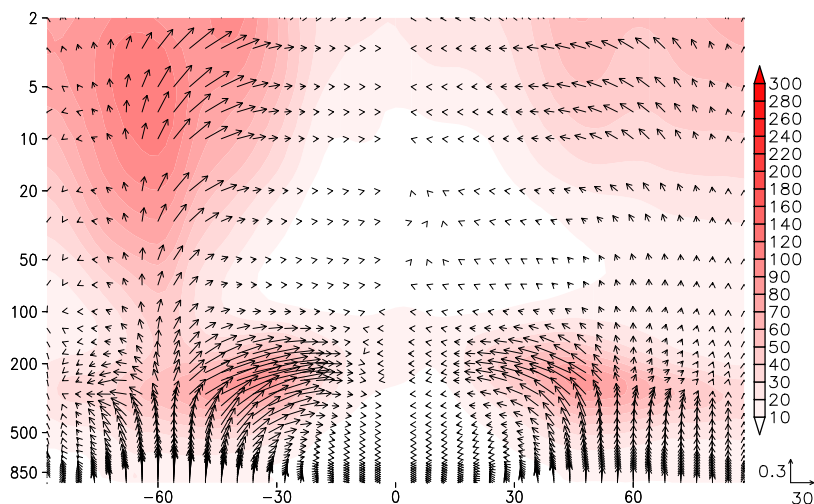


Abbildung 4.44: Zonalmittel der ungefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in $10^{-6} \text{ m}/\text{s}^2$) von März bis Mai und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.



(a) März bis Mai



(b) September bis November

Abbildung 4.45: Zonalmittel des ungefilterten Betrags des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von März bis April (a) bzw. September bis Oktober (b) und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

deutlich abgeschwächt wie im Norden. Dies steht mit dem stabileren südlichen Polarwirbel in Zusammenhang und soll im nächsten Abschnitt besprochen werden.

4.1.4 Zirkulation in der Südhemisphäre

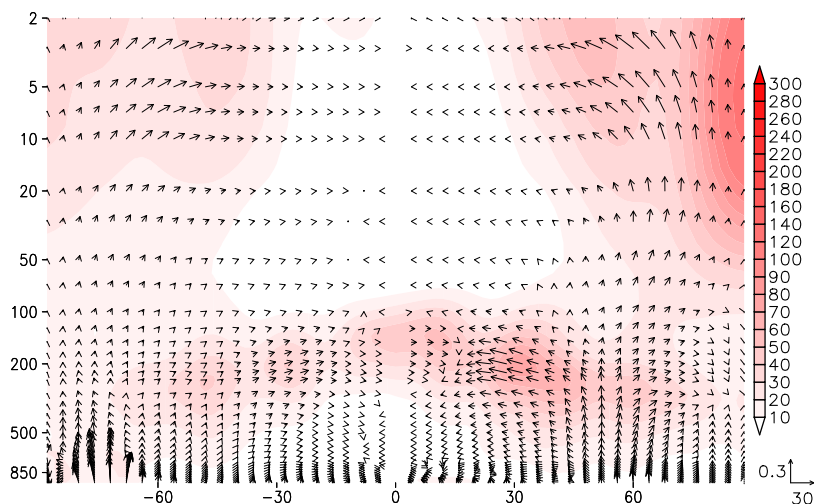
Die zonalsymmetrische Zirkulation im Zusammenhang mit der diabatischen Wärmequelle, welche bereits zuvor in Abbildung 4.5 für den Südsommer und in Abbildung 4.28 für den Südwinter gezeigt wurde, unterscheidet sich auf der Südhalbkugel prinzipiell nicht von jener auf der Nordhalbkugel. Der Antrieb, also die breitenabhängige und saisonal variable Einstrahlung, ist nahezu der gleiche und dabei nur um ein halbes Jahr verschoben. Es entstehen die gleichen Zirkulationszellen mit vertikalen und meridionalen Transporten, welche im Winter am stärksten auftreten und im Sommer nach Süden verschoben und abgeschwächt sind. In der Stratosphäre tritt ebenso im Winter die Brewer-Dobson-Zirkulation auf, welche Luftmassen

von der Nordhemisphäre zur Südhemisphäre transportiert. Allerdings ist dies in den verwendeten ERA-Interim-Daten trotz Berechnung mithilfe der Residualzirkulation nicht korrekt wiedergegeben, wie in Abbildung 4.28 zu sehen. Die in den Daten beobachteten aufsteigenden Bewegungen zwischen 50° und 80° S sind physikalisch nicht erklärbar.

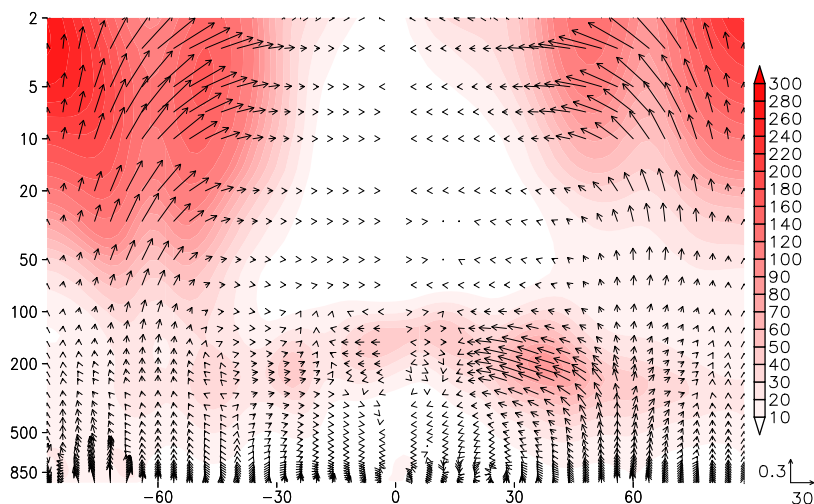
Größere Unterschiede entstehen jedoch durch die andere Land-Meer-Verteilung. Diese zeigen sich für die vertikal integrierte diabatische Wärmequelle in Abbildung 4.6 für den Südsommer und in Abbildung 4.29 für den Südwinter. Der antarktische Kontinent wirkt ähnlich wie Grönland im Norden ganzjährig als Wärmesenke, wobei dies im Südwinter besonders stark der Fall ist. Somit liegt in den polaren kontinentalen Polarregionen der Südhemisphäre eine vor allem im Winter viel größere Wärmesenke vor. In den Polarregionen im Norden ist diese trotz Eisbedeckung im Winter nicht so groß. Über den Ozeanen ist der Zusammenhang zwischen positiver Wärmequelle und westlichen Randströmen auf der Südhalbkugel nicht vorhanden. Dafür ist zwischen 40° und 70° S ein Band aus schwachen Wärmequellen zu finden, welches mit den starken Winden in diesen Regionen einhergeht. In diesen Breiten gibt es nur wenig Kontinentalmasse, die sich dem Wind und auch den Meeresströmungen in den Weg stellt, weshalb sich die Winde ungebremst herausbilden. Dies sorgt auch für gute Bildungsbedingungen für synoptische Wellen durch barokline Instabilität, weshalb sowohl die synoptischen Beiträge zur diabatischen Wärmequelle als auch EP-Flüsse auf synoptischer Skala in den mittleren Breiten der Südhemisphäre sehr groß sind. In Abbildung 4.11 ist ein positiver Beitrag zur diabatischen Wärmequelle um 40° S und ein negativer Beitrag entlang des 60° S-Breitenkreises für den Südsommer zu erkennen, welcher sich zum Südwinter hin in Abbildung 4.32 leicht nach Norden verschiebt.

Bezüglich der latenten Wärme unterscheidet sich die Südhemisphäre wenig vom Norden. Auch die jahreszeitlichen Zusammenhänge sind vergleichbar. Der wesentliche Unterschied ist wieder durch auf der Südhalbkugel geringe Kontinentalmasse in den mittleren Breiten begründet. So sind dort im Sommer über den Kontinenten kaum Quellen für latente Wärme vorzufinden. Als besondere Region können auf der Südhemisphäre die Anden festgestellt werden. Diese sind als starke Quellen für latente Wärme zu erkennen und lösen sowohl stromaufwärts als auch stromabwärts zwischen 120° W und 0° bei 45° S eine wellenartige Struktur in der latenten Wärmebilanz aus, welche nur in den mittleren Advektionstermen auftritt. Es ist nicht auszuschließen, dass dies ein feuchtebezogener Fehler im Datensatz der ERA-Interim Reanalyse ist.

Im Zonalmittel unterscheiden sich die EP-Flüsse und Divergenzen der Südhemisphäre nur wenig vom Norden. Die grundsätzliche Struktur ist ähnlich, genauso wie die zeitliche Variabilität. Wie zuvor bereits angedeutet fallen die EP-Flüsse auf synoptischer Skala im Süden relativ zum Norden größer aus, was zu den allgemein bekannten stürmischen Breiten zwischen 40° und 60° S führt. In der Stratosphäre sind die im Winter auftretenden EP-Flüsse insgesamt im Süden kleiner als im Norden (vgl. Abbildungen 4.18 und 4.38). Hier kann die geringere orografische Anregung als Ursache ausgemacht werden, welche vor allem im stationären EP-Fluss sichtbar wird. Dieser zeigt somit auch die größten Unterschiede zum Norden. In der südlichen Troposphäre ist der stationäre EP-Fluss geringer und es gibt eine nur sehr kleine Aufwärtskomponente der Wellenausbreitung, welche die Tropopause überschreitet, und somit auch weniger Wellen in der Stratosphäre (vgl. Abbildung 4.18c und 4.38c). In diesem



(a) März bis Mai



(b) September bis November

Abbildung 4.46: Zonalmittel des stationären Betrags des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von März bis April (a) bzw. September bis Oktober (b) und von 1979 bis 2011 in ERA-Interim.

Zusammenhang gibt es jedoch noch eine weitere Auffälligkeit: Während im Norden im Winter der Betrag des stationären EP-Fluss sein Maximum zeigt und im Frühjahr bereits nur noch schwach ausgeprägt ist (Abbildung 4.46a), ist der stationäre EP-Fluss im Süden erst im Frühjahr maximal, wie in Abbildung 4.46b gezeigt. Auch dies ist letztendlich eine Folge der geringeren orografischen Wellenanregung. Weniger Wellenaktivität bedeuten auch, dass der Polarwirbel im Südwinter und -frühjahr weniger gestört wird und somit später zusammenbricht. Daraus resultieren deutliche EP-Flüsse im Frühjahr, welche in der Nordhemisphäre nicht in dieser Intensität auftreten können, da die Westwindzirkulation in der Stratosphäre bereits nicht mehr vorhanden ist.

4.1.5 Eliassen-Palm-Fluss mit Feuchte

In diesem letzten Teil zur Diskussion der Klimatologie der ERA-Interim-Daten werden noch die in Abschnitt 3.2 hergeleiteten EP-Flüsse mit einbezogener Feuchtebilanz betrachtet. Wie zu erwarten ist der Einfluss der Feuchte nur in der Troposphäre festzustellen, da sie nur dort in relevanten Mengen vorkommt. Abbildung 4.47 zeigt dies anhand der zonalgemittelten vertikalen Komponente des EP-Flusses. Da die horizontalen Komponenten keine Feuchteterme enthalten, wird auf ihre Darstellung hier verzichtet. Die Feuchte wirkt sich nur unterhalb von etwa 300 hPa aus und verstärkt dort den EP-Fluss in den mittleren Breiten zwischen 30° und 70° sowohl im Norden als auch im Süden. Das Band vom Betrag her größer und mit räumlich schnell wechselnden Vorzeichen versehener EP-Fluss-Beträge, welches sich von etwa 50° am untersten Niveau bis 10° auf 600 hPa zieht, hängt mit einem starken vertikalen Feuchtegradienten in der Region zusammen. Zur genaueren Untersuchung der zonalen Abhängigkeit und

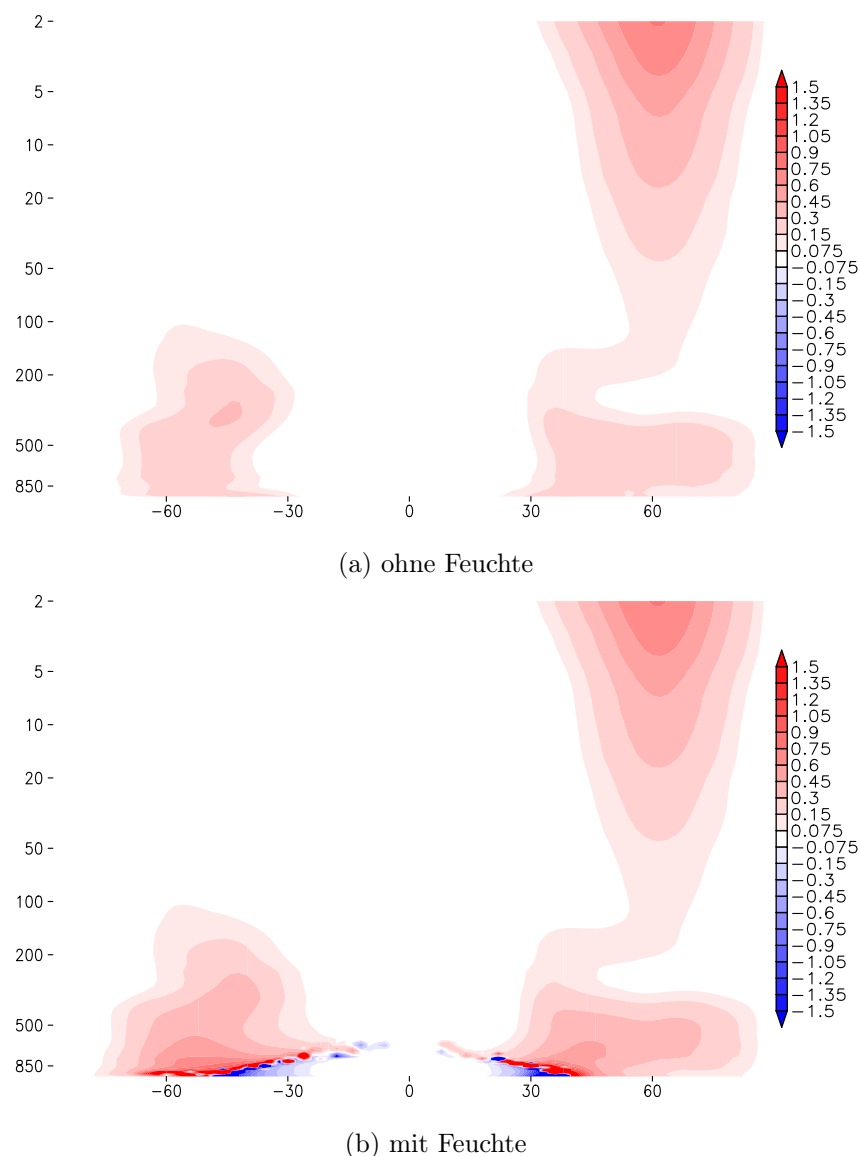


Abbildung 4.47: Zonalmittel der ungefilterten Vertikalkomponente des EP-Flusses (Gl. 3.17 in m^2/s^2) ohne Einbeziehung der Feuchte (a) bzw. unter Einbeziehung der Feuchte (b) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim

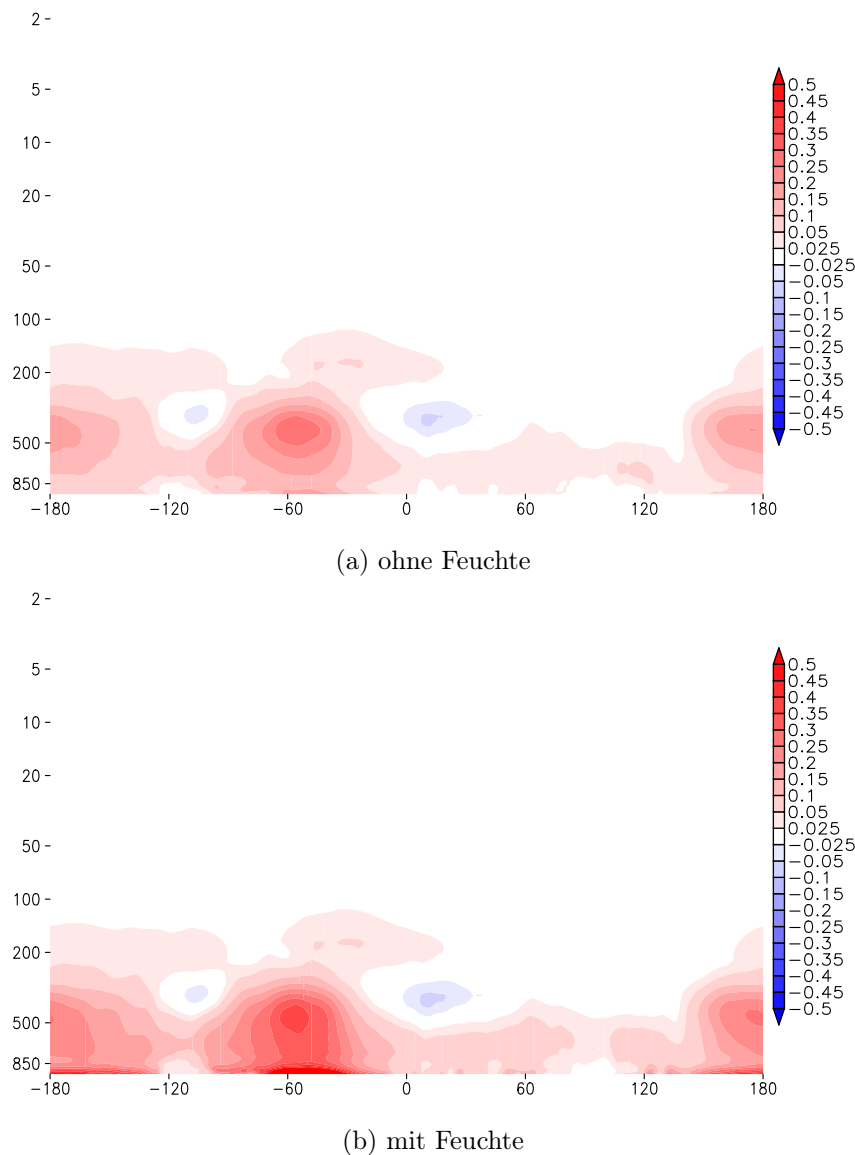


Abbildung 4.48: Meridionalmittel von 40° bis 60° N der 2 bis 6 Tage gefilterten Vertikalkomponente des EP-Flusses (Gl. 3.17 in m^2/s^2) ohne Einbeziehung der Feuchte (a) bzw. unter Einbeziehung der Feuchte (b) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim

der Auswirkungen auf die gefilterten Anteile werden die bereits bekannten Meridionalmittel zwischen 40° und 60° N herangezogen. Der synoptische Anteil in Abbildung 4.48 zeigt die deutlichste Verstärkung der vertikalen EP-Flüsse durch die Hinzunahme der Feuchte im Bereich der Ozeane. Über den Kontinenten ist der Effekt kleiner, zeigt aber, dass nicht nur die positiven Werte zunehmen, sondern auch negative Anomalien verstärkt werden. Auf planetarer Skala, deren Anteile in Abbildung 4.49 gezeigt sind, ist Ähnliches zu beobachten. Die stärksten Änderungen treten über den Ozeanen auf, wobei insgesamt die Beträge unterhalb der Tropopause verstärkt werden und innerhalb der Stratosphäre erwartungsgemäß gar kein Einfluss der Feuchte auftritt. Somit verändert die Hinzunahme der Feuchteflüsse hier vor allem auch die Gewichtung zwischen Stratosphäre und Troposphäre. In anderen Breitenbereichen sehen die Änderungen nicht anders aus. Bestehende Anomalien im trockenen EP-Fluss werden verstärkt, dabei ist der Einfluss in den untersten Niveaus am größten.

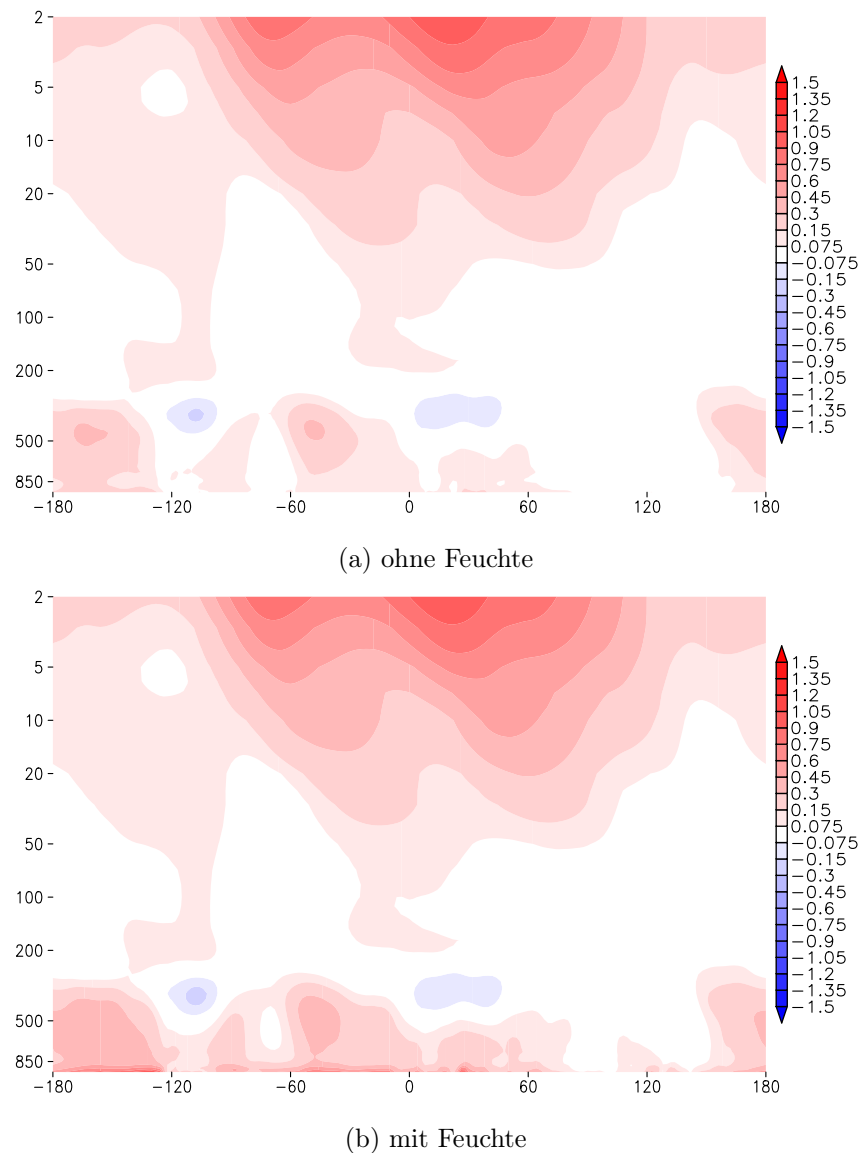


Abbildung 4.49: Meridionalmittel von 40° bis 60° N der 10 bis 90 Tage gefilterten Vertikal-komponente des EP-Flusses (Gl. 3.17 in m^2/s^2) ohne Einbeziehung der Feuchte (a) bzw. unter Einbeziehung der Feuchte (b) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim

Auf die gesamte Divergenz der EP-Flüsse wirkt sich die Änderung der vertikalen Komponente des EP-Flusses als zusätzliche Konvergenz aus, wie in Abbildung 4.50 dargestellt. Dies ist leicht nachzuvollziehen, da vorwiegend zusätzliche positive EP-Flüsse in den unteren Niveaus der Troposphäre auftreten, welche zusammen mit dem Einfluss der Feuchte mit der Höhe schnell abnehmen. Daraus ergibt sich ein negativer vertikaler Gradient, welcher die Divergenz insgesamt absenkt. Die Hinzunahme der Feuchte als Energiequelle führt demnach im Rahmen der EP-Fluss-Theorie zu einer stärkeren abbremsenden Wirkung von Wellen und Störungen auf den zonalen Grundstrom in der Troposphäre. Auch längenabhängig bleibt dieses Bild bestehen und es treten keine neuen Anomalien auf. Insgesamt führen die Feuchteflüsse sogar zu einem Verschwinden von Divergenzanomalien, wie auch im Zonalmittel in Abbildung 4.50 beispielsweise bei 30° N in 500 hPa zu sehen, weshalb in dieser Arbeit auch auf eine breite Verwendung verzichtet wurde. Weitere Validierungsschritte müssen erst noch einen Mehrwert

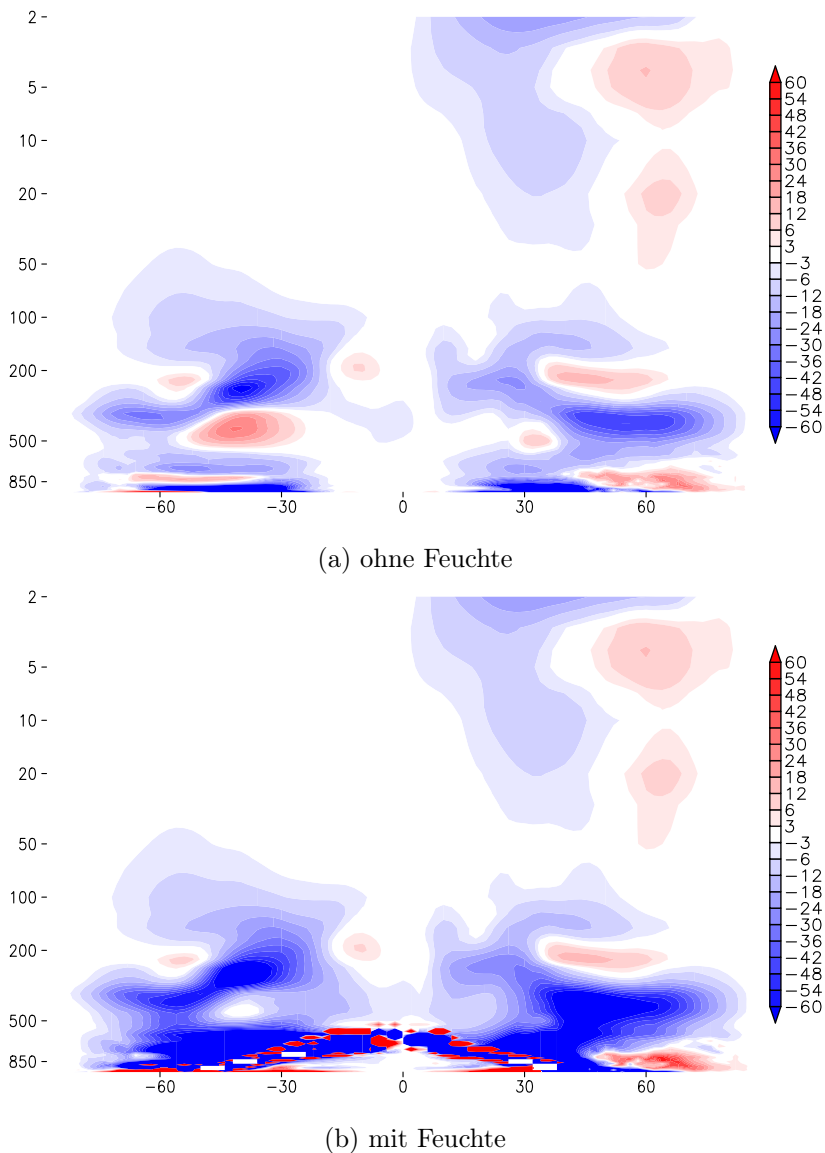


Abbildung 4.50: Zonalmittel der ungefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 in 10^{-6} m/s^2) ohne Einbeziehung der Feuchte (a) bzw. unter Einbeziehung der Feuchte (b) von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2011/2012 in ERA-Interim

aufzeigen. Durch den starken Einfluss der Feuchte auf die unteren Niveaus, lässt sich jedoch sagen, dass der EP-Fluss mit einbezogener Feuchtebilanz für eine Betrachtung der Grenzschicht bis in die mittlere Troposphäre einen Mehrwert liefern kann. Insbesondere können sich dadurch Verbindungen zwischen EP-Fluss und Wolkenphysik ergeben, wobei letztere für Energietransporte in der Arktis eine nicht zu unterschätzende Rolle spielt und somit auch die Eisausdehnung beeinflusst (Kapsch et al. 2013).

4.2 Reaktion der atmosphärischen Zirkulation auf Meereisänderungen

Die großskalige atmosphärische Zirkulation ist geprägt durch natürliche Variabilität auf interannuellen und dekadischen Zeitskalen. Mit der Betrachtung von ERA-Interim-Daten von 1979 bis 2012 kann ein Teil dieser Variabilität abgebildet werden, sodass es möglich wird,

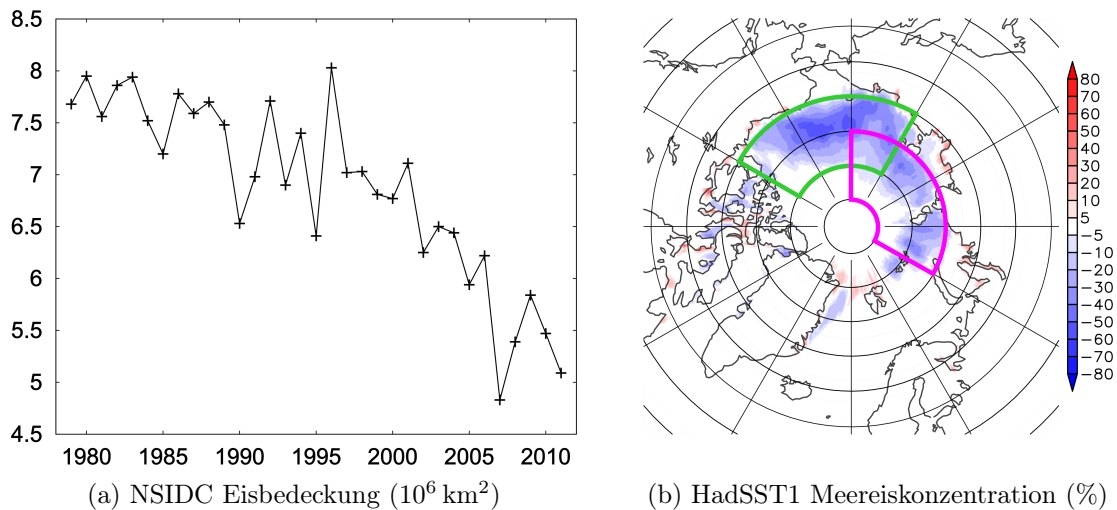


Abbildung 4.51: Arktische Meereisbedeckung im August/September von 1979 bis 2011 bzw. als Differenz der Konzentration 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999. In magenta markiert ist der sibirische Bereich, in grün markiert ist der pazifische Bereich.

Aussagen über einzelne Einflussfaktoren zu machen. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Einfluss des arktischen Meereises auf die großskalige atmosphärische Zirkulation diskutiert. Die Ergebnisse wurden zum Teil in Jaiser et al. (2012) und Jaiser et al. (2013) veröffentlicht. Im folgenden Abschnitt werden sie zusammengeführt und dabei in manchen Punkten erweitert und aktualisiert.

Die Meereisbedeckung im arktischen Ozean unterliegt einem Jahreszyklus, der im Zusammenhang steht mit der Sonneneinstrahlung und den daraus resultierenden Temperaturen. Im Sommer nimmt das Meereis stark ab bis zur minimalen Bedeckung im September, wohingegen die Bedeckung im März ihr Maximum findet. Zusätzlich nimmt in den letzten Dekaden die Meereisbedeckung jedoch auch von Jahr zu Jahr immer weiter ab, was verstärkt im Sommer der Fall ist. Die gemittelte Meereisbedeckung für August und September ist in Abbildung 4.51a auf der Basis der Satellitenmessungen des National Snow and Ice Data Center (NSIDC) dargestellt. Sie zeigt für den gesamten abgebildeten Zeitraum eine Abnahme um $11,3 \pm 1,2\%$ pro Dekade. Es ist davon auszugehen, dass eine kurzzeitige extreme Meereisabnahme einen geringeren Einfluss auf die atmosphärische Zirkulation in den folgenden Monaten hat als eine Abnahme über einen längeren Zeitraum. Die wesentliche Änderung durch eine geringere Meereisausdehnung betrifft die Strahlungsbilanz an der Oberfläche. Der offene Ozean hat eine geringere Albedo als Meereis. Die Energie, die bei verringerter Eisausdehnung zusätzlich aufgenommen wird, kann einerseits den Rückgang des Eises selbst beschleunigen (Eis-Albedo-Rückkopplung), andererseits wird diese Wärme in den folgenden Monaten zusätzlich an die Atmosphäre abgegeben, wiederum begünstigt durch dünnes einjähriges Eis.

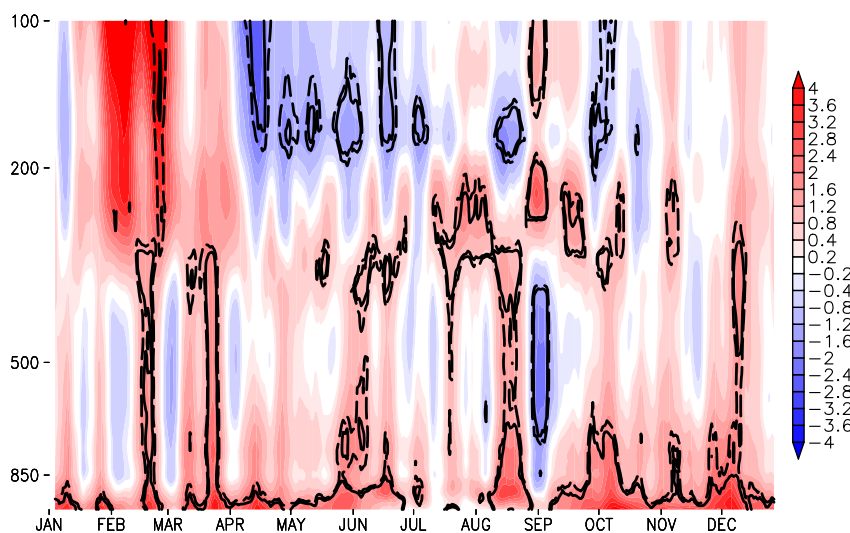
Um eisbedingte Änderungen zu analysieren, wird eine Periode mit niedriger Eisbedeckung in den Monaten August und September vom Jahr 2000 bis zum Jahr 2011 definiert und mit dem gesamten zur Verfügung stehenden Zeitraum davor von 1979 bis 1999 verglichen, welcher somit eine Referenzperiode darstellt. Die Differenz der Meereiskonzentration für diese beiden Zeiträume im August/September ist in Abbildung 4.51b gezeigt, wobei ein großflächiger mittlerer Rückgang um bis zu 60% Konzentration zu beobachten ist.

In Abbildung 4.51b sind weiterhin zwei Regionen markiert, welche die Gebiete mit der

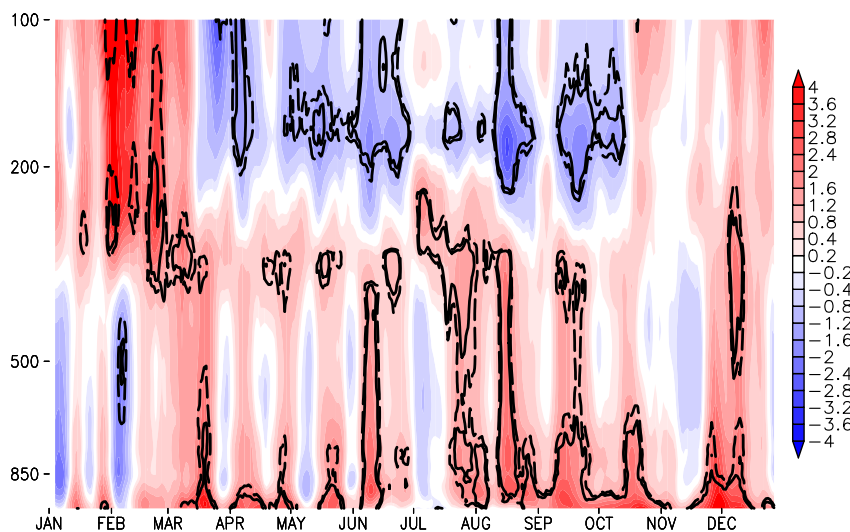
stärksten Konzentrationsänderung abdecken. Diese werden im Folgenden genauer betrachtet. Die Region im arktischen Ozean vor Sibirien, welche Kara, Laptev und Ostsibirische See einschließt (75° bis 85° N, 60° bis 180° O, im Folgenden sibirischer Bereich), entspricht jener in Jaiser et al. (2012), welche wiederum an Honda et al. (2009) angelehnt ist. In diesen Arbeiten hat sich die Region bereits als einflussreich für die weiträumigen Wettersysteme herausgestellt. Der zweite Bereich deckt die Region des arktischen Ozeans ab, welcher von der Ostsibirischen See bis zur Beaufortsee reicht (75° bis 85° N, 60° bis 180° O, im Folgenden pazifischer Bereich).

4.2.1 Synoptischskalige Änderungen im Herbst

Die naheliegendste Änderung durch die verringerte Meereiskonzentration ist eine Erhöhung der oberflächennahen Temperaturen. Abbildung 4.52 stellt die Temperatur von den untersten



(a) sibirischer Bereich



(b) pazifischer Bereich

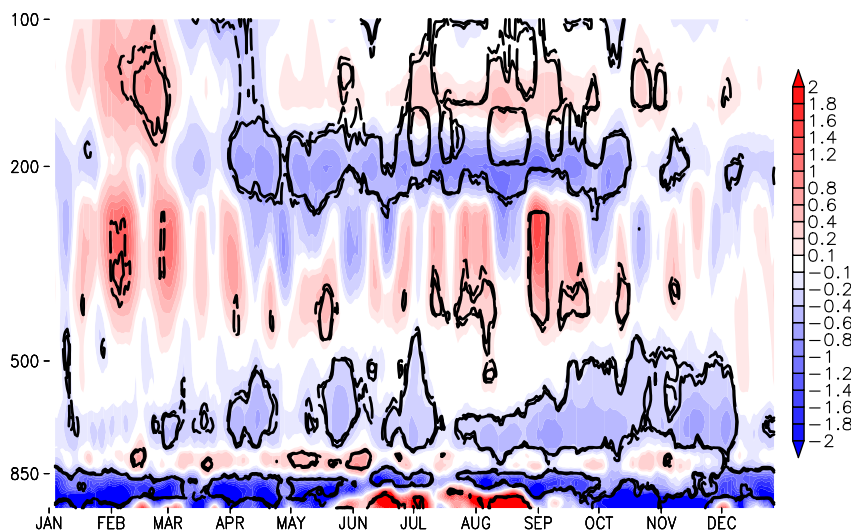
Abbildung 4.52: Höhenaufgelöster über 7 Tage gleitend gemittelter Verlauf der Temperatur (K) als Gebietsmittel im sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Bereich als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999 in ERA Interim. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

Schichten der Troposphäre bis in 100 hPa zeitabhängig und als Gebietsmittel über den sibirischen und pazifischen Bereich als Differenz zwischen der Periode mit niedriger und jener mit hoher Eisbedeckung dar. Ganzjährig sind positive Anomalien zu finden, welche verstärkt in den unteren Niveaus auftreten, wobei sie im pazifischen Bereich im Herbst besonders verstärkt sind. Negative Anomalien treten in der Troposphäre bevorzugt in mittleren Schichten auf und sind dabei selten signifikant. Screen et al. (2012) hat untersucht, inwiefern Temperaturänderungen in der Arktis durch regionale oder globale Ursachen hervorgerufen werden. Diesen Analysen zufolge sind Meereisänderungen nur bis 700 hPa direkt mit den Temperaturänderungen in der Atmosphäre in Verbindung zu bringen, während darüber vor allem Transporte aus entfernten Regionen eine Rolle spielen. Der Effekt des verringerten Meereises auf die Atmosphäre tritt, wie in Abbildung 4.52 zu sehen, ganzjährig unabhängig von der Region auf. Es wirkt sich demnach nicht nur der offene Ozean im Spätsommer aus, sondern auch das dünnere Eis in den anderen Jahreszeiten. Am geringsten ist die bodennahe Erwärmung im Januar und Februar und im Juli.

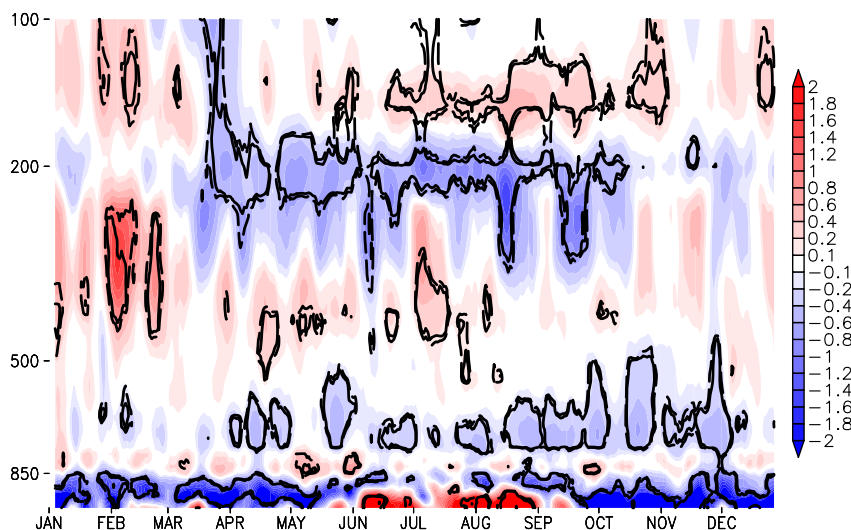
Oberhalb von 200 hPa in Abbildung 4.52 sind zwischen März und Oktober negative Temperaturanomalien zu finden. Diese hängen mit Veränderungen an der Tropopause zusammen, also dem Bereich, wo der negative troposphärische vertikale Temperaturgradient sich in einen positiven stratosphärischen Temperaturgradienten ändert. In der Periode mit geringerer Eisbedeckung ist die Tropopause insbesondere im Sommer angehoben und somit beginnt der positive stratosphärische Temperaturgradient erst in höheren Niveaus, wodurch negative Temperaturdifferenzen entstehen. Die positiven Temperaturanomalien im Januar und Februar hängen mit vermehrten plötzlichen Stratosphärenerwärmungen zusammen, welche später noch diskutiert werden.

Temperaturänderungen verändern den vertikalen Temperaturgradienten und somit die vertikale Stabilität der Atmosphäre. Die in Abbildung 4.53 dargestellte vertikale Stabilität zeigt somit insbesondere unterhalb von 500 hPa eine starke Abnahme in der Periode mit niedriger Eisbedeckung. Dabei bildet sich vor allem unterhalb von 850 hPa ein Bereich mit einer sehr starken Abnahme der vertikalen Stabilität heraus. Bis auf die Monate Juni bis August ist hier die Stabilität aufgrund der bodennahen Erwärmung deutlich verringert. Darüber kommt es zu einer kurzen Unterbrechung der Stabilitätsminderung, bis sie dann in der mittleren Troposphäre wieder auftritt. In die Region vor Sibirien (Abbildung 4.53a) ist die zwischen August und Dezember ununterbrochen signifikante Abnahme der Stabilität zwischen 800 und 500 hPa am deutlichsten, wobei dies zeitlich in direktem Zusammenhang mit dem Meereisminimum steht. Über den Winter, welcher aufgrund der Polarnachtbedingungen durch eine besonders stabile Schichtung in der arktischen Breiten gekennzeichnet ist, ist die Stabilitätsabnahme in der mittleren Troposphäre geringer; im Frühjahr und Sommer tritt sie episodisch auf. In der mittleren Troposphäre sind die Stabilitätsanomalien eher positiv, was mit den positiven Temperaturdifferenzen bei 300 hPa im Zusammenhang steht, die somit einen stärker positiven vertikalen Temperaturgradienten bewirken.

Das Anomalienmuster bei 200 hPa in beiden Regionen in Abbildung 4.53 deutet dabei eine Verlagerung des Stabilitätsmaximums an der Tropopause nach oben an, mit einer negativen Anomalie in 200 hPa und einer positiven darüber. Allerdings treten auch unterhalb von 200 hPa vereinzelt positive Anomalien auf, sodass der Höhenbereich, in welchem die Tropo-



(a) sibirischer Bereich

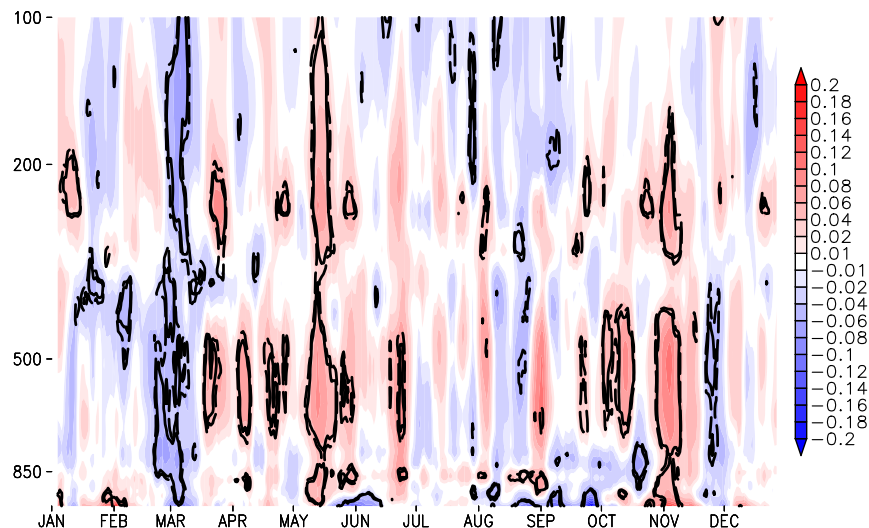


(b) pazifischer Bereich

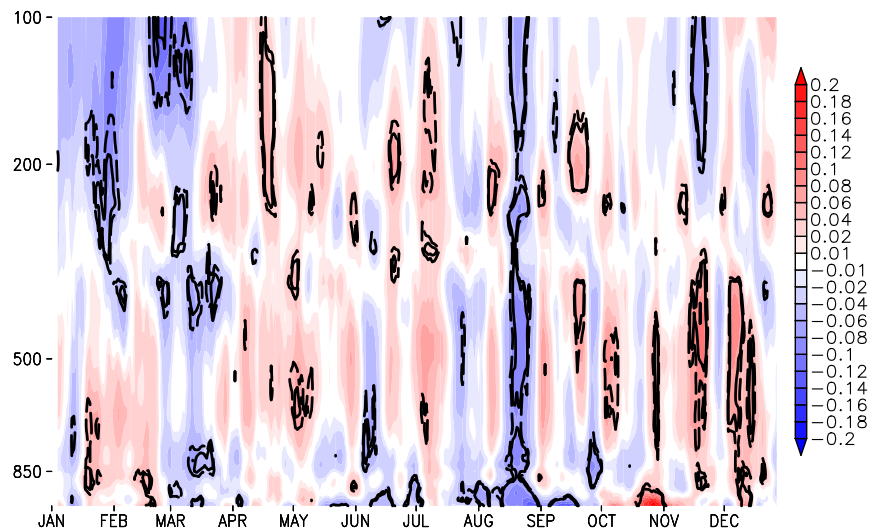
Abbildung 4.53: Höhenaufgelöster über 7 Tage gleitend gemittelter Verlauf der vertikalen Stabilität (10^{-3}K/m) als Gebietsmittel im sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Bereich als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999 in ERA Interim. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95%-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

pause auftritt, allgemein verbreitert erscheint.

Um Rückschlüsse auf die barokline Instabilität ziehen zu können, ist in Abbildung 4.54 die Eady-Growth-Rate entsprechend Gleichung 3.3 gezeigt, welche nicht nur die vertikale Stabilität, sondern auch den meridionalen Temperaturgradienten betrachtet. Besonders im Herbst, aber auch im Frühjahr zeigt diese starke positive Anomalien. Infolge der Meereisabnahme und der instabileren Troposphäre steigt die Eady-Growth-Rate, also die Wachstumsrate für baroklin instabile Systeme. Die Bildung synoptischer Wellen und Zyklonen ist somit begünstigt. Übereinstimmend damit wird in der Arbeit von Stroeve et al. (2011) eine Intensivierung und ein häufigeres Auftreten von Zyklonen in der Arktis festgestellt. Damit in Zusammenhang steht auch eine Erhöhung der Niederschlagsmengen in der Arktis. Dies steht im Einklang mit den gezeigten höheren Temperaturen und einer stärkeren Verdunstung über offenen Wasserflächen und somit einer größeren Verfügbarkeit von Feuchte.



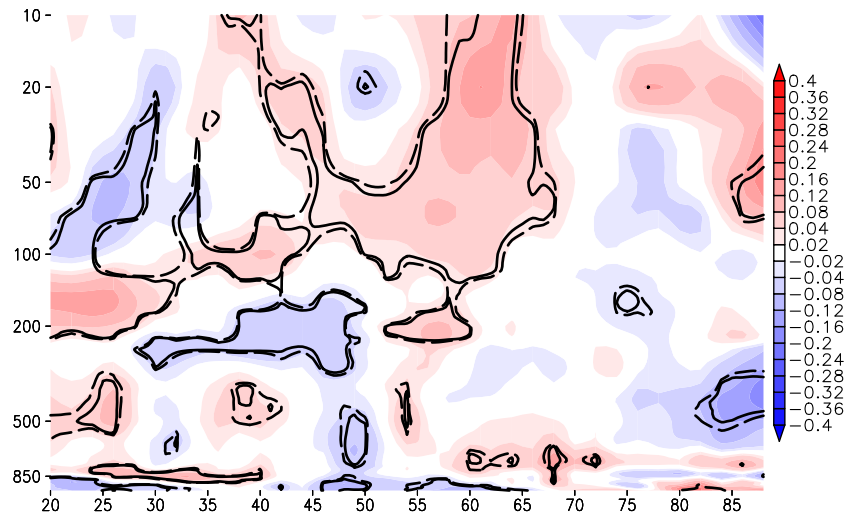
(a) sibirischer Bereich



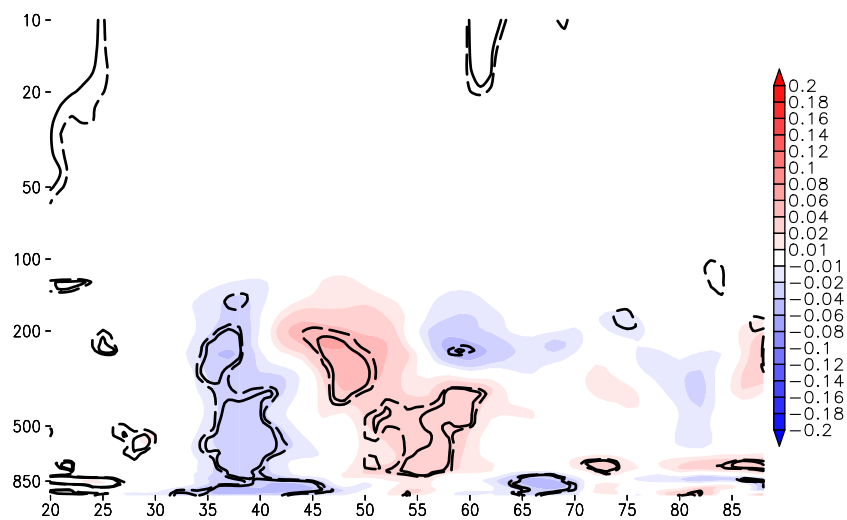
(b) pazifischer Bereich

Abbildung 4.54: Höhenaufgelöster über 7 Tage gleitend gemittelter Verlauf der Eady Growth Rate (Gl. 3.3 in 1/d) als Gebietsmittel im sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Bereich als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999 in ERA Interim. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

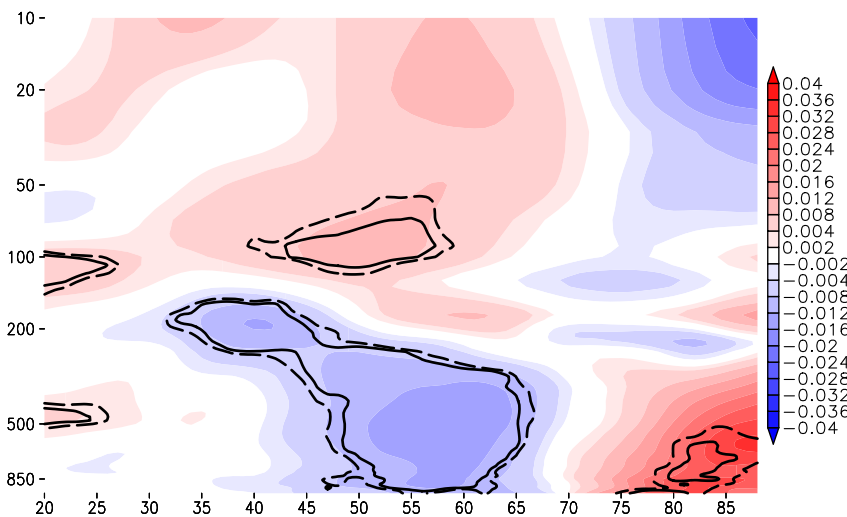
Die beschriebenen Änderungen im Herbst infolge reduzierter Meereisbedeckung im August/September lassen sich auch anhand der diabatischen Wärmequelle entsprechend Abschnitt 2.1.2 diskutieren. Abbildung 4.55a zeigt das Zonalmittel der Differenz zwischen der Periode mit niedriger Eisbedeckung in der Arktis und der Periode mit hoher Eisbedeckung. Die Differenz ist ab 60°N vor allem unterhalb von 700 hPa positiv, wodurch sich bestätigt, dass zusätzliche Wärmequellen für die beobachtete Temperaturerhöhung verantwortlich sind. Nördlich von 80°N und unterhalb von 700 hPa lässt sich ein Teil dieser positiven Anomalie der Wärmequelle als signifikante Differenz in den auf synoptische Skalen gefilterten makroturbulenten Advektionstermen wiederfinden, welche in Abbildung 4.55b dargestellt sind. Somit zeigt sich auch energetisch betrachtet, dass ausgelöst durch die größere Baroklinität in der Arktis makroturbulente Systeme wie Zyklonen zunehmen. Die negative Anomalie zwischen 35° und 45°N , an die sich eine positive bis 60°N anschließt, lässt sich nicht direkt mit den Än-



(a) gesamte diabatische Wärmequelle (Gl. 2.21)



(b) 2 bis 6 Tage gefilterte makroturbulente Advektionsterme (Gl. 2.28)



(c) Tendenzterm (Gl. 2.24)

Abbildung 4.55: Zonalmittel der diabatischen Wärmequelle (K/d) gemittelt von September bis November als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999 in ERA Interim. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95%-Niveau (durchgezogen) und 90%-Niveau (gestrichelt).

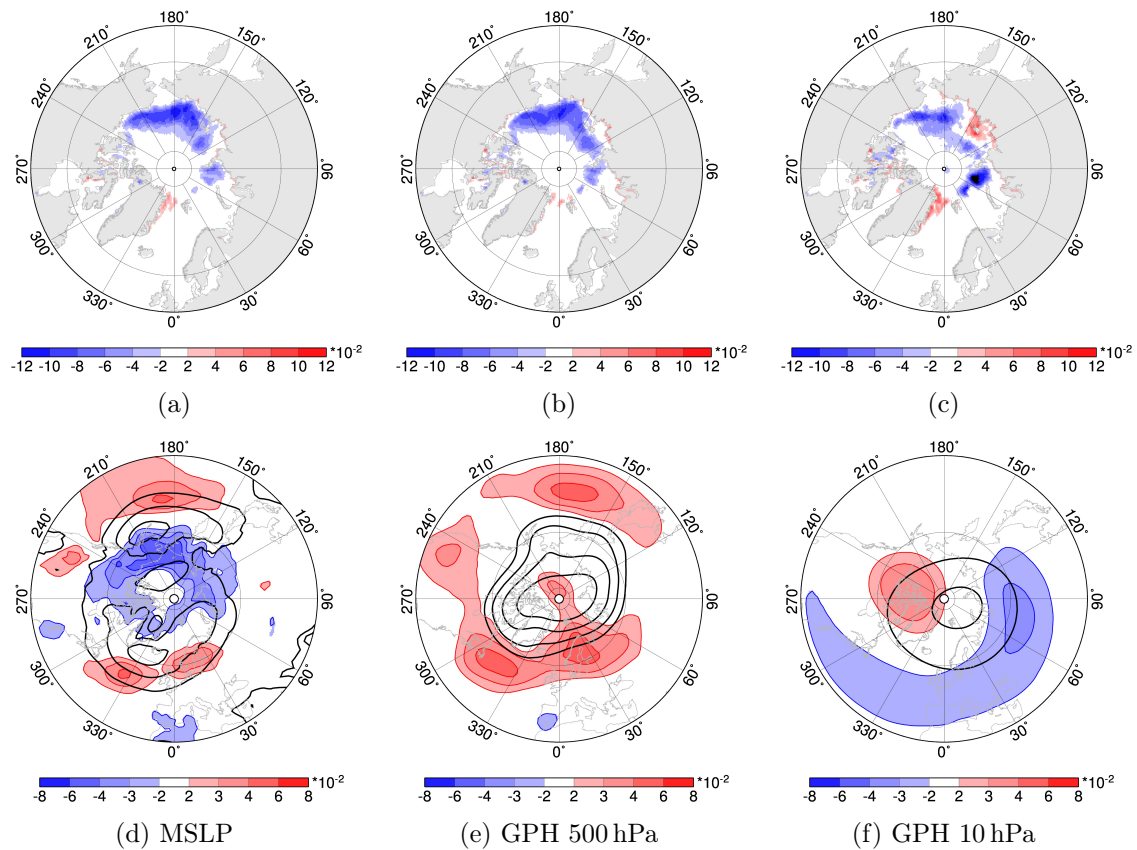


Abbildung 4.56: Erste gekoppelte MCA Muster ohne physikalische Einheit zwischen der Meereiskonzentration (HadISST1, obere Reihe) im August/September und Bodenluftdruck bzw. Geopotenzial (ERA-Interim, untere Reihe) im September bis November des Zeitraums 1979 bis 2011. Die gekoppelten Muster stehen untereinander. Schwarze Konturen zeigen die Klimatologien.

derungen in der Arktis in Zusammenhang bringen. Die Dipolstruktur dieser Anomalien zeigt vielmehr einen Zusammenhang mit der allgemein beobachteten Verschiebung der Stormtracks nach Norden (Bender et al. 2012). Auch die Änderungen der gesamten diabatischen Wärmequelle in Abbildung 4.55a abseits der positiven bodennahen Anomalie im Herbst können nicht im Zusammenhang mit abnehmendem Meereis in der Arktis diskutiert werden. Jedoch tritt nördlich von 80° N auch eine Wärmesenke zwischen 600 und 300 hPa auf. Möglicherweise handelt es sich dabei um eine Kompensation, die aus der bodennahen Erwärmung und der dadurch veränderten Zirkulation in der Arktis resultiert. Dass diese Anomalie mit dynamischen Effekten im Zusammenhang steht, lässt sich auch daran ablesen, dass der Tendenzterm (Abbildung 4.55c) in den Gebieten nördlich von 70° N positiv ist. Die eigentliche Abkühlung im Herbst (siehe Abbildung 4.43) ist demnach abgeschwächt. Dies ist wiederum konsistent mit einer zusätzlichen Wärmequelle ausgelöst durch verringerte Meereisbedeckung. In den mittleren Breiten ist die Temperaturtendenz hingegen verstärkt negativ.

Bisher konnte gezeigt werden, dass ausgelöst durch die bodennahe Temperaturerhöhung in der Periode mit geringerer Eisbedeckung eine Erhöhung der Baroklinität in der Arktis im Herbst folgt. Mithilfe einer Maximum Covariance Analysis (MCA, Abschnitt 3.4.2) soll nun untersucht werden, inwiefern die Zirkulation in Troposphäre und Stratosphäre auch auf größeren räumlichen Skalen auf die Meereisänderungen reagiert. In Abbildung 4.56 sind die Ergebnisse für das erste gekoppelte Muster aus Meereiskonzentration in August/September

und Bodenluftdruck im Herbst gezeigt (44% erklärte Kovarianz) sowie das erste gekoppelten Muster aus Meereiskonzentration in August/September und der geopotentiellen Höhe in 500 hPa im Herbst (49% erklärte Kovarianz). Die Muster der Meereiskonzentration ähneln sich für die Analysen in der Troposphäre stark, wobei deren Zeitreihen mit einem Korrelationskoeffizienten $r > 0,99$ korreliert sind. Die Korrelation mit dem Muster der Analyse für das Geopotential in 10 hPa ist mit $r = 0,9$ geringer. Dabei geben alle Muster die Abnahme der Meereiskonzentration in der gesamten Arktis wieder. Das zugehörige Muster der jeweiligen MCA für den Bodenluftdruck (Abbildung 4.56d) bzw. das Geopotential in 500 hPa (Abbildung 4.56e) und 10 hPa (Abbildung 4.56f) zeigt hingegen in allen Höhen Unterschiede. Deren Zeitreihen sind in der Troposphäre nur gering mit $r = 0,64$ korreliert. Der Bodenluftdruck zeigt im Zusammenhang mit der arktischen Eisabnahme eine Druckabnahme in polaren Breiten und in den mittleren Breiten eine Druckzunahme. Im Vergleich dazu treten im Geopotential in 500 hPa die negativen Anomalien über der Arktis nicht auf, während in den mittleren Breiten das Geopotential steigt. In der Arktis liegt demnach großskalig betrachtet eine barokline Reaktion auf die Meereisänderungen vor, während in den mittleren Breiten die Zentren über Atlantik, Europa, Pazifik und Nordamerika eine teilweise barotrope Fortsetzung vom Boden bis in 500 hPa zeigen. Die Korrelation der Zeitreihen beider troposphärischer Muster mit dem Geopotential in 10 hPa ist mit $r < 0,5$ noch einmal deutlich geringer und unterscheidet sich insbesondere durch eine negative Geopotentialanomalie in den mittleren Breiten. Im Herbst demnach vor allem in der Arktis eine barokline Reaktion auf die Meereisänderungen. Für die Zeitreihen der beiden MCAs ergeben sich auch keine deutlichen Korrelationen mit den Telekonnektionsmustern NAO, AO oder PNA.

4.2.2 Großskalige Änderungen im Winter

Die zuvor definierten Bereiche des Arktischen Ozeans vor Sibirien und dem Pazifik können auch herangezogen werden, um jeweils einen Index der mittleren Meereiskonzentration innerhalb des Gebiets im Zeitraum August bis September zu bilden. Dieser Index kann in einer Regression genutzt dazu werden, statistische Beziehungen zu einer atmosphärischen Größe aufzudecken. Zur Orientierung sei angegeben, dass die mittlere Konzentration in der Periode mit hoher Eisbedeckung (1979 bis 1999) im sibirischen Bereich bei 63% lag und im pazifischen Bereich bei 61%. In der Periode mit niedriger Eisbedeckung (2000 bis 2011) lag die mittlere Konzentration im sibirischen Bereich bei 47% und im pazifischen Bereich bei 38%. Zuerst soll auf diese Art und Weise untersucht werden, inwiefern die Temperaturanomalie auch im Winter bestehen bleibt. Abbildung 4.57 zeigt die entsprechende Regression der Temperatur mit den beiden Indizes im Zonalmittel. In arktischen Breiten nördlich von 65° N ist ein signifikant negativer Regressionskoeffizient vorzufinden. Das bedeutet, dass bei Meereisabnahme die Temperaturen dort steigen, wie bereits im Herbst beobachtet. Dies ist verstärkt wieder in den untersten Niveaus der Fall, sodass auch eine Veränderung der Stabilität zu erwarten ist. In Abbildung 4.58 ist die Regression der Eady Growth Rate mit den beiden Eisindizes gezeigt. Ganz im Norden zeigt sich hier ein negativer Regressionskoeffizient, sodass für eine geringere Meereiskonzentration hier eine höhere Wachstumsrate für baroklin instabile Systeme herrscht. Zwischen 55° und 75° N liegt hingegen ein positiver Regressionskoeffizient vor. Hier überwiegt offenbar der Effekt eines durch die arktische Wärmeanomalie verringerten

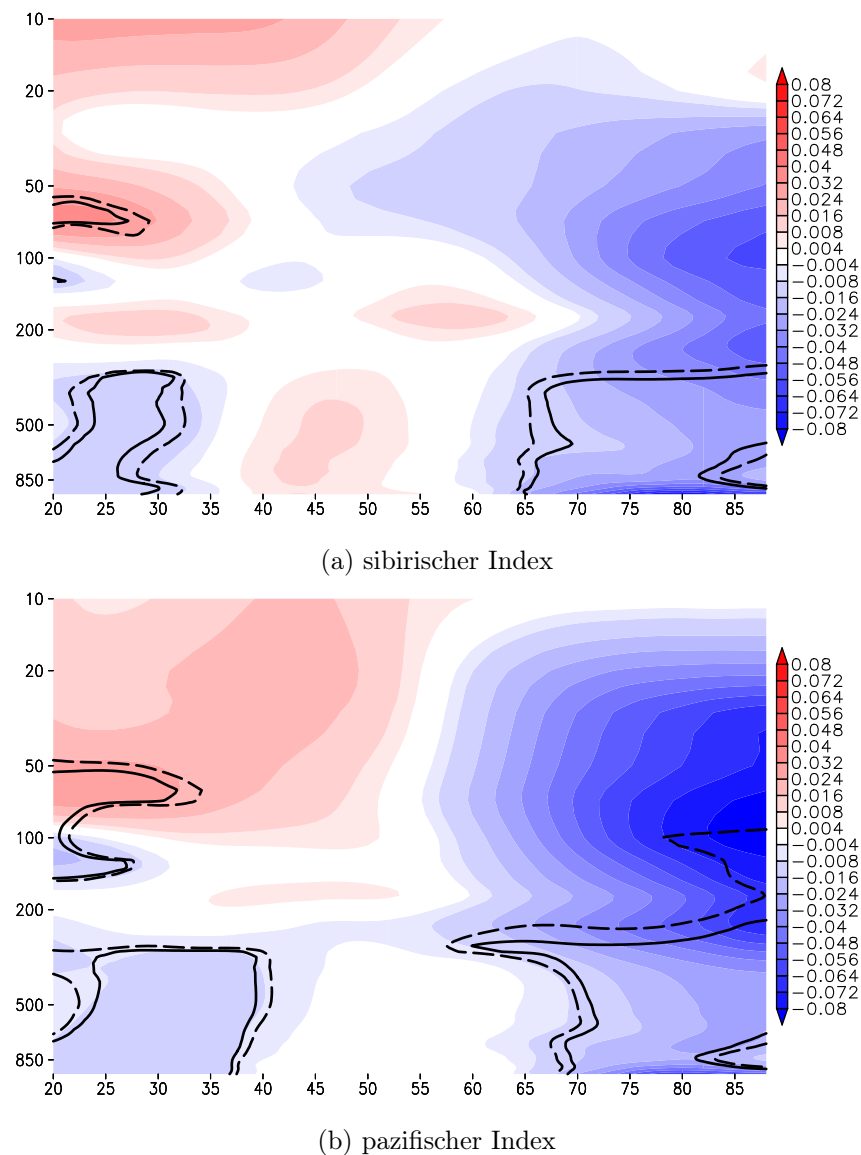
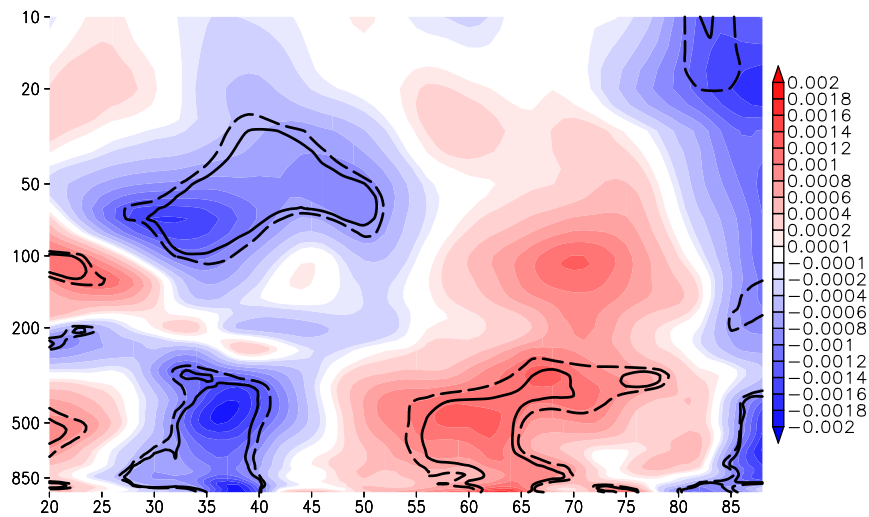


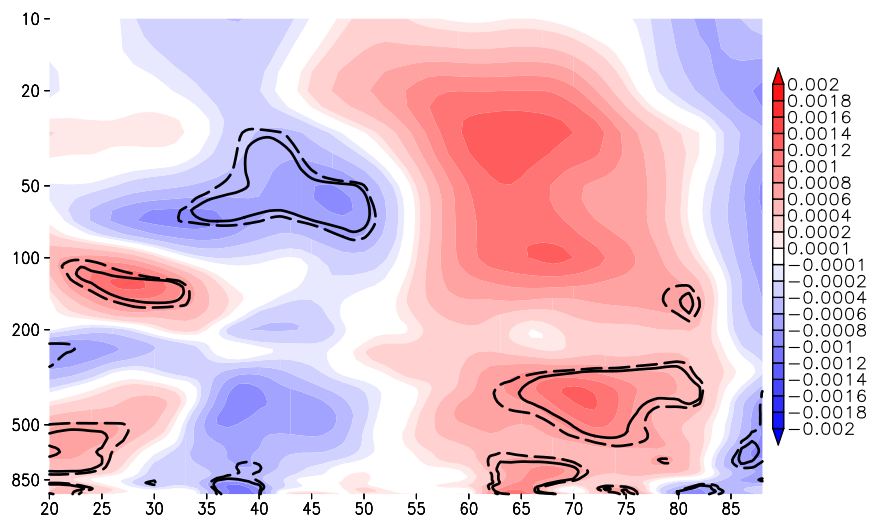
Abbildung 4.57: Zonalgemittelter Regressionskoeffizient (K/%) der Temperatur gemittelt von Dezember bis Februar in ERA Interim auf den sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Index der Meereiskonzentration im August/September für den Zeitraum 1979/1980 bis 2011/2012. Konturen zeigen die Signifikanz auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

Temperaturgradienten, welcher somit die Baroklinität verringert.

Die Regression der Temperatur und Eady Growth Rate mit den beiden Indizes mit unterschiedlichem regionalen Ursprung zeigt verschiedene Bereiche mit Abweichungen in den Regressionskoeffizienten. Für den pazifischen Index reicht der Bereich des negativen Regressionskoeffizienten der Temperatur weiter in die Höhe und ist sogar am unteren Rand der Stratosphäre noch signifikant (Abbildung 4.57b). Veränderungen in der Stratosphäre, welche noch diskutiert werden, wären demnach stärker durch Meereisanomalien im pazifischen Bereich beeinflusst. Für den sibirischen Index zeigt sich im Bezug auf die Eady Growth Rate (Abbildung 4.58) eine allgemein höhere Signifikanz des Regressionskoeffizienten. Dies bedeutet, dass Anomalien in diesem Bereich für Veränderungen auf synoptischen Skalen eher verantwortlich sind als Meereisänderungen im pazifischen Bereich. Die negative Anomalie bei 35° N und die positive Anomalie bei 65° N bilden zusammen wieder eine Art Dipolmuster in Abbildung 4.58a,



(a) sibirischer Index



(b) pazifischer Index

Abbildung 4.58: Zonalgemittelter Regressionskoeffizient ($d^{-1}/\%$) der Eady Growth Rate gemittelt von Dezember bis Februar in ERA Interim auf den sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Index der Meereiskonzentration im August/September für den Zeitraum 1979/1980 bis 2011/2012. Konturen zeigen die Signifikanz auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

welches eine Verschiebung des Bereichs großer barokliner Instabilität in den mittleren Breiten nach Süden bedeutet. Weiterhin sei an dieser Stelle auf den positiven Regressionskoeffizienten der Temperatur zwischen 40° und 50° N in Abbildung 4.57a hingewiesen. Dieser ist zwar nicht signifikant, deutet aber an, dass es auch in den mittleren Breiten zu geringeren Temperaturen kommen kann.

Zwischen den Perioden mit unterschiedlicher arktischer Meereiskonzentration im Sommer treten im folgenden Winter deutliche Änderungen der atmosphärischen Zirkulation auf. Abbildung 4.59 zeigt den Bodenluftdruck und das Geopotential in 500 und 10 hPa im Winter jeweils als Differenz zwischen der Periode mit niedriger und hoher Meereiskonzentration im vorhergehenden Sommer. In allen drei Höhen zeigen sich Anomalien, die auf einen verringerten Druckgradienten zwischen den mittleren und arktischen Breiten schließen lassen, wobei dies in der Troposphäre verstärkt im Atlantischen Raum der Fall ist. Die positive Anomalie

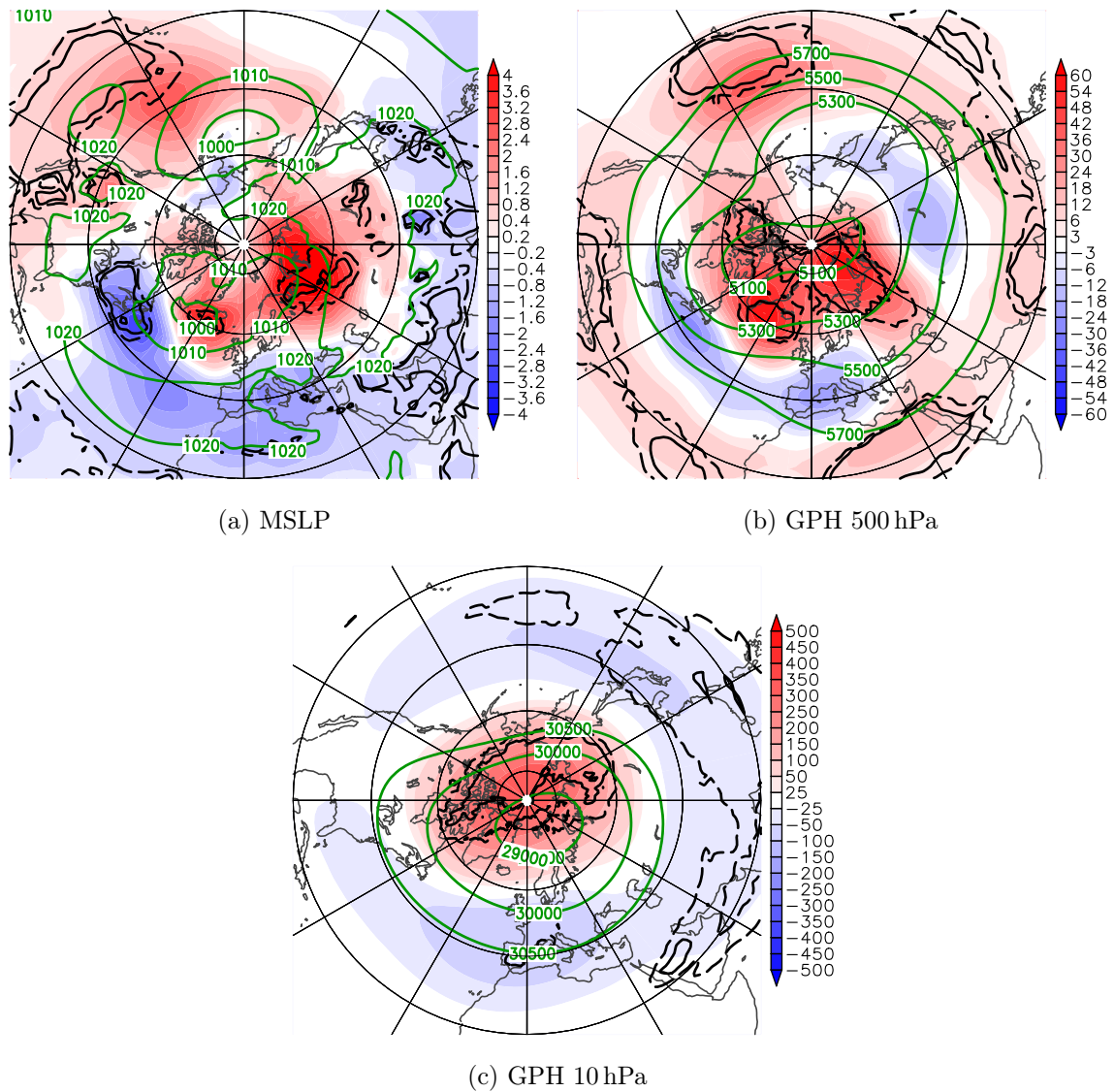


Abbildung 4.59: Bodenluftdruck (a, in hPa) bzw. geopotentielle Höhe (gpm) in 500 hPa (b) bzw. 10 hPa (c) gemittelt von Dezember bis Februar als Differenz der Zeiträume 2000/2001 bis 2011/2012 und 1979/1980 bis 1999/2000 in ERA Interim. Grüne Konturen zeigen die Klimatologie, schwarze Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

im atlantisch/europäischen Teil des arktischen Ozeans setzt sich dabei nahezu barotrop in der Troposphäre vom Boden (Abbildung 4.59a) bis in 500 hPa (Abbildung 4.59b) fort. Auch in der Stratosphäre in 10 hPa (Abbildung 4.59c) liegt eine positive Anomalie über dem arktischen Ozean vor, welche allerdings gegenüber den troposphärischen Mustern verschoben ist. Die negativen Anomalien im Bereich des Atlantiks setzen sich mit steigender Höhe fort. Dabei zieht sich das Band der negativen Anomalie in der Stratosphäre über die gesamten mittleren Breiten. Das troposphärische Muster ist vergleichbar mit den Anomalien, die während einer negativen Phase der Arktischen Oszillation (AO) bzw. Nordatlantischen Oszillation (NAO) auftreten. Um dies zu überprüfen, wurde eine EOF-Analyse durchgeführt. Für das Geopotential in 500 hPa zeigt das erste Muster der EOF, welches den größten Anteil der Varianz erklärt, die AO. Die mittleren Werte der zugeordneten Zeitreihe unterscheiden sich jedoch nur wenig zwischen der Periode mit hoher Meereiskonzentration mit einem Wert von 0,02 und der

Periode mit niedriger Meereiskonzentration mit einem Wert von $-0,05$. Somit kann die troposphärische Änderung nicht direkt mit dem Telekonnektionsmuster AO in Verbindung gebracht werden. Abweichend von diesem Muster tritt vor allem eine Anomalie im südlichen Bereich des Aleutentiefs auf. Bei einer negativen Phase der AO müsste hingegen das Aleutentief verstärkt sein. In der Stratosphäre steht der meridionale Druckgradient im Zusammenhang mit dem Polarwirbel. Eine EOF-Analyse des Geopotentials in 10 hPa zeigt ein erstes Muster, welches die Stärke dieses Druckgradienten und somit auch die Stärke des Polarwirbels beschreibt. Auch hier können wieder die Zeitreihen als Mittelwert über die beiden Perioden betrachtet werden. Mit $0,12$ für die Periode mit hoher Eisbedeckung und $-0,20$ für die Periode mit hoher Eisbedeckung sind die Unterschiede deutlich und entsprechen somit der aus Abbildung 4.59c gewonnenen Erwartung eines abgeschwächten Polarwirbels im Zeitraum mit niedriger Eisbedeckung.

Die Beobachtungen sind zunächst vor dem Hintergrund der natürlichen Variabilität zu sehen. In der Periode mit hoher Eiskonzentration im Sommer gab es in den nachfolgenden Wintern starke Schwankungen sowohl in Bezug auf die AO als auch bezüglich der Stabilität des Polarwirbels. Deshalb soll an dieser Stelle diese Referenzperiode in zwei separate Abschnitte unterteilt werden. Zum einen sei dies der Zeitraum der Winter 1979/1980 bis 1988/1989 zum anderen die Winter 1990/1991 bis 1998/1999. Charlton und Polvani (2007) zählen neun plötzliche Stratosphärenwärmungen (sudden stratospheric warming, SSW) im Zeitraum 1980 bis 1989, während sie von 1990 bis 1999 nur zwei SSWs feststellen. Weiterhin lag der mittlere Index der AO in den 1980ern bei $-0,08$ und in den 1990ern bei $0,16$.

Abbildung 4.60 zeigt die Differenzen für das Geopotential in 500 und 10 hPa sowohl zwischen den 1980ern und 1990ern als auch zwischen der Periode mit niedrigem Eis, also die Winter 2000/2001 bis 2011/2012, und jeweils den 1980ern und 1990ern. Für den Vergleich der 1980er mit den 1990ern ist in der Troposphäre in Abbildung 4.60a das erwartete Muster zu sehen, welches dem einer negativen AO-Phase ähnlich ist. Gegenüber den 1990ern, in welchen die AO besonders positiv war, sind positive Anomalien in den arktischen Regionen und negative Anomalien in den mittleren Breiten vorzufinden. Untypisch ist, dass die positive Anomalie über dem östlichen Atlantik sehr weit bis nach Süden vordringt. Dennoch entspricht das Muster weitestgehend einem abgeschwächtem Druckgradienten zwischen mittleren und hohen Breiten. Eine negative AO-Phase ist auch durch eine stärkere Ausprägung des stationären Wellenmusters geprägt. Entsprechend stimmen die Anomalien auch mit den als grüne Konturen gezeigten Klimatologien des Geopotentials mit abgezogenem Zonalmittel überein, welches stationären Wellen zeigt. In der Stratosphäre in 10 hPa ist in Abbildung 4.60b eine Dipolanomalie zu sehen mit einem positiven Zentrum über dem westlichen Sibirien und einem negativen Zentrum über dem Nordwesten Kanadas. Im klimatologischen Mittel liegt das Minimum der geopotentiellen Höhe leicht entlang des 30° O Meridians nach Süden verschoben. Dies ist sowohl anhand der Klimatologie in Abbildung 4.59c zu erkennen als auch in Form der stationären Welle in der entsprechende Klimatologie in Abbildung 4.60b. Die Dipolanomalie führt für die 1980er demnach zu einem einerseits aufgefülltem klimatologischen Minimum des Geopotentials und andererseits zu dessen Verschiebung in Richtung Beaufortsee. Weiterhin reichen positive Anomalien in den mittleren Breiten vom Atlantik über Europa bis nach Asien, wodurch die Ausdehnung des negativen Luftdruckgradienten in die mittleren

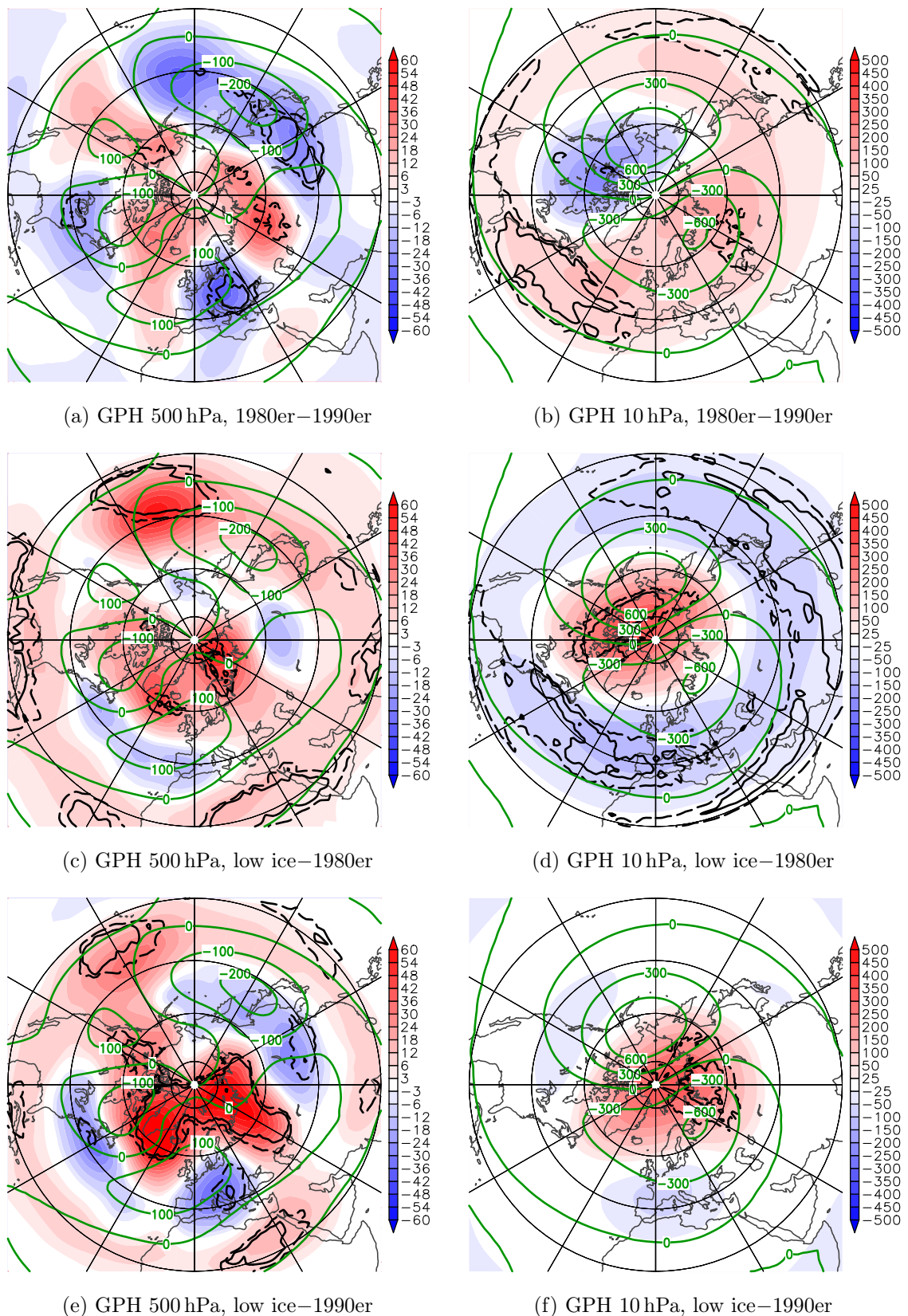


Abbildung 4.60: Geopotentielle Höhe (gpm) in 500 hPa (a, c, e) und 10 hPa (b, d, f) gemittelt von Dezember bis Februar als Differenz der Perioden 1979/1980 bis 1988/1989 und 1989/1990 bis 1998/1999 (1980er–1990er; a, b), 2000/2001 bis 2011/2012 und 1979/1980 bis 1988/1989 (low ice–1980er; c, d) und 2000/2001 bis 2011/2012 und 1989/1990 bis 1998/1999 (low ice–1990er; e, f) in ERA Interim. Grüne Konturen zeigen die Klimatologie als Abweichung vom Zonalmittel, schwarze Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95%-Niveau (durchgezogen) und 90%-Niveau (gestrichelt).

Breiten verringert wird.

Wird nun die Winterperiode infolge verringerter Meereisbedeckung im Sommer mit diesen beiden Referenzperioden verglichen, ist zunächst festzustellen, dass die Anomalien jenen in Abbildung 4.59 ähneln. Sowohl in 500 hPa als auch in 10 hPa ist das grundlegende Muster eines verringerten meridionalen Luftdruckgradienten wiedergegeben. In 500 hPa ist dabei auch klar zu erkennen, dass der Vergleich der Periode mit niedriger Eisbedeckung mit den 1990ern größere Differenzen liefert. Dies liegt an der in den 1990ern im Mittel positiven AO, deren Anomalien somit stärker von jenen in der Periode mit niedriger Meereiskonzentration abweichen, da hier Muster vergleichbar mit einer negativen AO vorliegen. Zumindest die positive Anomalie über dem arktischen Ozean ist aber auch im Vergleich mit den 1980ern signifikant, sodass die Anomalien in der Periode mit niedriger Eisbedeckung sowohl jene der 1990er als auch jene der 1980er übertreffen. Dies betrifft vor allem auch die Anomalie im südlichen Bereich des Aleutentiefs. Sie tritt in der Periode mit niedriger Eisbedeckung im Vergleich zu beiden Referenzperioden signifikant in Erscheinung. Dabei ist diese Anomalie im Vergleich mit den 1990ern schwächer zu sehen, was wiederum mit der in den 1990ern positiven Phase AO zusammen hängt, welche selbst eine positive Anomalie im Bereich der Aleuten zeigt.

In der Stratosphäre ist im Vergleich mit beiden Referenzperioden ein ähnliches Muster vorzufinden. Vor allem die positive Anomalie über dem arktischen Ozean ist sowohl im Vergleich mit den 1980ern (Abbildung 4.60d) als auch mit den 1990ern (Abbildung 4.60f) signifikant vorhanden und konsistent mit einem geschwächten Polarwirbel in der Periode mit niedriger Eisbedeckung. In den mittleren Breiten zeigen sich die deutlichsten negativen Differenzen im Vergleich mit den 1980ern, trotz des in dieser Periode selbst eher schwachen Polarwirbels. Dies ist jedoch kein Widerspruch, da sie im Zusammenhang mit der bereits beschriebenen Verschiebung des Wirbels und der geringeren Ausdehnung des negativen Druckgradienten in die mittleren Breiten stehen.

Bisher wurde die Schwächung des Polarwirbels nur anhand des Geopotentials in 10 hPa

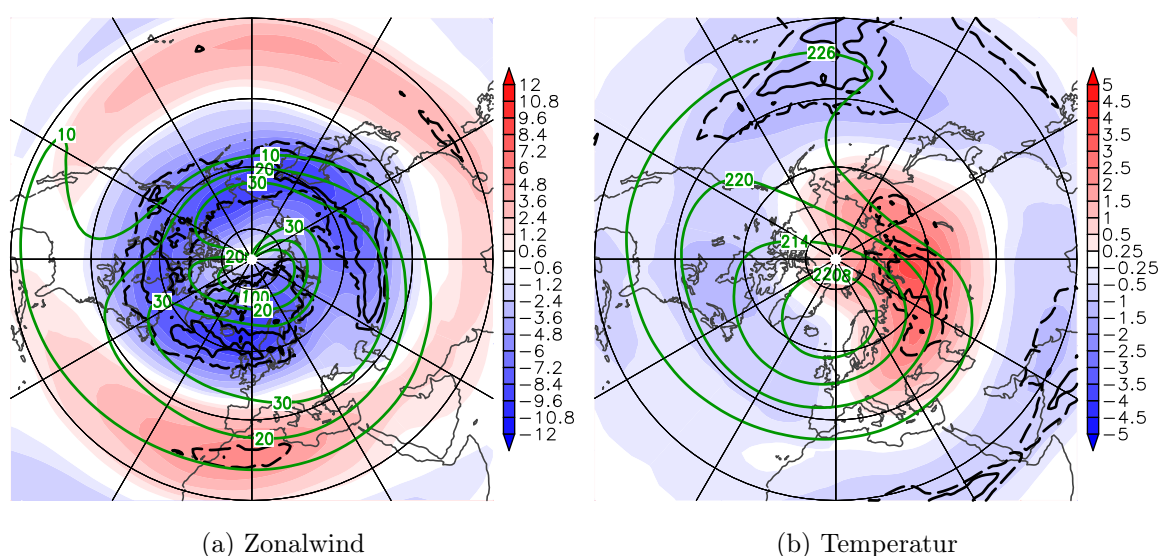


Abbildung 4.61: Zonalwind (a, in m/s) bzw. Temperatur (b, in K) in 10 hPa gemittelt von Dezember bis Februar als Differenz der Zeiträume 2000/2001 bis 2011/2012 und 1979/1980 bis 1999/2000 in ERA Interim. Grüne Konturen zeigen die Klimatologie, schwarze Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

diskutiert. Entsprechend der geostrophischen Windbeziehung (3.4) wird dieser ebenfalls sichtbar, wenn der Zonalwind in 10 hPa als Differenz zwischen der Periode mit niedriger und jener mit hoher Eisbedeckung in Abbildung 4.61a betrachtet wird. Eine signifikante negative Anomalie zwischen 50° und 80° N zeigt die niedrigeren Windgeschwindigkeiten, welche konsistent sind mit einem verringerten Luftdruckgradienten. Innerhalb eines stabilen Polarwirbels ist die durch Wellen begünstigte meridionale Durchmischung bzw. die direkt durch Wellen ausgelöste adiabatische Erwärmung nur sehr gering, weshalb die Temperaturen in der polaren Stratosphäre im Winter stark abfallen, begünstigt dadurch, dass keine Erwärmung durch solare Strahlung vorliegt. Ein verringerter Zonalwind steht aber auch im Zusammenhang mit einer verstärkten Wellenaktivität, welche im Anschluss diskutiert wird. Im Falle eines geschwächten Polarwirbels, wie hier bei verringerter Eisbedeckung festgestellt, steigt demnach die Durchmischung und adiabatische Erwärmung, was anhand von erhöhten Temperaturen in Abbildung 4.61b sichtbar ist. Auch in Abbildung 4.57 zeigt sich eine Erwärmung der Stratosphäre im Zusammenhang mit Meereisänderungen anhand des von der Troposphäre bis in die untere Stratosphäre reichenden negativen Regressionskoeffizienten.

Um den möglichen Zusammenhang zwischen den beobachteten Änderungen der atmosphärischen Bedingungen im Winter infolge der Meereisabnahme im Sommer statistisch weitergehend zu betrachten, wurde eine MCA zwischen dem Feld der Meereiskonzentration im

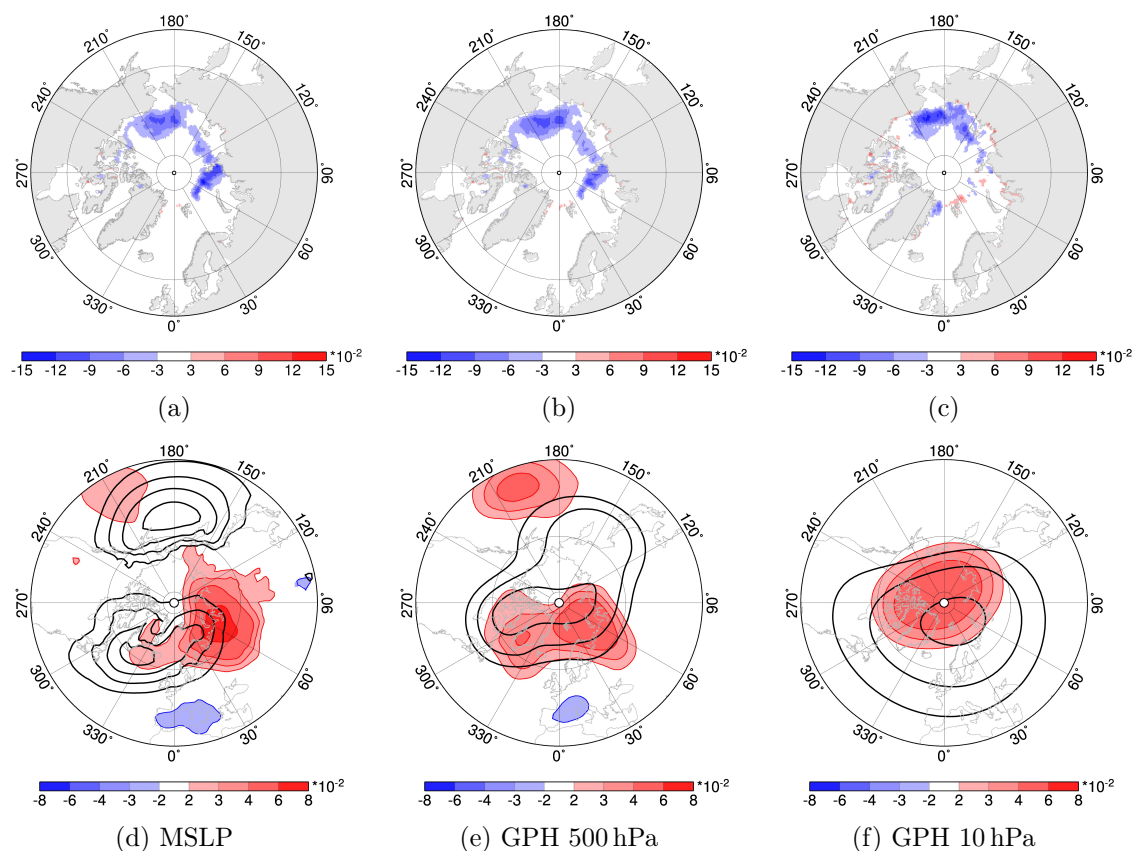


Abbildung 4.62: Erste gekoppelte MCA Muster ohne physikalische Einheit zwischen der Meereiskonzentration (HadISST1, obere Reihe) im August/September 1979 bis 2011 und Bodenluftdruck bzw. Geopotenzial (ERA-Interim, untere Reihe) im Dezember bis Februar 1979/1980 bis 2011/2012. Die gekoppelten Muster stehen untereinander. Schwarze Konturen zeigen die Klimatologien.

August/September und den Feldern des Bodenluftdrucks bzw. der geopotentiellen Höhe in 500 und 10 hPa durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.62 und 4.63 dargestellt. Für die ersten gekoppelten Muster in Abbildung 4.62 zeigen sich in allen drei Höhen sehr ähnliche Muster der Meereisabnahme, welche mit Korrelationskoeffizienten $r > 0,9$ untereinander korreliert sind. Die jeweiligen gekoppelten Muster des Drucks bzw. der geopotentiellen Höhe sind in Bezug auf die Abnahme des meridionalen Druckgradienten im Falle verringerter Meereisbedeckung ebenfalls sehr ähnlich. In der Troposphäre ist dabei zwischen dem Bodenluftdruck (Abbildung 4.62d) und dem Geopotential in 500 hPa (Abbildung 4.62e) ein nahezu barotropes Muster zu erkennen, welches vor allem über dem Atlantik abweicht. Insgesamt ergibt sich darüber hinaus eine gute Übereinstimmung mit den Anomalien des Periodenvergleichs in Abbildung 4.59. Das erste gekoppelte Muster für den Bodenluftdruck mit der Meereiskonzentration erklärt 54 % der Kovarianz (Abbildung 4.62d), für das gekoppelte Muster des Geopotentials in 500 hPa sind es 55 % (Abbildung 4.62e) und in 10 hPa sind es 61 % (Abbildung 4.62f). Eine Korrelation mit der AO lässt sich für die Zeitreihe des ersten gekoppelten Musters des Bodenluftdrucks mit $r = -0,74$ feststellen. Weiterhin existiert eine schwache Korrelation mit der NAO von $-0,57$. In 500 hPa sinkt die Korrelation mit der AO auf $r = -0,57$ ab, für die NAO liegt sie bei $r = -0,47$. Abnehmende Meereisbedeckung steht demnach statistisch zum Teil mit einer geschwächten AO/NAO im Zusammenhang. In 10 hPa zeigt das an das abnehmende Meereis gekoppelte Geopotential-Muster die schon zuvor beobachtete positive Anomalie über dem arktischen Ozean. Dementsprechend ist der meridionale Druckgradient geschwächt, was einen schwächer ausgeprägten Polarwirbel in Folge einer Meereisabnahme anzeigt.

Die zweiten gekoppelten Muster der MCA in Abbildung 4.63 erklären 19 % Kovarianz im Zusammenhang mit dem Bodenluftdruck und 15 % bzw. 18 % im Falle des Geopotentials in 500 bzw. 10 hPa. Die gekoppelten Meereisanomalien zeigen untereinander sehr ähnliche Muster, wobei die Zeitreihen der Meereisanomalie der troposphärischen Muster mit $r = 0,93$ stark miteinander korreliert sind. Die entsprechenden Korrelationen bezüglich des stratosphärischen Musters liegen bei jeweils etwa $r = 0,78$. Die Meereisanomalie zeigt vor allem eine Abnahme in der Ostsibirischen See und Beaufortsee aber auch eine Zunahme im Bereich Laptev-, Kara- und Barentssee bis zur Framstraße. In der Troposphäre ist dieses Muster mit der bereits vorher aufgetretenen positiven Druckanomalie über dem pazifischen Ozean gekoppelt. Die Zeitreihe des Geopotentials in 500 hPa ist dabei mit $r = -0,69$ mit der PNA korreliert. Im atlantischen Raum ähneln die Muster in Anbetracht der negativen Anomalie im Bereich Islands denen einer positiven Phase der NAO und zeigen auch eine entsprechende Korrelation der Zeitreihe von $r = 0,86$ mit der NAO. Das stationäre Wellenmuster über dem Pazifik wird durch die positive Anomalie verschoben, wobei die negative Anomalie des klimatologischen Wellenmusters geschwächt wird. Im atlantischen Raum ist eine leichte Verstärkung des stationären Wellenmusters sichtbar. In der Stratosphäre ist ein Dipolmuster zu erkennen mit einer positiven Anomalie über Nordamerika und einer negativen Anomalie über Sibirien. Diese Anomalien verstärken das stationäre Wellenmuster und verschieben es leicht in Richtung Westen. Beachtet werden muss, dass die zweite MCA nicht direkt den Abnahmetrend des Meereises widerspiegelt. Somit tretend durchaus auch die umgekehrten Muster in der Phase mit niedriger Eisbedeckung auf, also Muster mit Ähnlichkeit zur negativen Phase der NAO und ein

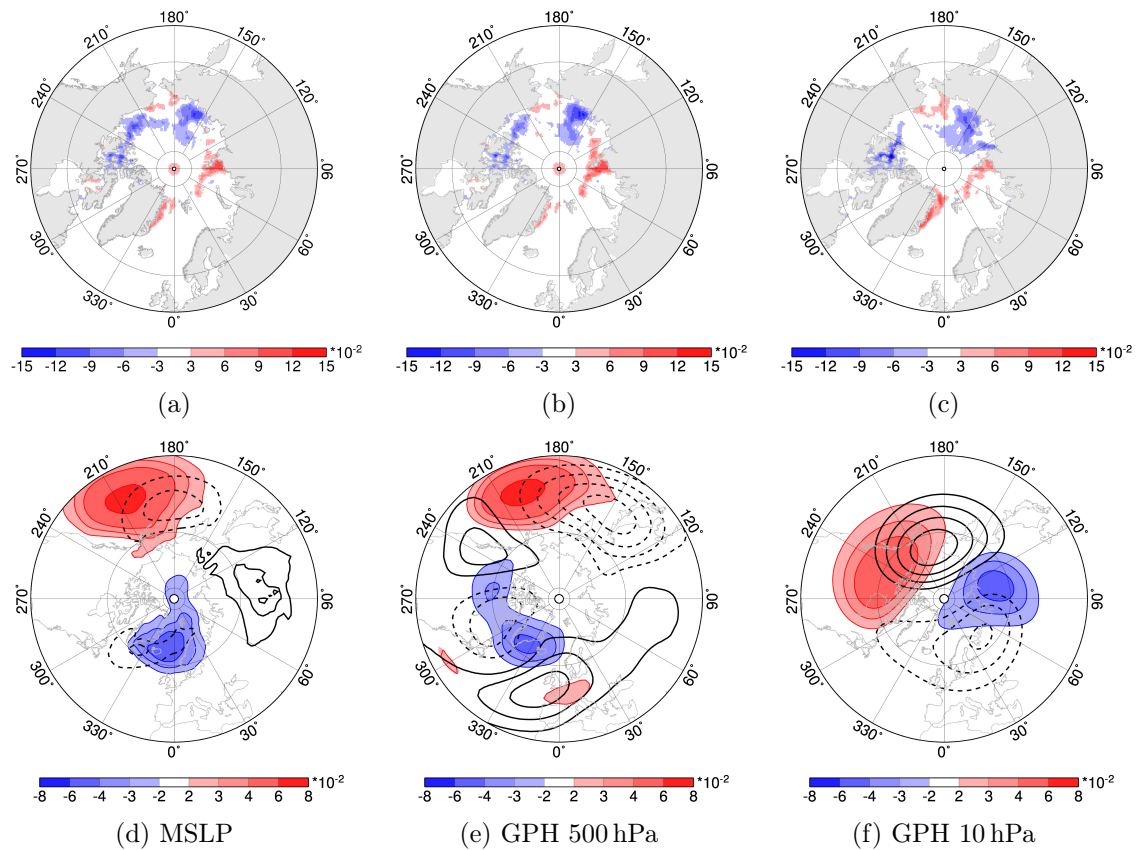


Abbildung 4.63: Zweite gekoppelte MCA Muster ohne physikalische Einheit zwischen der Meereiskonzentration (HadISST1, obere Reihe) im August/September 1979 bis 2011 und Bodenluftdruck bzw. Geopotenzial (ERA-Interim, untere Reihe) im Dezember bis Februar 1979/1980 bis 2011/2012. Die gekoppelten Muster stehen untereinander. Schwarze Konturen zeigen die Klimatologien.

abgeschwächtes Aleutentief. Es ergibt sich demnach innerhalb der zweiten Muster der MCA ein möglicher Zusammenhang zwischen negativen Meereisanomalien im pazifischen Teil des arktischen Ozeans, der positiven troposphärischen Druckanomalie im südlichen Bereich des Aleutentiefs und einer verstärkten stationären Welle in der Stratosphäre. Jedoch ergibt sich keine direkte Erklärung für die positive Druckanomalie in der Periode mit niedriger Eisbedeckung, da hier nicht bevorzugt das entsprechende Muster der MCA vorlag. Übereinstimmend zu bemerken ist, dass zuvor bereits der pazifische Meereisindex in Abbildung 4.57 stärkere stratosphärische Anomalien gezeigt hat.

Um ein zusätzliches Maß für die Wellenaktivität in der Stratosphäre zu erhalten, wurde eine weitere MCA mit dem Feld der Meereiskonzentration im August/September und dem Feld des meridionalen Wärmeflusses auf planetarer Skala durchgeführt. Das erste gekoppelte Muster in Abbildung 4.64 erklärt 36 % der Kovarianz zwischen beiden Feldern und zeigt für das Meereis wieder den abnehmenden Trend in der ganzen Arktis. Das Muster des zehn bis 90 Tage gefilterten meridionalen Wärmeflusses zeigt eine starke positive Anomalie über Sibirien und eine weitere etwas schwächere über dem Atlantik. Demgegenüber liegt eine negative Anomalie, welche sich von Kanada über die Beaufortsee und Alaska bis nach Ostsibirien zieht. Zusammen ergibt dies ein Muster mit der Wellenzahl 1, wobei insbesondere durch die positiven Anomalien das klimatologische Mittel verstärkt wird. Eine verstärkte Aktivität auf planetarer Skala sowie eine Verstärkung der stationären Wellenmuster bei verringerter Eisbedeckung

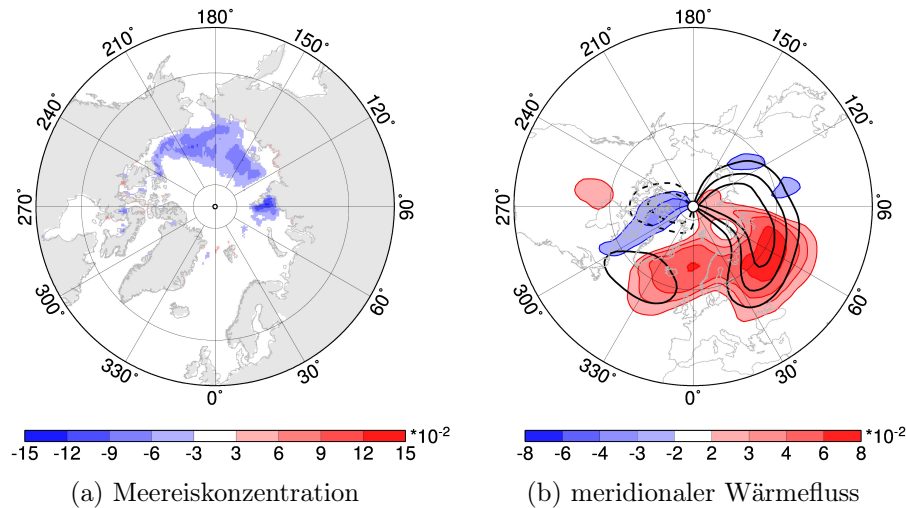


Abbildung 4.64: Erstes gekoppeltes MCA Muster ohne physikalische Einheit zwischen der Meereiskonzentration (HadISST1, a) im August/September 1979 bis 2011 und dem 10 bis 90 Tage gefilterten meridionalen Wärmefluss $\overline{v'T'}$ in 10 hPa (ERA-Interim, b) im Dezember bis Februar 1979/1980 bis 2011/2012. Schwarze Konturen zeigen die Klimatologien.

steht im Einklang mit einem geschwächten Polarwirbel. Dabei ist nicht geklärt, inwiefern diese Anomalien des Wärmeflusses auf planetarer Skale mit SSWs zusammenhängen. Die Anzahl der SSWs lag in der Periode mit niedriger Eisbedeckung wieder auf dem hohen Niveau der 1980er (Charlton und Polvani 2007), wobei eine eigene Betrachtung anhand des Verlaufs der stratosphärischen Temperatur zeigt, dass es in jedem Jahr dieser Periode ein SSW Ereignis gab. Weiterhin traten im Januar 2009 und 2010 SSWs mit Rekordwerten der Aktivität planetarer Wellen auf (Ayarzagüena et al. 2011). SSWs könnten demnach eine maßgebliche Ursache für die Anomalien in Abbildung 4.64b darstellen.

Die Kopplung zwischen Troposphäre und Stratosphäre erfolgt durch sich vertikal ausbreitende Wellen. Entsprechend ist zu erwarten, dass das Auftreten von Anomalien ähnlich einer negativen AO-Phase in der Troposphäre und einem schwächeren Polarwirbel in der Stratosphäre infolge der verringerten Eisausdehnung in der Arktis verbunden sind mit einer verstärkten Ausbreitung von planetaren Wellen von der Troposphäre in die Stratosphäre. In Abbildung 4.65 ist die vertikale Komponente des zehn bis 90 Tage gefilterten trockenen EP-Flusses (Abschnitt 3.2) im Dezember für die 1980er, die 1990er und die Periode mit niedriger Eisausdehnung gegenübergestellt. Die geringste vertikale Ausbreitung zeigt sich in den 1980ern. In den 1990ern sind die vertikalen EP-Flüsse zwischen 50° und 75° N nahezu in der gesamten Troposphäre und Stratosphäre gegenüber den 1980ern verstärkt. Gleichzeitig fällt auf, dass in den 1990ern die vertikalen EP-Flüsse nördlich von 75° N besonders schwach sind. In der Periode mit niedriger Eisausdehnung sind die vertikalen Flüsse vor allem nördlich von 60° N stark ausgeprägt und gegenüber den 1990ern noch einmal größer. Dies bestätigt auch die Differenz in Abbildung 4.65d, welche im Vergleich mit der gesamten Periode mit höherer Eisbedeckung eine teilweise signifikante jedoch durchgehend positive Anomalie ab 300 hPa nördlich von 70° N zeigt. Vertikale Flüsse in arktischen Breiten treten in dieser Intensität nur in der Periode mit niedriger Eisausdehnung auf. Somit stellt dies eine mögliche Erklärung dar, wie Zirkulations-Anomalien ausgelöst durch die verringerte Eisausdehnung von der Troposphäre bis in die Stratosphäre wirken können.

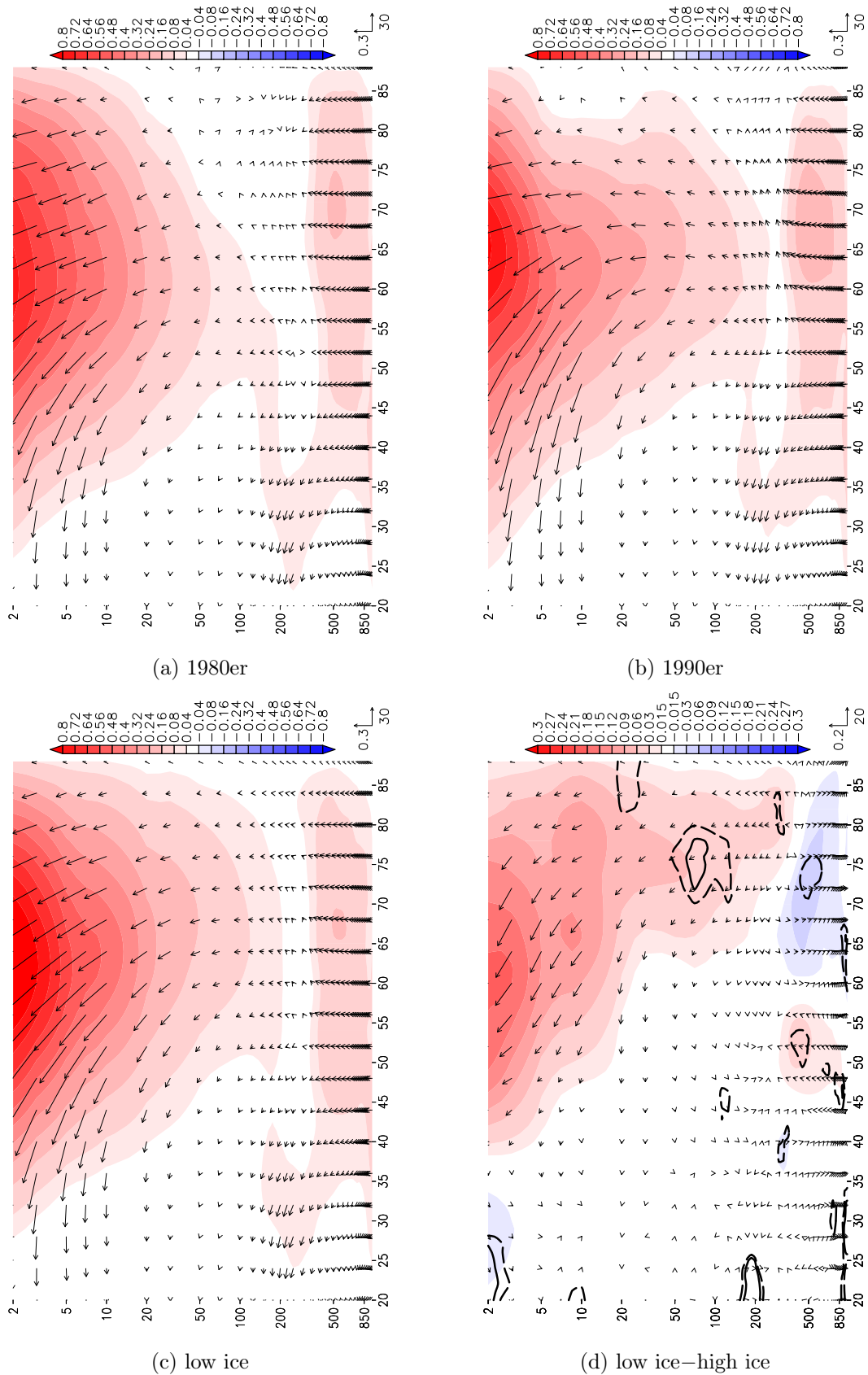


Abbildung 4.65: Zonalmittel der 10 bis 90 Tage gefilterten vertikalen Komponente des EP-Flusses (z -Komponente in Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt im Dezember für die Perioden 1979 bis 1988 (1980er, a), 1989 bis 1998 (1990er, b), 1979 bis 1999 (high ice) und 2000 bis 2011 (low ice, c) und als Differenz der Perioden 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999 (low ice–high ice, d) in ERA Interim. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

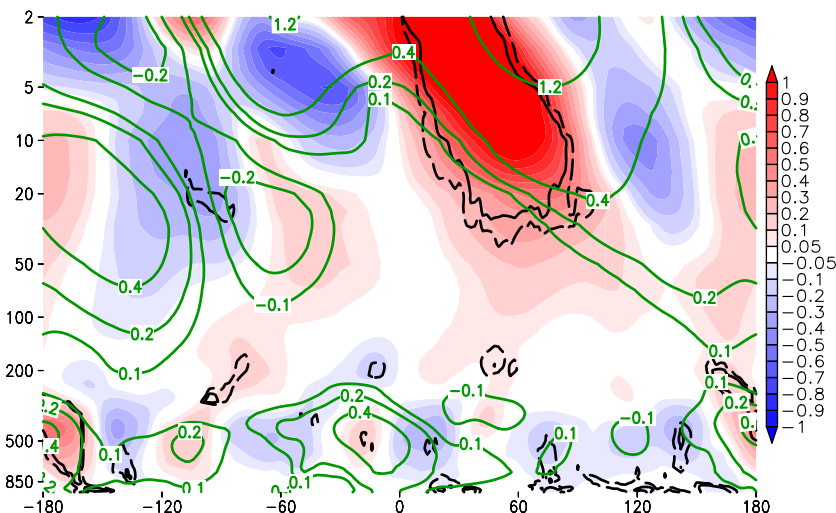


Abbildung 4.66: Meridionalmittel von 66° bis 80° N der 10 bis 90 Tage gefilterten vertikalen Komponente des EP-Flusses (m^2/s^2) gemittelt im Dezember als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999 in ERA Interim. Grüne Konturen zeigen die Klimatologie, schwarze Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

In Abbildung 4.66 wird die Differenz der vertikalen EP-Flüsse zwischen der Periode mit niedriger und hoher Eisausdehnung noch einmal als Mittel von 66° bis 80° N längenabhängig dargestellt. In der Stratosphäre treten die größten signifikanten Änderungen zwischen 0° und 100° O auf. Die gleichzeitig gezeigten Klimatologien zeigen an, dass das stationäre Wellenmuster durch die Differenzen verstärkt wird, was wiederum konsistent ist mit einem stärker gestörten Polarwirbel. Zwischen 300 und 100 hPa ist die vertikale Komponente nur sehr schwach ausgeprägt (Abbildung 4.26), was auch in den Differenzen der Fall ist. Troposphärische Differenzen, die diesen Höhenbereich erreichen, sind über dem Pazifik bei 180° zu finden. Das ist konsistent mit Plumb (1985), welcher die stärkste vertikale Ausbreitung planetarer Wellen von der Troposphäre in die Stratosphäre im pazifischen Raum ausgemacht hat. Eine mögliche Verbindung dieser troposphärischen Anomalie mit jener in der Stratosphäre, welche nach Westen versetzt ist, erscheint möglich, da sich planetare Wellen horizontal nach Westen ausbreiten.

Die Troposphäre im pazifischen Raum stellt eine Schlüsselrolle dar. Mit der positiven Anomalie im vertikalen EP-Fluss tritt auch eine Veränderung des Divergenzmusters auf. Es ändert sich also auch der Antrieb des Zonalwindes durch Wellen und anderen Störungen. Abbildung 4.67 zeigt ein Meridionalmittel von 30° bis 50° N der zehn bis 90 Tage gefilterten Divergenz des EP-Flusses. Zwischen 180° und 60° W treten abwechselnd positive und negative Anomalien auf, die somit eine Art Wellenzug darstellen. Diese sind über dem pazifischen Teil auch signifikant und treffen räumlich mit der positiven Druckanomalie im Bereich des Aleutentiefs zusammen, welche u. a. in Abbildung 4.59b im Zusammenhang mit einer verringerten Meereis-konzentration zu sehen ist. Es ist somit möglich, dass diese Druckanomalie ein entscheidender Faktor für die veränderte Wellenausbreitung ist, welche sowohl in der Divergenz (Abbildung 4.67) als auch in der vertikalen Komponente des EP-Flusses (Abbildung 4.66) sichtbar ist. Weiterhin ist in den bisherigen Analysen aufgefallen, dass stratosphärische Änderungen verstärkt mit Änderungen im pazifischen Eisindex bzw. in den MCAs mit Eisanomalien zwischen

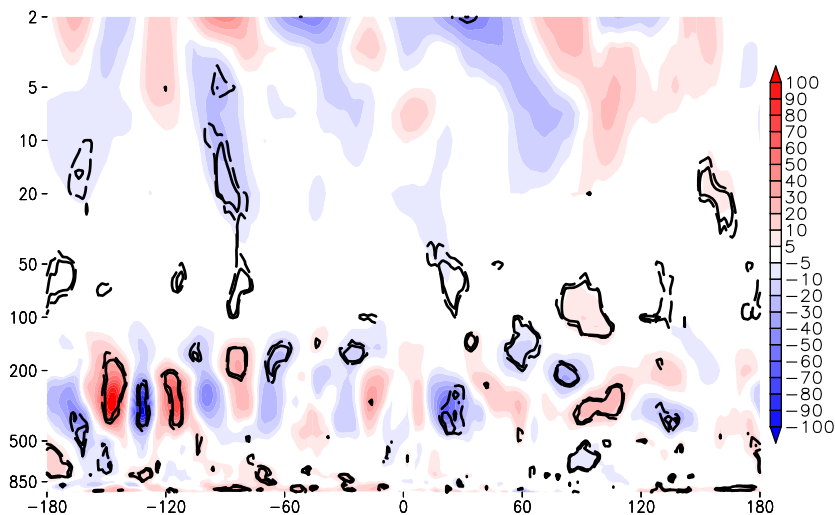


Abbildung 4.67: Meridionalmittel von 30° bis 50° N der 10 bis 90 Tage gefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) gemittelt von Dezember bis Februar als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2011 und 1979 bis 1999 in ERA Interim. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

Sibirischer See und Beaufortsee zusammenhängen. Bildet man einen Index für die pazifische Druckanomalie, indem das 500 hPa Geopotential zwischen 150° und 180° W und 30° und 40° N gemittelt wird, zeigt sich, dass die Korrelation mit dem pazifischen Eisindex ($r = -0,5$) stärker ist als jene mit dem sibirischen Eisindex ($r = -0,3$). Dabei zeigt die negative Korrelation erwartungsgemäß an, dass der Druck über dem Pazifik zunimmt, während das Eis abnimmt.

Nachstehend soll noch ein Blick auf die Oberflächentemperaturen im Winter geworfen werden. Dazu wird eine Regression auf die beiden bereits eingeführten Indizes für den sibirischen und pazifischen Bereich des Meereises durchgeführt, deren Ergebnisse in Abbildung 4.57 dargestellt ist. Über dem arktischen Ozean zeigt sich, wie schon in der darüberliegenden

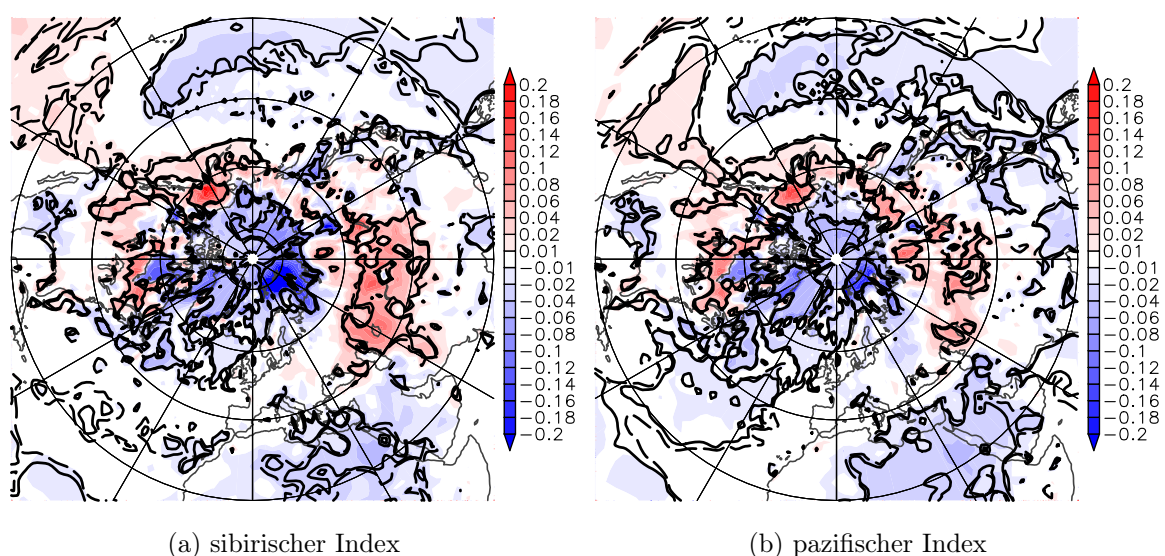


Abbildung 4.68: Regressionskoeffizient (K/%) der Oberflächentemperatur gemittelt von Dezember bis Februar auf den sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Index der Meereiskonzentration im August/September für den Zeitraum 1979/1980 bis 2011/2012. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

Atmosphäre beobachtet, ein negativer Regressionskoeffizient, also steigende Temperaturen bei geringerer Meereiskonzentration. Auffällig ist vor allem der Bereich im südlichen Zentralsibirien mit einem stark positiven Regressionskoeffizienten für den sibirischen Eisindex. Hier kommt es demnach zu einer starken Abkühlung im Falle einer verringerten Eisausdehnung. Dies passt zu den bereits zuvor in Abbildung 4.57a und 4.58a gezeigten Anomalien, welchen im Zonalmittel bereits in diesem Breitenbereich Veränderungen der Temperatur und der baroklinen Instabilität zeigten. Auch hier ist diese Veränderung nur für den sibirischen Index signifikant. Diese Kälteanomalie ist auch insofern interessant, da sie im Zusammenspiel mit den zuvor festgestellten Anomalien ähnlich einer negativen Phase AO oder NAO dazu führen kann, dass auch weitere Bereiche der mittleren Breiten Kälteanomalien erleben. Während einer negativen Phase der AO ist der Westwind, welcher warme ozeanische Luft über die Kontinente tragen kann, geschwächt. Die verstärkte Meridionalisierung der Strömung kann dann kalte kontinentale Luftmassen beispielsweise aus Sibirien bis nach Mitteleuropa vordringen lassen. Da es sich hierbei eher um Kälteperioden handelt, ist es nicht verwunderlich, dass die Regression dies nicht signifikant wiedergibt. Allerdings deutet sich in Abbildung 4.68a auch eine leichte Abkühlung in Mitteleuropa an.

Somit zeigt sich für die beiden hier gezeigten Indizes eine unterschiedliche Charakteristik der Beschreibung atmosphärischer Anomalien. Mit Hinblick auf eine mögliche Entwicklung einer Vorhersage der atmosphärischen Zirkulation auf Basis der Meereiskonzentration ist dies unbedingt zu beachten.

Kapitel 5

Ergebnisse in ECHAM6

Die bisher gemachten Beobachtungen sollen nun anhand des in Abschnitt 3.6 beschriebenen ECHAM6-Modelllaufs nochmals diskutiert werden, wobei die Fragestellung lautet, inwiefern ECHAM6 die Resultate reproduzieren kann. Zuerst werden die Klimatologien mit Fokus auf die diabatische Wärmequelle und EP-Flüsse betrachtet. Danach geht es um die atmosphärischen Änderungen ausgelöst durch die Meereisanomalien. Für den Vergleich gibt es Einschränkungen, die aus dem genutzten Datensatz herrühren. Dieser enthält keine Vertikalgeschwindigkeit, weshalb auch keine Konvektion berechnet werden kann. Daraus resultiert eine unvollständige diabatische Wärmequelle, da diese gemäß Gleichung 2.21 auch Terme mit Vertikalgeschwindigkeit enthält. Für ECHAM6 können somit nur die horizontalen Advektionsterme bestimmt werden:

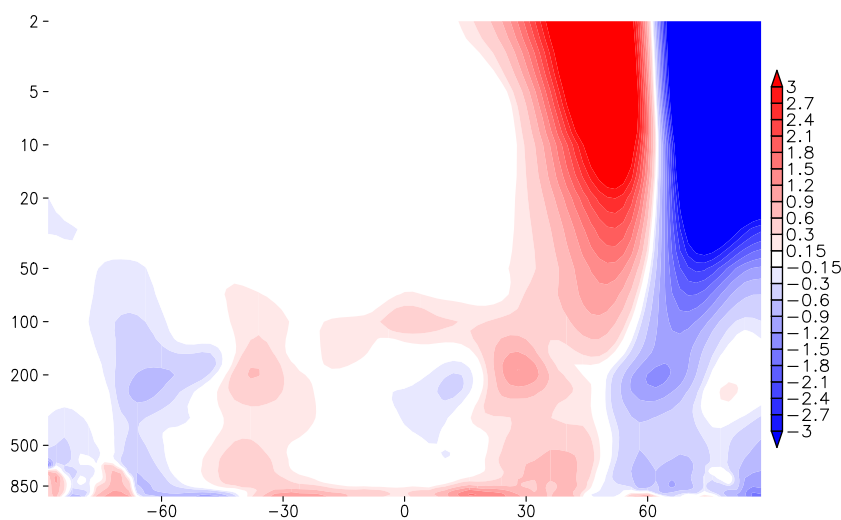
$$\text{horizontale mittlere Advektion: } \overline{\dot{Q}}_1^{MA,hor} = c_p \overline{\mathbf{v}_h \cdot \nabla T} \quad (5.1)$$

$$\text{horizontale turbulente Advektion: } \overline{\dot{Q}}_1^{TA,hor} = c_p \overline{\nabla \cdot \mathbf{v}'_h T'} \quad (5.2)$$

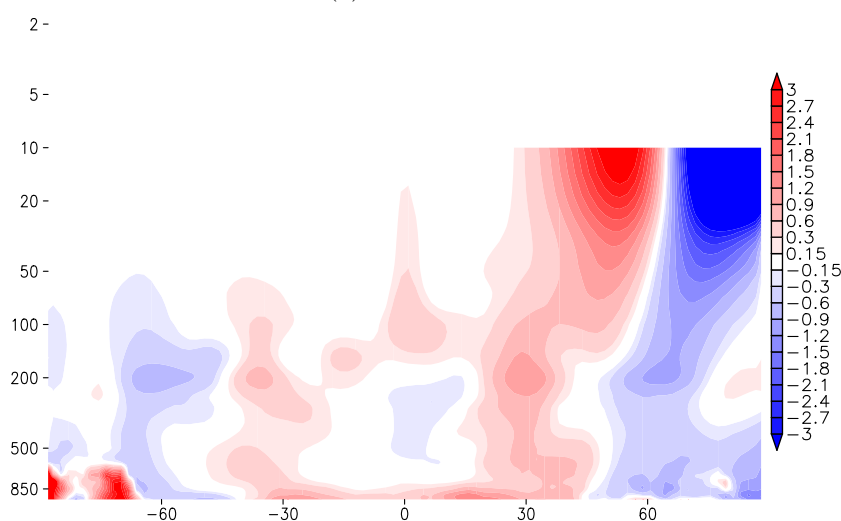
Auf die EP-Flüsse hat dies keine Auswirkungen, da hier die vertikale Geschwindigkeit von vornherein vernachlässigt werden kann. Der verwendete ECHAM6-Datensatz enthält allerdings weiterhin keine Feuchte, somit können hier nur trockene EP-Flüsse betrachtet werden und keine latente Wärme. Vor allem für die Betrachtung der Meereisänderungen ist der kürzere Zeitraum von 1979 bis 2008 der ECHAM6-Daten kritisch. Die Periode mit niedriger Eisbedeckung reicht nur noch bis zum Winter 2007/2008 und kommt somit auf nur acht Jahre. Weiterhin sind Unterschiede in vertikaler Richtung zu beachten. Oberhalb von 10 hPa liegen keine Daten vor. Aufgrund der obendrein geringeren vertikalen Auflösung des verwendeten Datensatzes mit insgesamt 17 Niveaus in ECHAM6 vergleichen mit 32 in ERA-Interim bis 10 hPa sind Abweichungen in der vertikalen Struktur nicht zwangsläufig modellbedingt. Die horizontalen Auflösungen von ECHAM6 (192×96 Punkte auf einen Gauss-Gitter) und ERA-Interim (180×91 Punkte auf einem regulären Gitter) sind in den hier verwendeten Datensätzen jedoch vergleichbar.

5.1 Die Zirkulation in ECHAM6

Die Abweichungen zwischen ERA-Interim und ECHAM6 in grundlegenden Größen wie Wind, Temperatur oder auch im Temperaturgradienten sind gering und nicht Gegenstand der Diskussion im Rahmen dieser Arbeit. Abbildung 5.1 zeigt die diabatische Wärmequelle für die Monate Dezember bis Februar des gesamten ECHAM6-Zeitraums mit den zuvor genannten Einschränkungen, dass nur die horizontale Advektion berechnet werden konnten. Deshalb ist auch das entsprechende Bild aus ERA-Interim gegenübergestellt. Grundsätzlich zeigt sich das gleiche Muster in ECHAM6 und ERA-Interim. Es deutet sich an, dass die Beträge nördlich von 30° N in ECHAM6 etwas kleiner ausfallen; auch oberhalb von 100 hPa in der Stratosphäre ist dies der Fall. Zwischen 30° S und 30° N sind die Beträge dann etwas größer, während sie in der verbleibenden Südhemisphäre gegenüber ERA-Interim wieder etwas kleiner ausfallen. Da hier nur die mittleren und makroturbulenten horizontalen Advektionsterme gezeigt wer-



(a) ERA-Interim

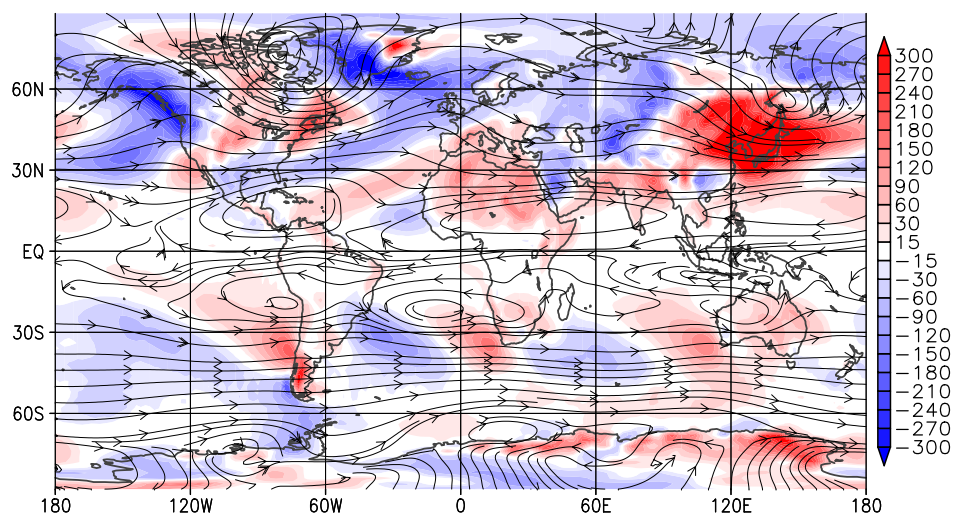


(b) ECHAM6

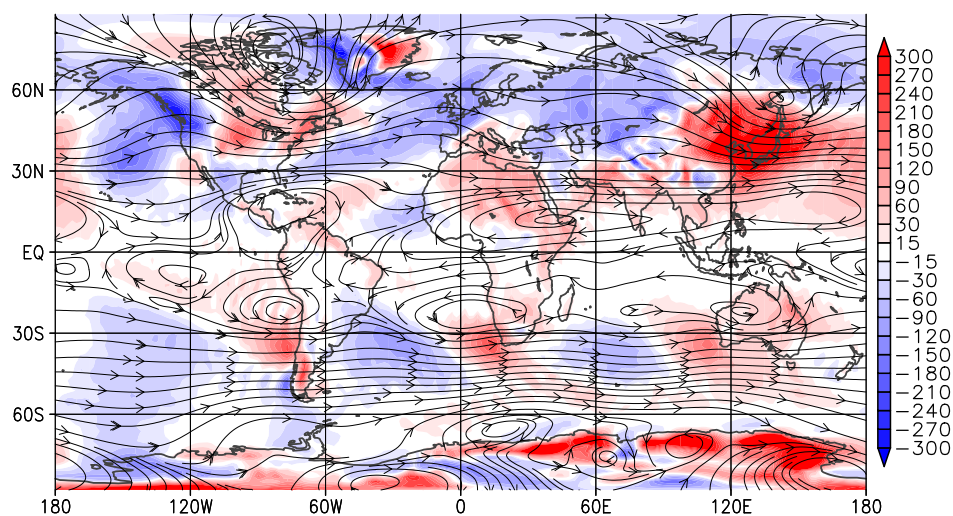
Abbildung 5.1: Zonalmittel der Summe der mittleren und makroturbulenten horizontalen Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 5.1+5.2 in K/d) gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008.

den, ist davon auszugehen, dass in den Tropen die horizontale Advektion über- und in den mittleren und polaren Breiten unterschätzt wird. Allerdings sind vor allem die Tropen auch durch Konvektion geprägt, welche hier nicht abgebildet werden kann.

In Abbildung 5.2 sind die mittleren Advektionsterme als vertikales Integral dargestellt. Die Muster sind auch horizontal aufgelöst zwischen ECHAM6 und ERA-Interim sehr ähnlich. Die deutlichsten Unterschiede treten bei Grönland und über der Antarktis auf, also in sowohl hochliegenden als auch eisbedeckten Gebieten. Dass diese Abweichungen mit der Orographie in Zusammenhang stehen, erscheint durchaus möglich, da auch im Bereich des Himalaya leicht veränderte Muster auftreten. In den mittleren Breiten treten die größten Veränderungen über dem Nordpazifik auf. ECHAM6 zeigt hier einen relativ klar bei 170° W getrennten Dipol mit positiven Werten über dem Westpazifik und negativen Werten über dem Ostpazifik. Gegenüber ERA-Interim fehlt die negative Anomalie um 30° N, welche dort bereits bei 160° O anfängt und auch mit einem intensiveren Westwindfeld einhergeht. Am Rand des amerika-

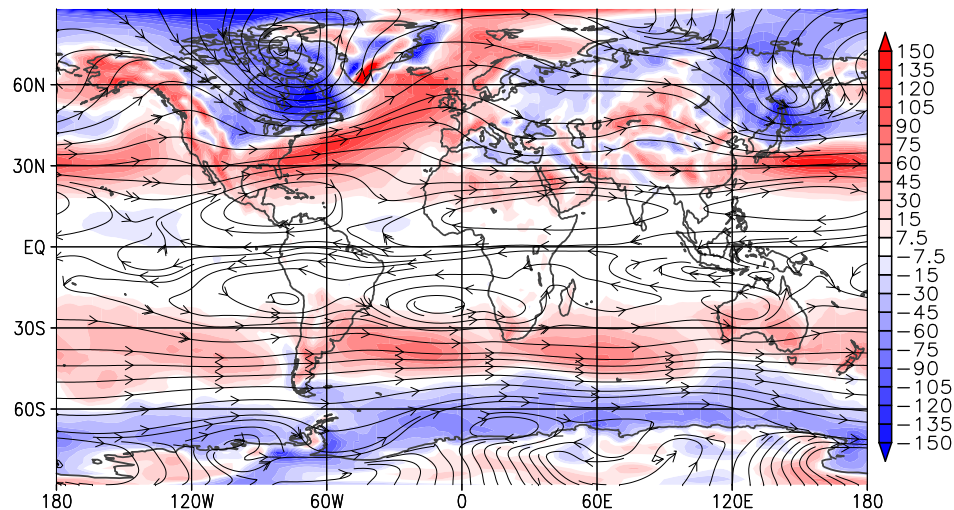


(a) ERA-Interim

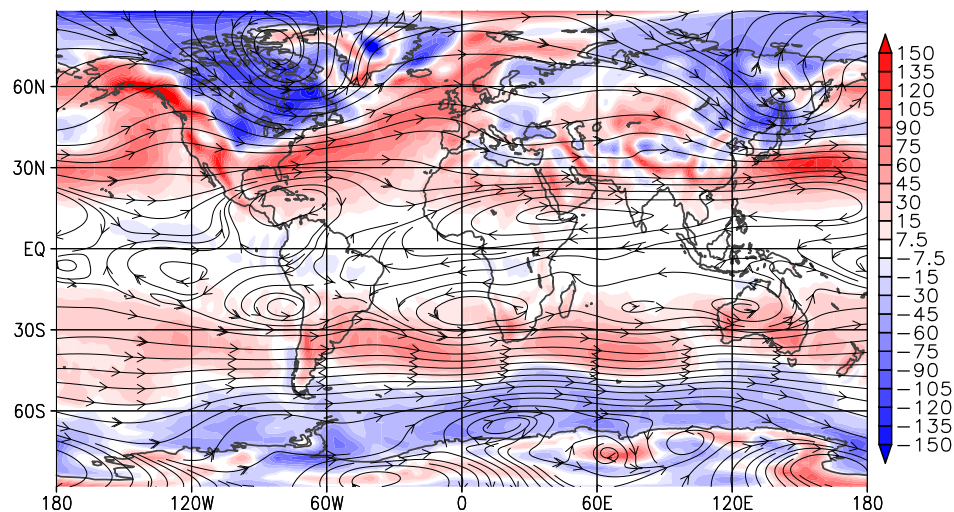


(b) ECHAM6

Abbildung 5.2: Vertikales Integral der horizontalen mittleren Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 5.1 in W/m^2) gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008.



(a) ERA-Interim

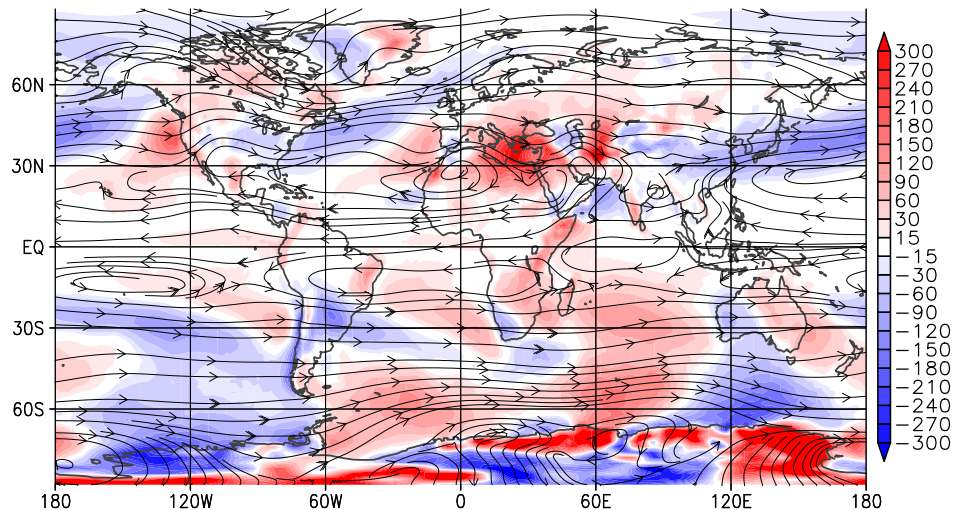


(b) ECHAM6

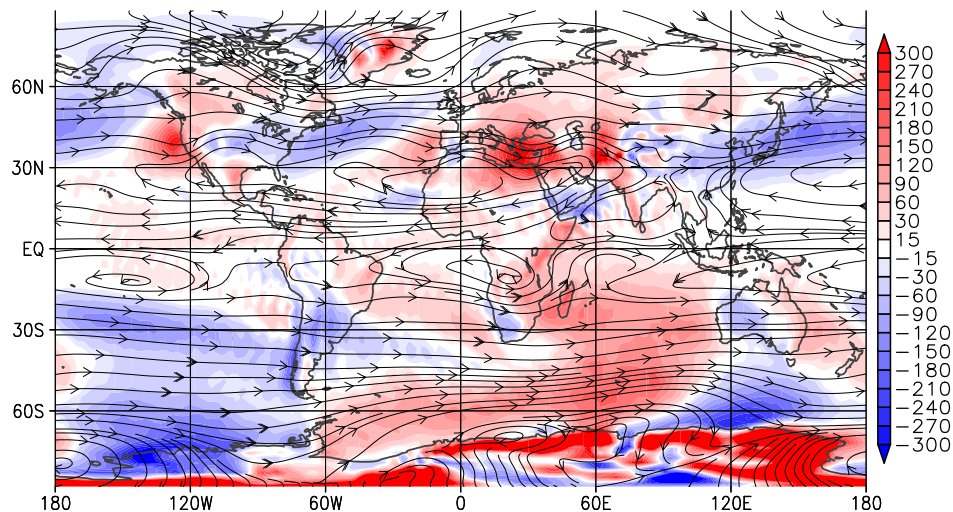
Abbildung 5.3: Vertikales Integral der horizontalen makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 5.2 in W/m^2) gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008.

nischen Kontinents fehlt dann auch ein Teil der stark negativen Anomalie. Möglicherweise hängen diese Änderungen mit dem pazifischen Strahlstrom zusammen. Insgesamt fallen über dem Pazifik auch die deutlichsten Änderungen im 500 hPa-Windfeld auf. Bei 60°S tritt zwischen 160°O und 140°W eine viel stärkere Südkomponente der mittleren Stömung auf, wobei es entlang dieser Strömung zu einer zusätzlichen Abkühlung kommt, die in ERA-Interim nicht auftritt.

Die makroturbulenten Advektionsterme in Abbildung 5.3 zeigen zunächst auch keine deutlichen Abweichungen der Muster. Über dem Südpazifik sind die makroturbulenten Advektionsterme zwischen 180° und 120°W betragsmäßig kleiner. Über dem Nordpazifik treten Abweichungen zwischen ECHAM6 und ERA-Interim auf, die vor allem aus in ECHAM6 stärkeren makroturbulenten Advektionstermen an der amerikanischen Küste und dem östlichen Pazifik resultieren. Über dem Atlantik hingegen sind die positiven Werte im Bereich des Stormtracks verringert.



(a) ERA-Interim



(b) ECHAM6

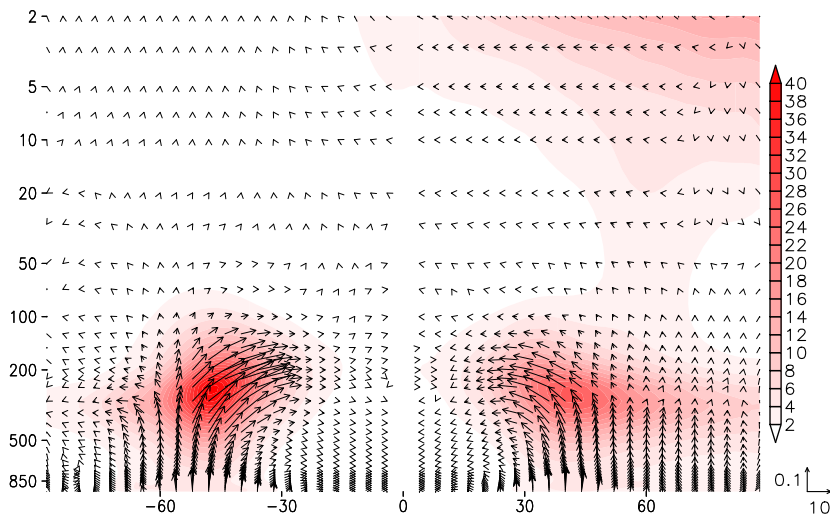
Abbildung 5.4: Vertikales Integral der horizontalen mittleren Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle (Gl. 5.1 in W/m^2) gemittelt von Juni bis August und von 1979 bis 2007.

Die Unterschiede zwischen ECHAM6 und ERA-Interim bezüglich der hier auswertbaren Terme der diabatischen Wärmequelle sind auch in anderen Jahreszeiten kaum größer. Abbildung 5.4 zeigt an dieser Stelle noch das vertikale Integral der mittleren Advektionsterme von Juni bis August. Hier sind Abweichungen im Bereich des Südatlantiks und indischen Ozeans sichtbar, wobei die Werte in ECHAM6 größer ausfallen.

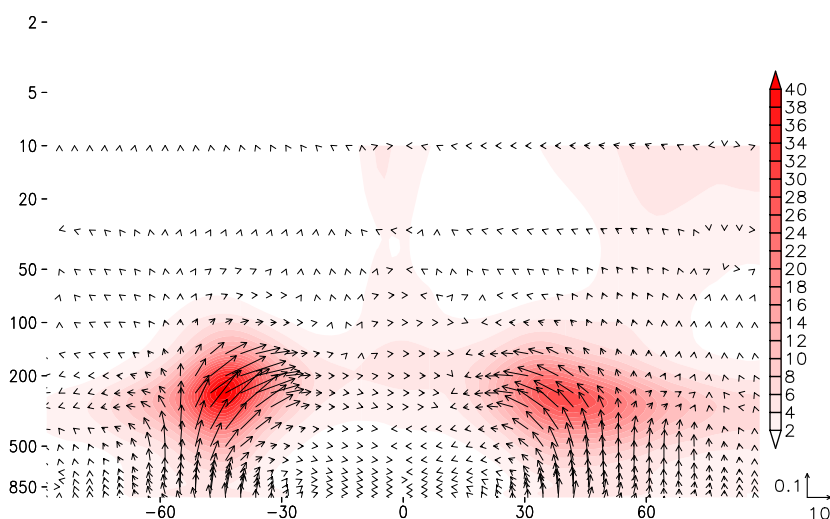
Insgesamt betrachtet zeigen sich über den Ozeanen sowohl positive als auch negative Anomalien, die von Region zu Region wechseln. Dabei lässt sich weder räumlich noch zeitlich eine Systematik erkennen. Die Abweichungen in der Sommerhemisphäre sind etwas größer. Da dies auch auftritt, wenn im Norden Sommer herrscht und im Süden Winter (nicht gezeigt), kann daraus geschlossen werden, dass der Fehler relativ zur Sonneneinstrahlung auftritt und somit aus dem Strahlungshaushalt herrührt. Der Eindruck, dass der Nordpazifik besonders stark abweicht, ist nur mit Einschränkungen haltbar, da hier auch an sich hohe Werte vorliegen. Relativ betrachtet ist demnach der Fehler über dem Nordpazifik weniger auffällig. Im Bereich der Kontinente sind die Abweichungen kleinskaliger und deshalb weniger gut einzu-

schätzen. Es deutet sich an, dass zumindest ein Teil dieser Abweichungen orographiebedingt ist. Insgesamt zeigt ECHAM6 zumindest in den hier betrachteten horizontalen Advektionstermen der diabatischen Wärmequelle nur relativ kleine Abweichungen von ERA-Interim. Diese sind jedoch sehr weit verbreitet und es kann nicht ausgeschlossen werden, dass diese kleinen Abweichungen auf weiterreichende Fehler in Ursache und Wirkung hindeuten.

Die Unterschiede in den Termen der diabatischen Wärmequelle treten häufig auch in Regionen auf, in welchen auch die Strahlströme und Stormtracks liegen. Somit ist eine Verbindung dieser Abweichungen mit Änderungen in der Ausbreitung von Wellen und Störungen vor allem in der Troposphäre aber auch Stratosphäre wahrscheinlich. Um dies genauer zu betrachten, werden im folgenden die trockenen EP-Flüsse (Abschnitt 3.2) betrachtet. Abbildung 5.5 zeigt das Zonalmittel der zwei bis sechs Tage gefilterten EP-Flüsse als Betrag und Vektor. Die Unterschiede zwischen ECHAM6 und ERA-Interim sind nur sehr gering. Sowohl Ort und Betrag der Maxima des EP-Fluss-Betrags als auch die Ausbreitungsrichtung der Wellen,



(a) ERA-Interim

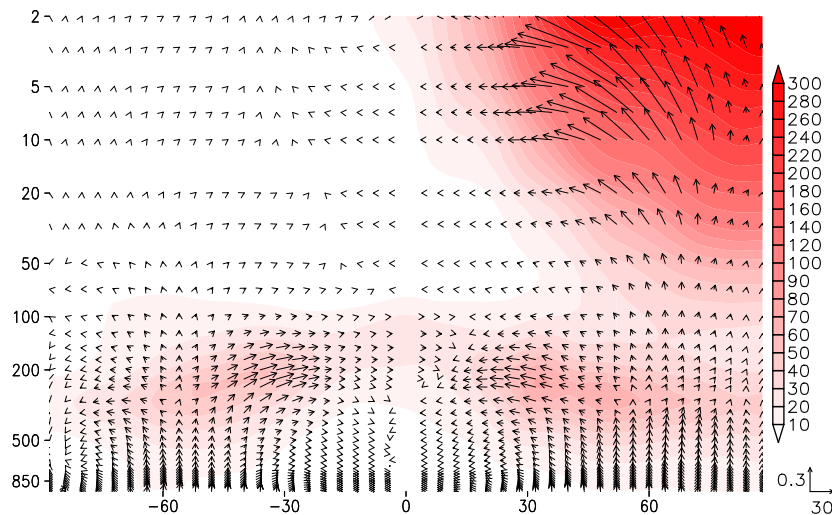


(b) ECHAM6

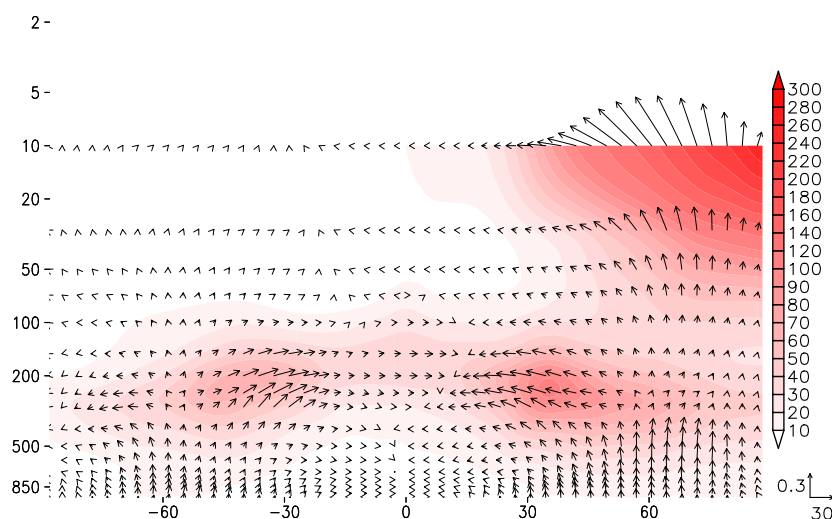
Abbildung 5.5: Zonalmittel des 2 bis 6 Tage gefilterten Betrags des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008

welche anhand der Vektoren sichtbar ist, stimmen gut überein. Die deutlichste Abweichung ist am Äquator zu finden. Während in ERA-Interim hier nahezu keine EP-Flüsse vorzufinden sind, zeigt ECHAM6 Beträge bis hinauf in die Stratosphäre. Dabei ist zu beachten, dass auf dem Gitter der ERA-Interim-Daten ein Breitenkreis bei $\phi = 0^\circ$ liegt, weshalb hier aufgrund von $f = 0$ die vertikale Komponente des EP-Flusses entfällt und kein EP-Fluss berechnet wurde. Dennoch liegen in ECHAM6 auch EP-Flüsse abseits des exakten Äquators vor, welche in ERA-Interim nicht in dieser Intensität existieren.

Abbildung 5.6 zeigt die EP-Flüsse auf planetarer Skale. Abweichungen zwischen ECHAM6 und ERA-Interim treten vor allem am tropospärischen Maximum bei 30° N auf. Dieses ist in ECHAM6 stärker ausgeprägt, wobei sich an den Vektoren wenig ändert. Die etwas größeren EP-Flüsse, die im Bereich der Tropopause der nördlichen polaren und mittleren Breiten auftreten, können dagegen auflösungsbedingt sein. Wie zuvor beschrieben liegen in ERA-Interim etwa doppelt so viele vertikale Höhenniveaus als Datensatz bereit, weshalb der ECHAM6-

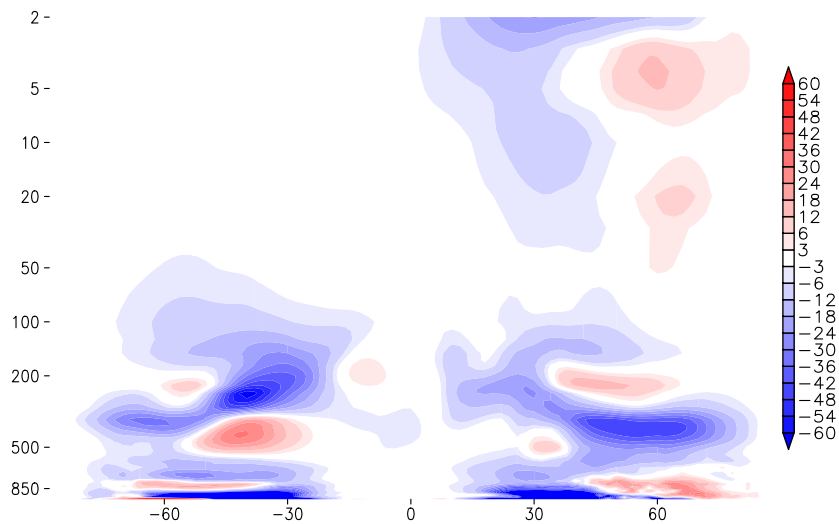


(a) ERA-Interim

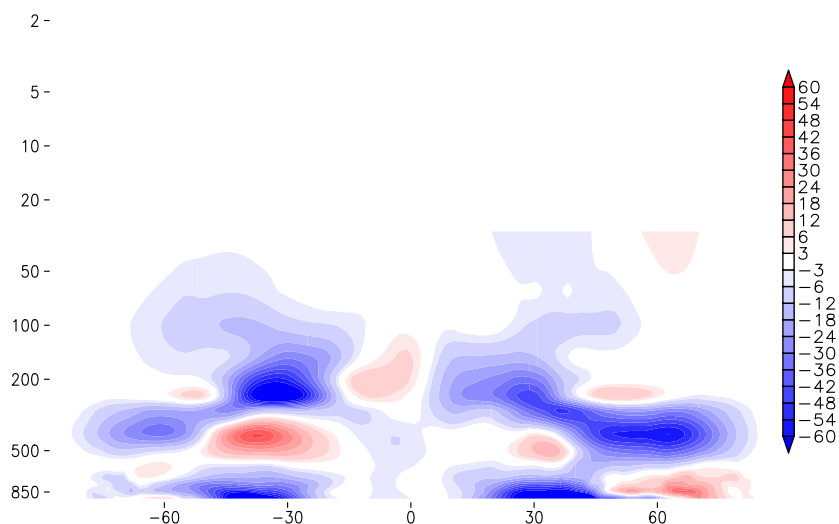


(b) ECHAM6

Abbildung 5.6: Zonalmittel des 10 bis 90 Tage gefilterten Betrags des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008



(a) ERA-Interim



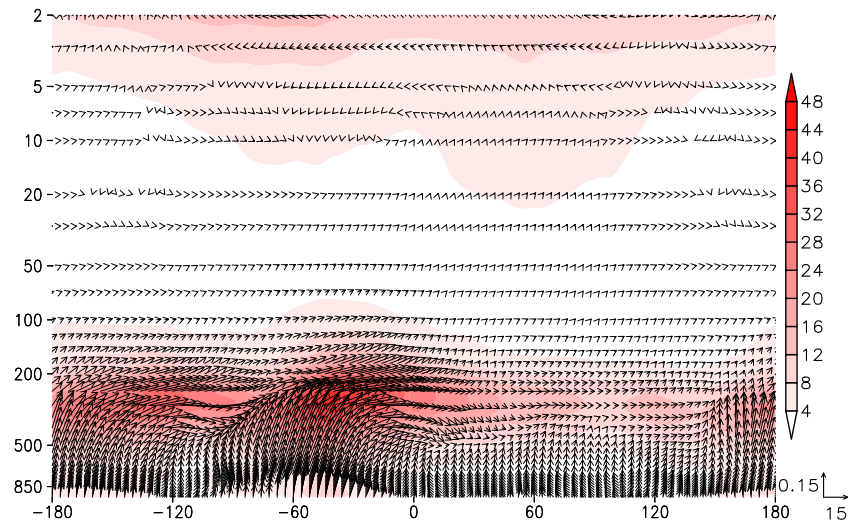
(b) ECHAM6

Abbildung 5.7: Zonalmittel der ungefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008

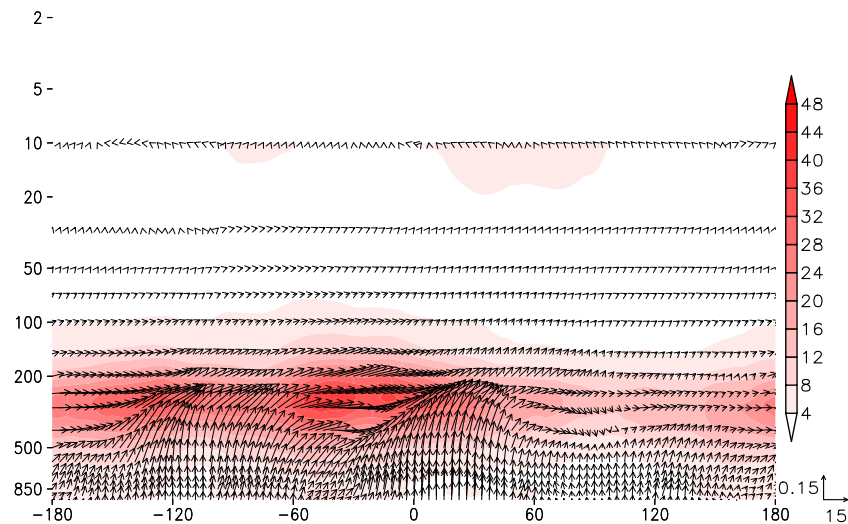
Datensatz gerade hier nicht alle Anomalien enthalten kann.

Die Divergenz der EP-Flüsse in Abbildung 5.7 zeigt sowohl verstärkte Divergenz- als auch Konvergenzbereiche in nahezu der gesamten Troposphäre, wenn ECHAM6 mit ERA-Interim verglichen wird. Dies ist vor allem auf Unterschiede der EP-Flüsse auf planetarer Skale, wie in Abbildung 5.6 gezeigt, zurückzuführen. Das Verschwinden der Divergenzzone bei 850 hPa in den südlichen mittleren Breiten scheint durch die unterschiedliche vertikale Auflösung der Daten verursacht zu sein. Abseits davon stimmt das grundsätzliche Muster aus Divergenz und Konvergenz qualitativ im Zonalmittel gut überein.

Die eher geringen Änderungen des Betrags der zwei bis sechs Tage gefilterten EP-Flüsse zwischen ECHAM6 und ERA-Interim sind auch im Meridionalmittel zwischen 40° und 60° N in Abbildung 5.8 sichtbar. Allerdings gibt es starke Veränderungen in der längenabhängigen Ausbreitungsrichtung der Wellen, welche im Zonalmittel nicht sichtbar war. Die Ausbreitung



(a) ERA-Interim

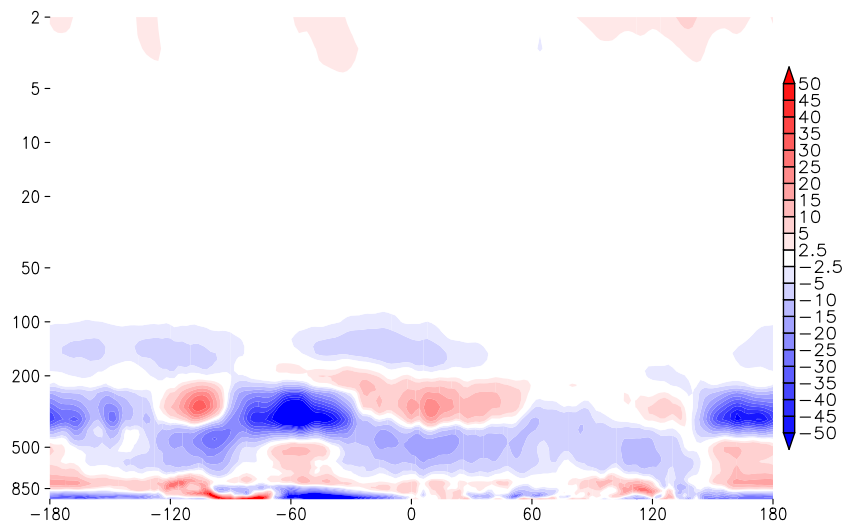


(b) ECHAM6

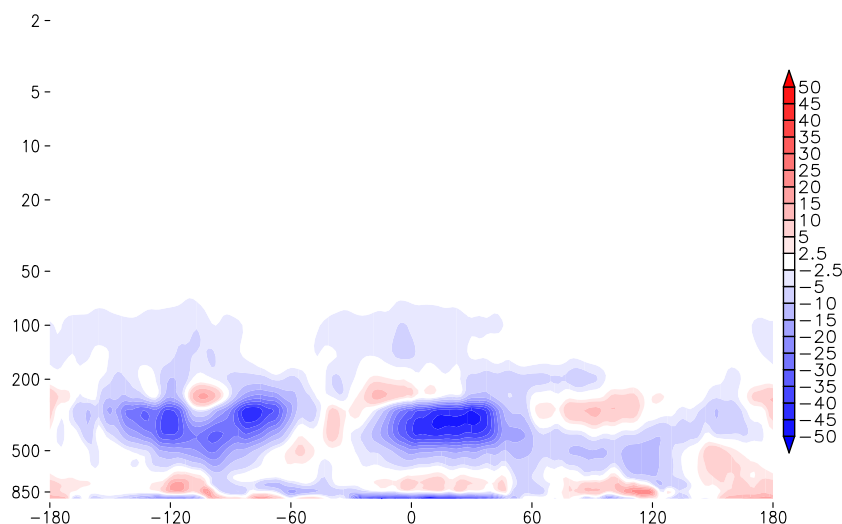
Abbildung 5.8: Meridionalmittel von 40° bis 60° N des 2 bis 6 Tage gefilterten Betrags des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008

nach Osten ist dabei in ECHAM6 weitestgehend gut wiedergegeben, jedoch ist die Übereinstimmung der vertikalen Komponente mit ERA-Interim gering. In ERA-Interim tritt die stärkste Aufwärtsausbreitung synoptischer Wellen zwischen 90° und 20° W auf und trifft mit einem großen Betrag der EP-Flüsse in 300 hPa zusammen. Dies ist der Eingangsbereich des atlantischen Strahlstroms. In ECHAM6 ist der Bereich stark nach Osten verschoben und liegt zwischen 0° und 50° O. Der zweite Bereich starker Aufwärtsausbreitung von synoptischen Wellen liegt in ERA-Interim über dem Pazifik beginnend bei etwa 160° W bis 140° O. In ECHAM6 ist dieser Bereich in seiner Struktur stark verändert. Während die vertikale Komponente in der unteren Troposphäre bei etwa 180° ansteigt, erreicht sie erst bei 120° W in 200 hPa positive Werte. Dies zieht sich bis etwa 60° W hin. Somit ist die vertikale Wellenausbreitung auf synoptischen Skalen in ECHAM6 deutlich nach Osten verschoben.

Dies hat deutliche Auswirkungen auf die Muster der Divergenz des EP-Flusses, welche in Abbildung 5.9 für das Mittel zwischen 40° und 60° N und synoptische Skalen gezeigt sind.



(a) ERA-Interim

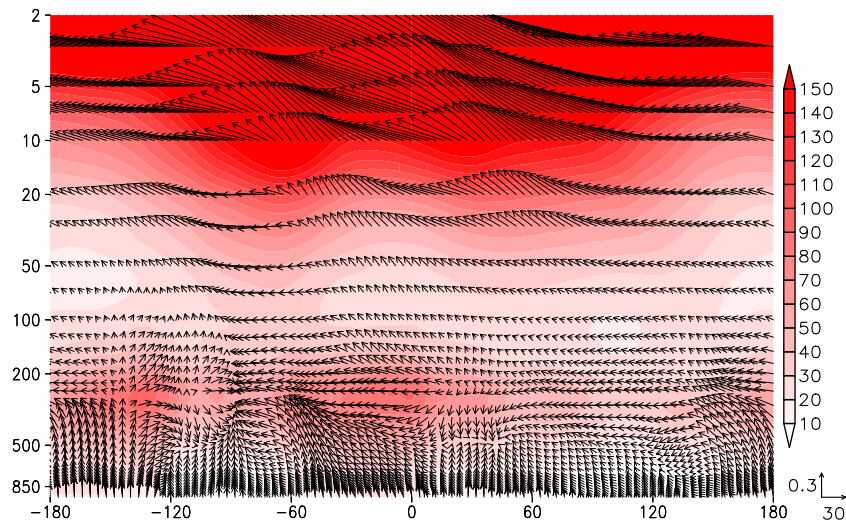


(b) ECHAM6

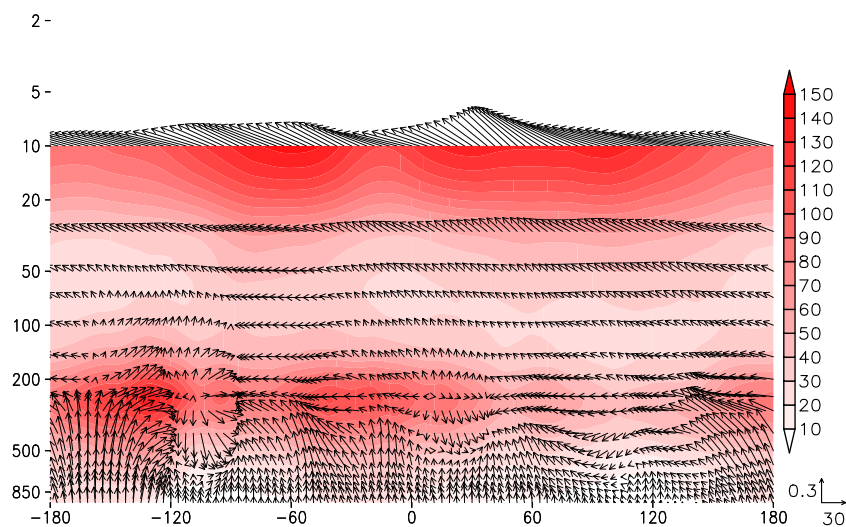
Abbildung 5.9: Meridionalmittel von 40° bis 60° N der 2 bis 6 Tage gefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) überlagert mit dem EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008

Hier sind die Muster ebenfalls deutlich nach Osten verschoben, wobei der in Abschnitt 4.1 festgestellte Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangsbereich der Strahlströme und der vertikalen Struktur der EP-Fluss-Divergenz in ECHAM6 nicht mehr nachvollziehbar ist. Insbesondere die Konvergenzbereiche zwischen 300 und 200 hPa sind nahezu vollständig verschwunden. Der Antrieb des Zonalwindes aus EP-Flüssen auf synoptischer Skala ist demnach in ECHAM6 schlecht wiedergegeben. Dies ist vor allem auf die vertikale Komponente, also Wärmeflüsse und somit barokline Prozesse, zurückzuführen.

Im Skalenbereich der planetaren Wellen fallen die Abweichungen der Ausbreitungsrichtung zwischen ERA-Interim und ECHAM6 geringer aus, wie in Abbildung 5.10 zu erkennen. Die bereits im Zonalmittel beobachteten größeren Beträge des zehn bis 90 Tage gefilterten EP-Flusses sind dabei auch hier gut zu erkennen. Dies ist verstärkt in der Troposphäre über dem Ostpazifik zu beobachten. In der Stratosphäre ist zu sehen, dass die räumliche Variation der Ausbreitungsrichtung in ECHAM6 geringer ist. Somit wird das wellenartige Muster zwischen



(a) ERA-Interim

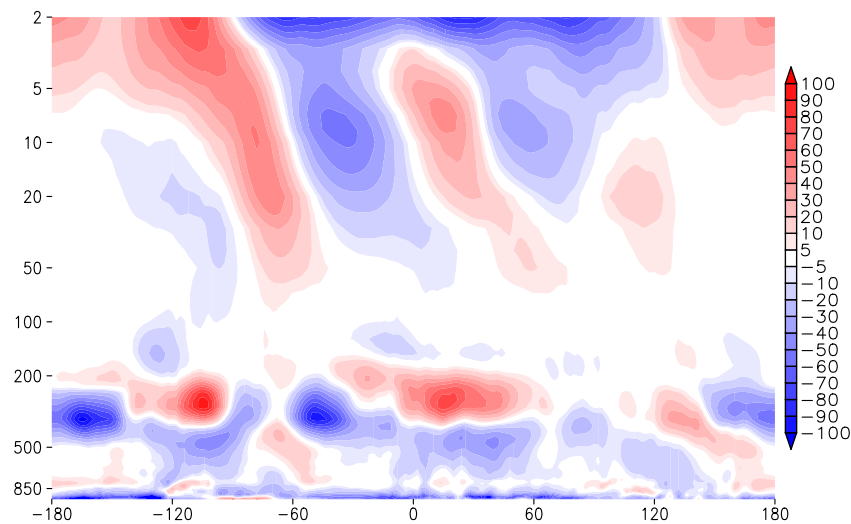


(b) ECHAM6

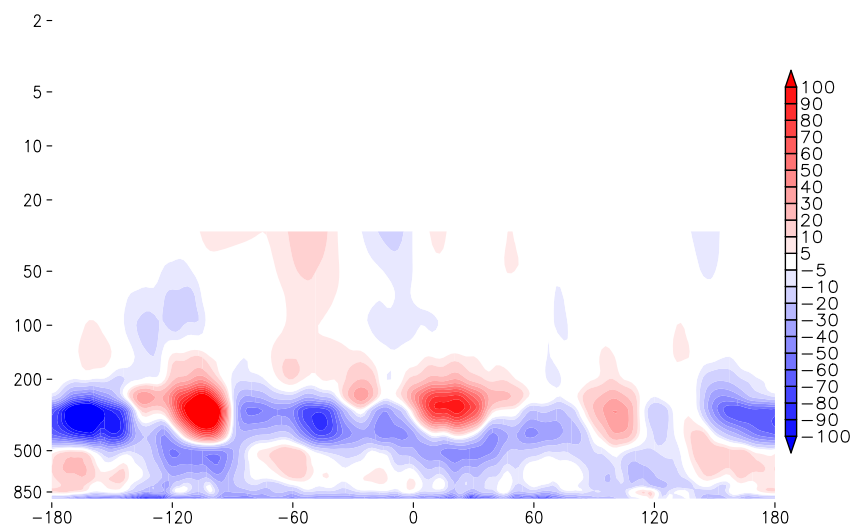
Abbildung 5.10: Meridionalmittel von 40° bis 60° N des 10 bis 90 Tage gefilterten Betrags des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008

120° W und 120° O nicht wiedergegeben. Allgemein zeigen die Vektoren vor allem in der vertikalen Komponenten relativ starke Abweichungen.

Da die EP-Flüsse auf planetarer Skale gegenüber jenen auf synoptischer Skale in ECHAM6 räumlich weniger von ERA-Interim abweichen, zeigen auch die Divergenzen in Abbildung 5.11 größere Übereinstimmung bezüglich des Musters. Minima und Maxima liegen in beiden Datensätzen an ähnlichen Stellen und sind nur vom Betrag her verschieden. So treten in ECHAM6 vor allem im pazifischen Raum eher größere Divergenzen und Konvergenzen auf, aber auch im Bereich des Atlantiks sind die Anomalien gegenüber ERA-Interim verstärkt. Zwischen 60° und 120° O treten die Anomalien, welche in Abschnitt 4.1 mit dem Himalaya in Verbindung gebracht wurden, deutlicher hervor. Allgemein scheinen demnach die Auswirkungen der Orographie und von Land-Meer-Kontrasten auf die Divergenz der EP-Flüsse auf planetaren Skalen in ECHAM6 verstärkt zu sein. Der Übergang in die Stratosphäre wirkt in ECHAM6 weniger deutlich abgegrenzt, jedoch kann hier wieder davon ausgegangen werden, dass aufgrund der



(a) ERA-Interim



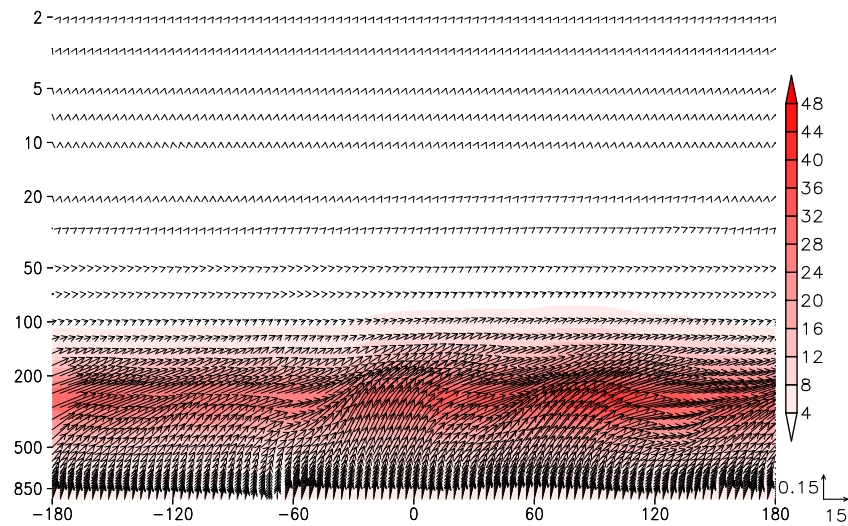
(b) ECHAM6

Abbildung 5.11: Meridionalmittel von 40° bis 60° N der 10 bis 90 Tage gefilterten Divergenz des EP-Flusses (Gl. 3.31 ohne Feuchte in 10^{-6} m/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Flussvektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008

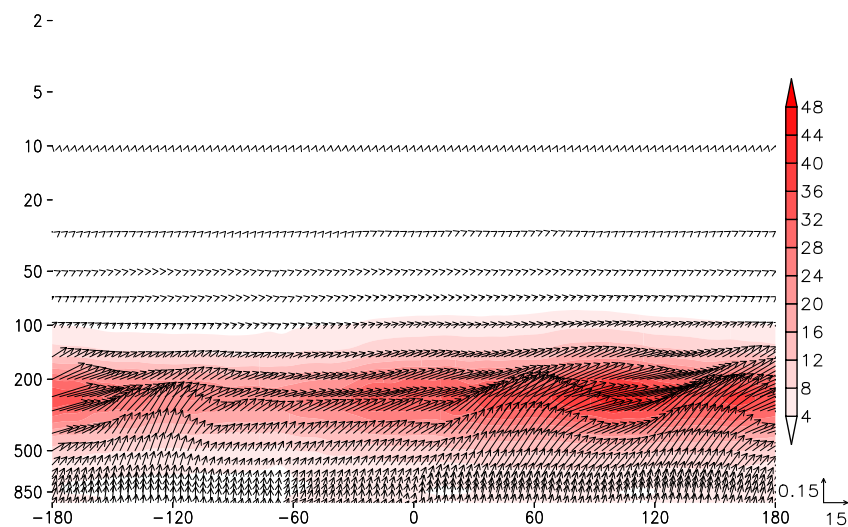
geringeren Anzahl an Höhenniveaus im ECHAM6-Datensatz nicht zwangsläufig eine tatsächliche Abweichung im Modell vorliegt.

Die auf der Nordhalbkugel beobachteten Unterschiede zwischen ECHAM6 und ERA-Interim lassen sich auch auf der Südhalbkugel wiederfinden. Abbildung 5.12 zeigt das Meridionalmittel zwischen 40° und 60° S des zwei bis sechs Tage gefilterten EP-Flusses. Dabei ist wieder eine Verschiebung des Musters sich aufwärts ausbreitender synoptischer Wellen nach Osten zu beobachten, während der Gesamtbetrag vergleichbar bleibt. Dies scheint somit eine systematische Abweichung von ECHAM6 zu sein. Ebenso lässt sich die teils deutliche Verstärkung der zehn bis 90 Tage gefilterten EP-Flüsse auch im Süden wiederfinden.

Bisher wurde nur der Zeitraum Dezember bis Februar betrachtet. In den anderen Jahreszeiten treten keine zusätzlichen Abweichungen auf. Auch dort sind in ECHAM6 die EP-Flüsse auf planetarer Skala verstärkt mit den beobachteten Auswirkungen auf die Divergenz. Ebenso



(a) ERA-Interim



(b) ECHAM6

Abbildung 5.12: Meridionalmittel von 40° bis 60° S des 2 bis 6 Tage gefilterten Betrags des EP-Flusses (Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt von Dezember bis Februar und von 1979/1980 bis 2007/2008

sind auch die EP-Flüsse auf synoptischer Skala wie im Winter verschoben und die Divergenzstruktur entsprechend verändert. Somit lässt sich insgesamt feststellen, dass in ECHAM6 sehr große Abweichungen in den EP-Flüssen auf synoptischer Skala auftreten. Diese tritt in Form einer deutlichen Verschiebung der Gebiete, in welchen synoptische Wellen sich nach oben ausbreiten, um etwa 60° nach Osten auf. Angesichts dessen sind die eher geringen Änderungen der makroturbulenten Advektionsterme der diabatischen Wärmequelle umso erstaunlicher. Auf planetarer Skala sind die EP-Flüsse in ECHAM6 teils deutlich verstärkt, wobei aber räumliche Zusammenhänge erhalten bleiben. Wird der Vektor betrachtet, ist es auch hier die vertikale Komponente, welche am stärksten abweicht, allerdings ohne dabei ein klares Muster zu zeigen.

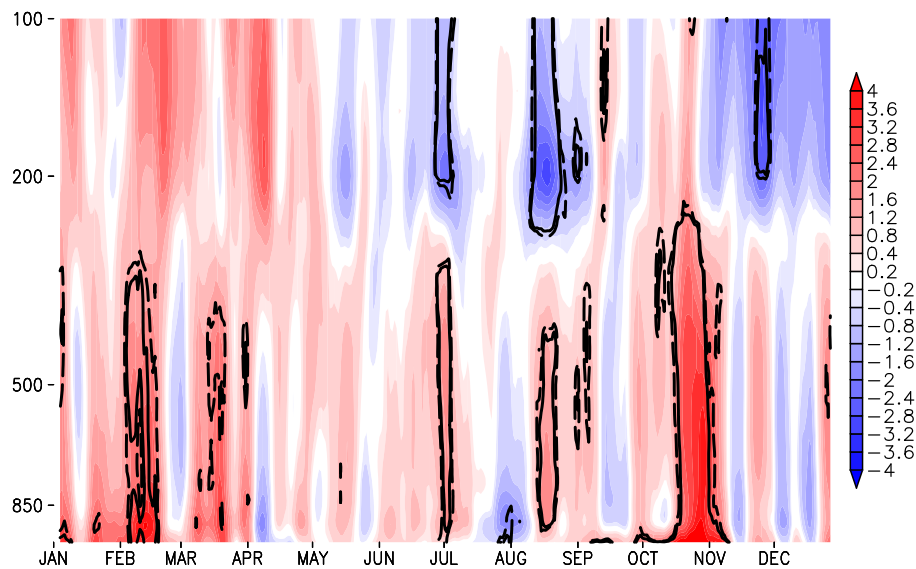
5.2 Reaktion der atmosphärischen Zirkulation auf Meereisänderungen

In Abschnitt 4.2 wurde anhand der ERA-Interim-Daten untersucht, wie sich die reduzierte Meereisbedeckung in der Arktis auf die Zirkulation in der Troposphäre und Stratosphäre auswirkt. Diese Ergebnisse sollen nun anhand von ECHAM6-Simulationen nachvollzogen werden, um zu überprüfen, ob das Modell in der Lage ist, die in der Reanalyse gefundenen Zusammenhänge zu reproduzieren. Es sei noch einmal wiederholt, dass der hier verwendete ECHAM6-Lauf ein AMIP-Lauf ist (siehe Abschnitt 3.6), welcher somit am unteren Rand durch beobachtete Meereis- und Meeresoberflächentemperatur-Anomalien angetrieben wird. Auftretende Unterschiede zwischen ECHAM6 und ERA-Interim sind somit ausschließlich auf das Atmosphärenmodell ECHAM6 zurückzuführen und nicht auf unterschiedliche Meereisanomalien. Zu beachten ist weiterhin, dass die Zeiträume von ERA-Interim und ECHAM6 nicht den gleichen Umfang haben. Es stehen nur bis zum Jahr 2008 ECHAM6-Daten zur Verfügung, wodurch der nutzbare Zeitraum in der Periode mit niedriger Eisbedeckung gegenüber ERA-Interim stark eingeschränkt ist. Für alle Ergebnisse in Abschnitt 4.2 wurde überprüft, inwiefern ERA-Interim für den kürzeren Zeitraum andere Anomalien zeigt. Insbesondere im Falle starker Abweichungen, werden die entsprechenden Bilder gezeigt. Neben tatsächlichen Abweichungen muss zusätzlich von einer reduzierten Signifikanz der Differenzen für den verkürzten Zeitraum ausgegangen werden.

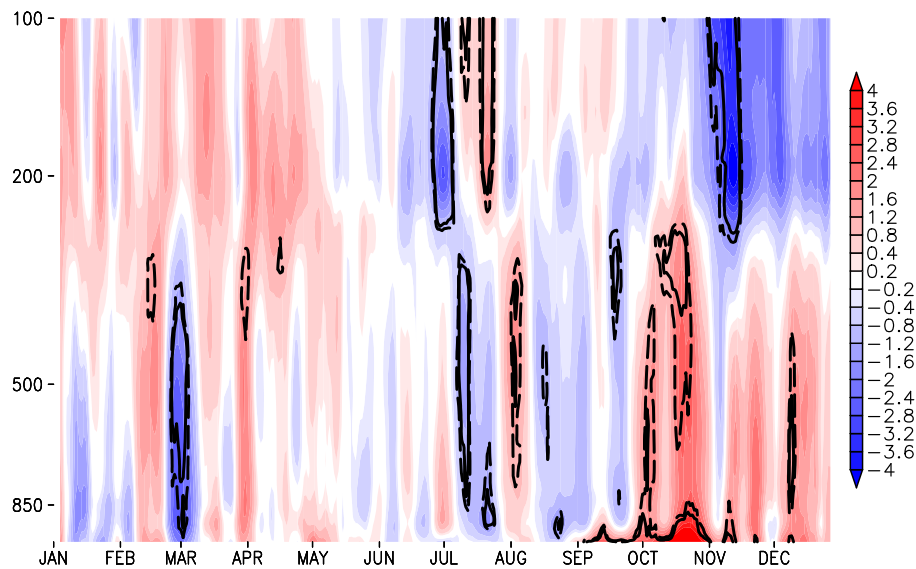
Ursache der Änderungen der atmosphärischen Zirkulation aufgrund von Meereisänderungen bilden Temperaturanomalien, welche aus dem veränderten Energieaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre resultieren. Abbildung 5.13 zeigt den Jahresverlauf der Temperaturdifferenz zwischen der Periode mit niedriger Eisbedeckung und hoher Eisbedeckung in ECHAM6 für die zwei im Abschnitt 4.2 und Abbildung 4.51b definierten Bereiche des arktischen Ozeans vor Sibirien und auf der Pazifikseite. Die Abbildung 4.52 zeigt das entsprechende Ergebnis für ERA-Interim. Insbesondere die Auswirkungen auf die untersten Niveaus und auf Frühjahr und Sommer sind in ECHAM6 stark reduziert. ERA-Interim zeigt unterhalb von 850 hPa ganzjährig eine starke Temperaturerhöhung in den Jahren mit niedriger Eisbedeckung. Dies ist auch für die nicht gezeigte Differenz mit einer bis zum Jahr 2008 verkürzten Periode mit niedriger Eisbedeckung der Fall. In ECHAM6 treten die Temperaturanomalien im pazifischen Bereich nur im September und Oktober auf, im sibirischen Bereich ist eine bodennahe Erwärmung kaum festzustellen und es kommt nur zu einzelnen kurzen Perioden mit einer Erwärmung der Atmosphäre bis knapp 200 hPa. Auch die Erwärmung der mittleren Troposphäre ist in ERA-Interim deutlicher. Offenbar existieren in ECHAM6 Probleme mit dem Energieaustausch am unteren Rand der Atmosphäre.

Der zu geringe Erwärmungstrend der Troposphäre in ECHAM6 stellt möglicherweise eine Erklärung dar, weshalb Klimamodelle Probleme haben, den beschleunigten Trend des abnehmenden Meereises korrekt wiederzugeben (Stroeve et al. 2012). Sind in ihnen insbesondere die oberflächennahen Temperaturen geringer als in den Beobachtungen, tragen diese auch weniger zum Meereisabbau bei.

Da die Temperaturänderungen von ECHAM6 bereits schlecht wiedergegeben werden, ist es nicht verwunderlich, dass sowohl die vertikale Stabilität in Abbildung 5.14 (vgl. Abbildung



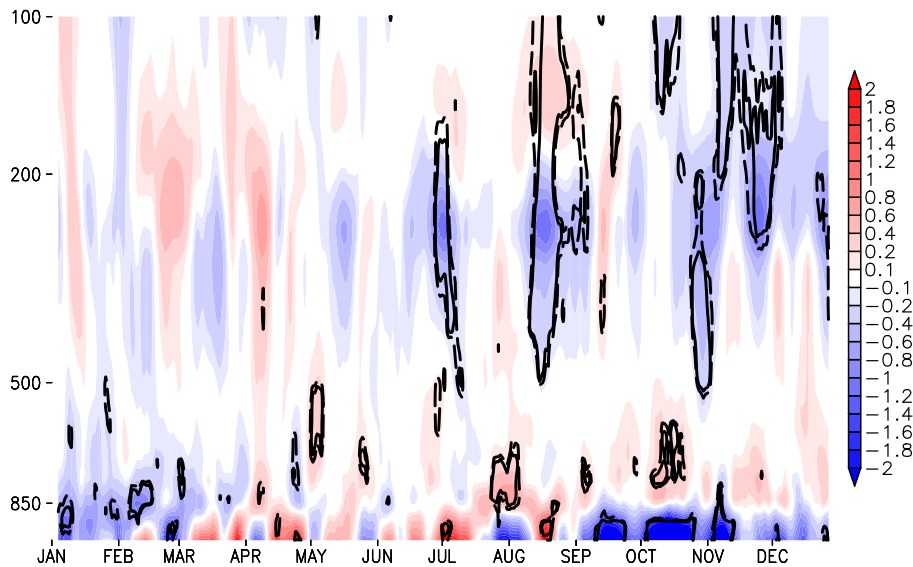
(a) sibirischer Bereich



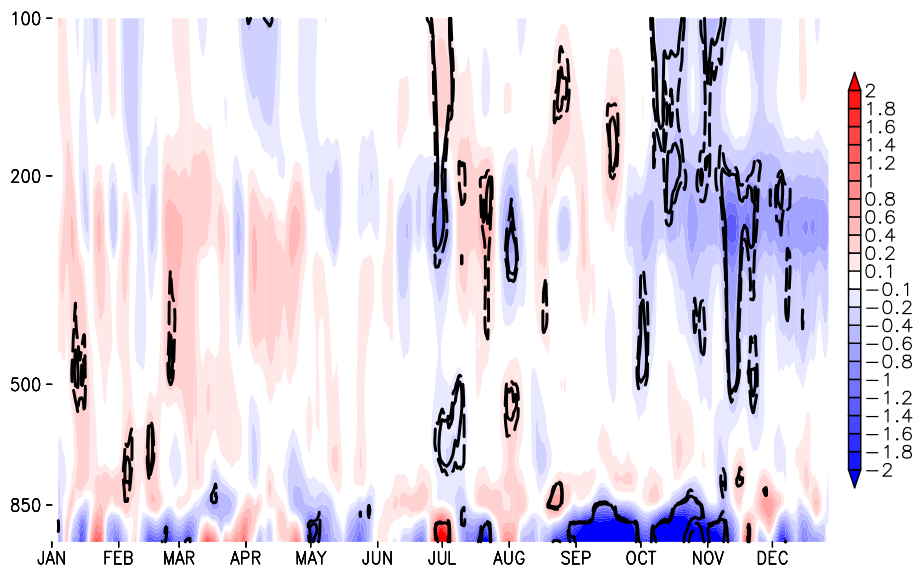
(b) pazifischer Bereich

Abbildung 5.13: Höhenaufgelöster über 7 Tage gleitend gemittelter Verlauf der Temperatur (K) als Gebietsmittel im sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Bereich als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2008 und 1979 bis 1999 in ECHAM6. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

4.53 für ERA-Interim) als auch die Eady Growth Rate nach Gleichung 3.3 in Abbildung 5.15 (vgl. Abbildung 4.54 für ERA-Interim) stark von ERA-Interim abweichen. Die Stabilitätsabsenkung zwischen 850 und 500 hPa wird überhaupt nicht wiedergegeben, es existiert sogar eine leichte Tendenz zu einer erhöhten vertikalen Stabilität. Die Änderungen unterhalb von 850 hPa sind in ECHAM6 nur im Herbst vorhanden, was immerhin in zeitlicher Verbindung zu den erwartungsgemäß starken Änderungen infolge des Meereisminimums im Spätsommer steht. In der oberen Troposphäre treten in ECHAM6 phasenweise starke Änderungen auf, welche mit den kurzzeitigen starken Temperaturänderungen zusammenhängen, jedoch in keiner Weise die Ergebnisse aus ERA-Interim reproduzieren. Bei diesen Anomalien ist auch nicht zwangsläufig davon auszugehen, dass sie mit Meereisänderungen in Verbindung stehen. Die Eady Growth



(a) sibirischer Bereich

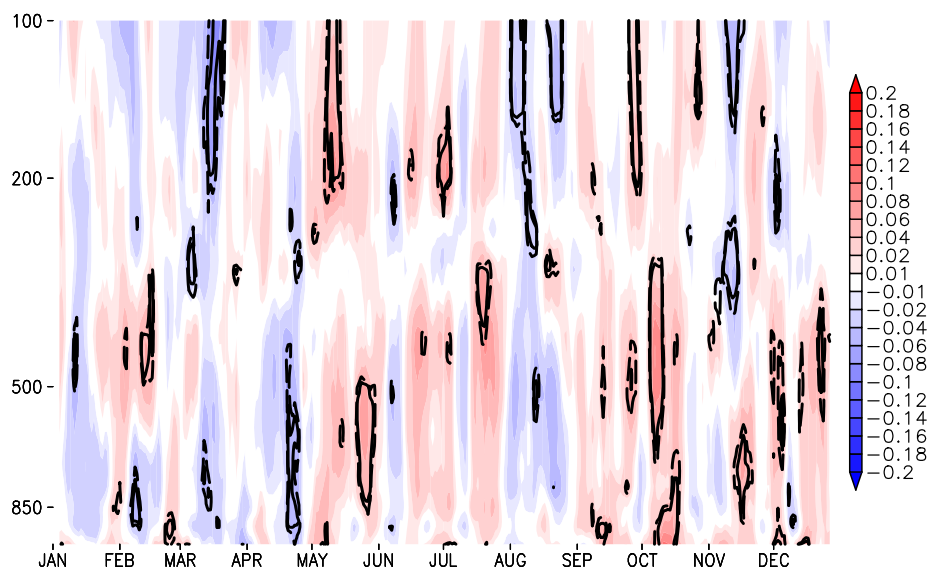


(b) pazifischer Bereich

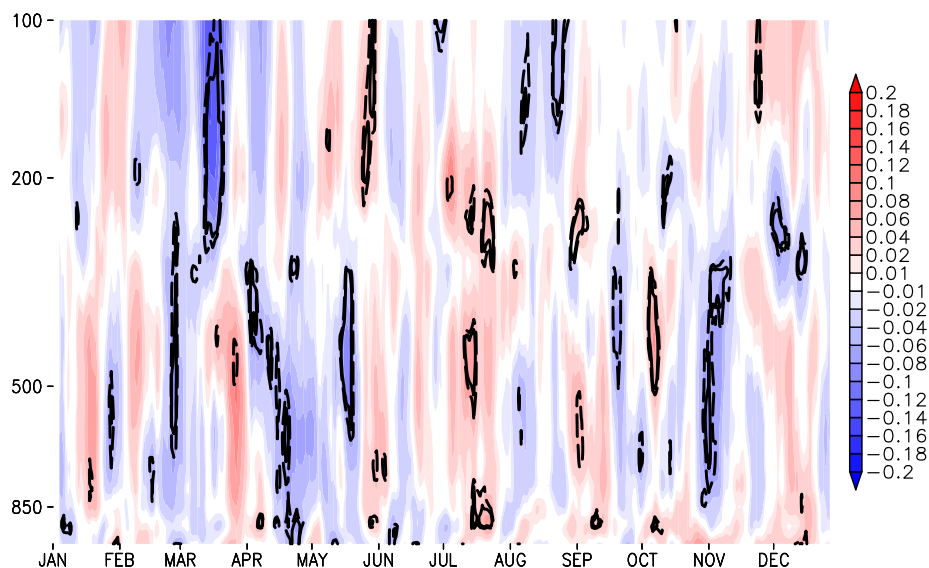
Abbildung 5.14: Höhengelöst über 7 Tage gleitend gemittelter Verlauf der vertikalen Stabilität (10^{-3}K/m) als Gebietsmittel im sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Bereich als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2008 und 1979 bis 1999 in ECHAM6. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95%-Niveau (durchgezogen) und 90%-Niveau (gestrichelt).

Rate in ECHAM6 zeigt erwartungsgemäß ebenfalls eine schlechte Übereinstimmung mit ERA-Interim. Eine verstärkte barokline Instabilität im Herbst lässt sich nur deutlich abgeschwächt für den sibirischen Bereich nachvollziehen.

ECHAM6 ist somit für den wichtigen Zeitraum Herbst in der Lage, einen Teil der Änderungen in der Periode mit niedriger Eisbedeckung abgeschwächt wiederzugeben. Keineswegs ist das Modell fähig, die in ERA-Interim ganzjährig auftretenden Änderungen in Folge der reduzierten arktischen Meereiskonzentration zu reproduzieren. Die Temperaturerhöhung in ECHAM6 ist insgesamt deutlich geringer und somit fallen auch die Auswirkungen auf die vertikale Stabilität und barokline Instabilität deutlich geringer aus bzw. sind außer im Herbst weitestgehend gar nicht reproduzierbar. Die Frage ist nun, inwiefern das Modell die



(a) sibirischer Bereich



(b) pazifischer Bereich

Abbildung 5.15: Höhenaufgelöster über 7 Tage gleitend gemittelter Verlauf der Eady Growth Rate (Gl. 3.3 in $1/d$) als Gebietsmittel im sibirischen (a) bzw. pazifischen (b) Bereich als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2008 und 1979 bis 1999 in ECHAM6. Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

beobachteten Zirkulationsänderungen im Winter reproduzieren kann.

Abbildung 5.16 zeigt die Differenz der geopotentiellen Höhe in 500 hPa für ERA-Interim und ECHAM6 im Winter. Für den angeglichenen Zeitraum sind die deutlichen Unterschiede zwischen beiden Datensätzen auf den pazifisch-amerikanischen Raum begrenzt. Während in ERA-Interim eine starke positive Geopotential-Anomalie im südlichen Bereich des klimatologischen Aleutentiefs auftritt, welche trotz des verringerten Zeitraums in Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Abschnitt 4.2.2 ist, ist dort in ECHAM6 keine Veränderung zwischen der Periode erkennbar. Abweichend zeigt ECHAM6 eine starke positive Anomalie über dem östlichen amerikanischen Kontinent. Ob dies eine gegenüber ERA-Interim um etwa 80° verschobene Anomalie darstellt, welche mit unterschiedlicher Wellenausbreitung zusam-

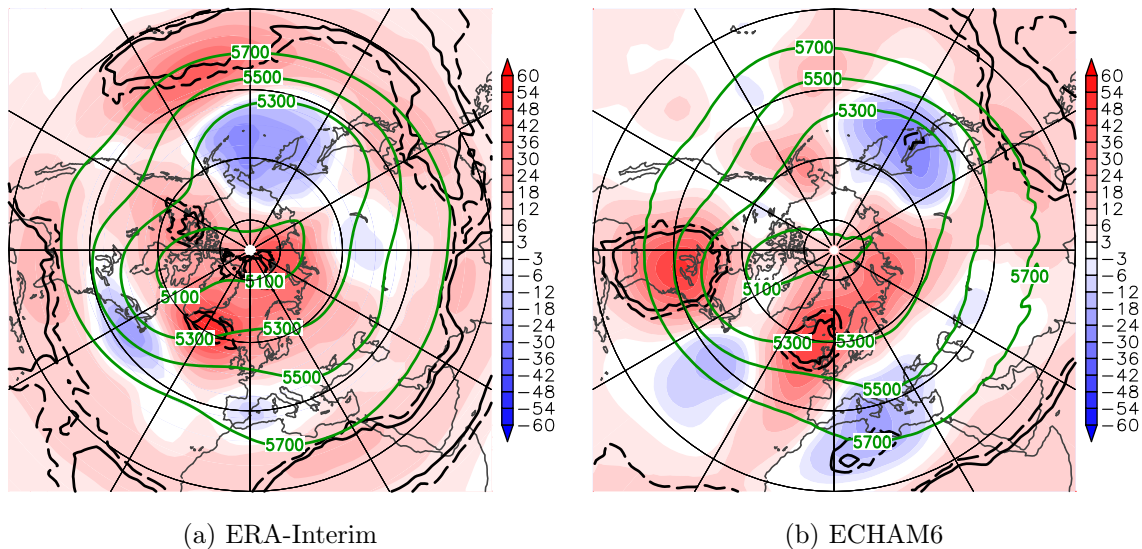


Abbildung 5.16: Geopotentielle Höhe (gpm) in 500 hPa gemittelt von Dezember bis Februar als Differenz der Zeiträume 2000/2001 bis 2007/2008 und 1979/1980 bis 1999/2000 in ERA-Interim (a) bzw. ECHAM6 (b). Grüne Konturen zeigen die Klimatologie, schwarze Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

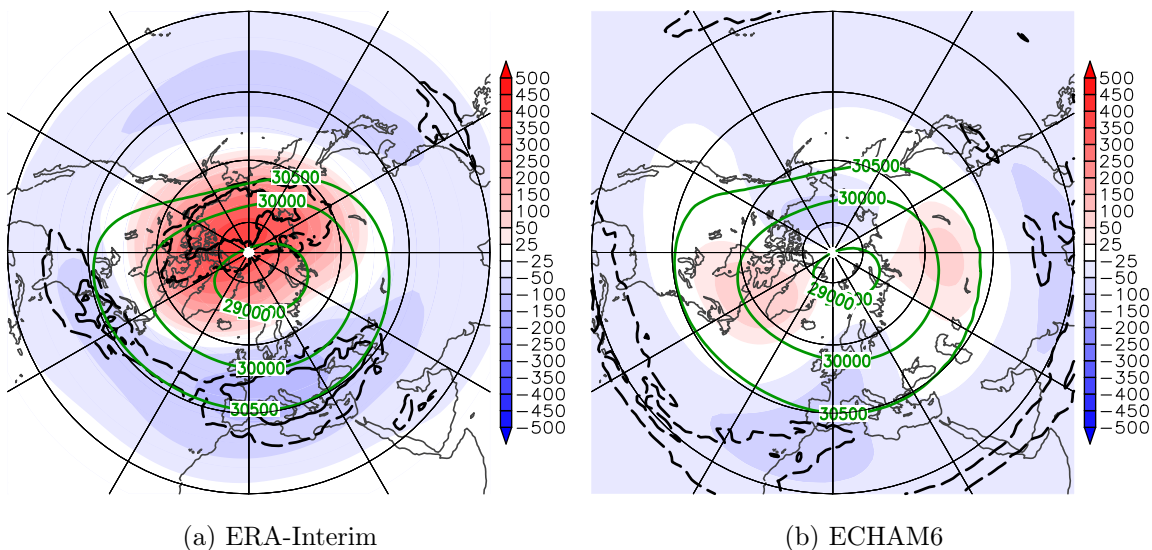


Abbildung 5.17: Geopotentielle Höhe (gpm) in 10 hPa gemittelt von Dezember bis Februar als Differenz der Zeiträume 2000/2001 bis 2007/2008 und 1979/1980 bis 1999/2000 in ERA-Interim (a) bzw. ECHAM6 (b). Grüne Konturen zeigen die Klimatologie, schwarze Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

menhängt, lässt sich nicht feststellen. Prinzipiell erscheint die Abweichung zu groß. In den Klimatologien konnte nur eine Verschiebung der synoptischen Wellenaktivität um etwa 60° festgestellt werden. Abseits davon zeigt sich in ECHAM6 ein ähnliches Differenzmuster mit positiver Anomalie über dem arktischen Ozean und negativen Anomalien in den mittleren Breiten. Letztere sind gegenüber ERA-Interim leicht verschoben und zum Teil sogar stärker ausgeprägt. Eine Schwächung des meridionalen Druckgradienten ist demnach vorhanden, jedoch nicht so stark wie in der Betrachtung des Zeitraums bis zum Winter 2011/2012 in Abbildung 4.59b.

Die barotrope Fortsetzung dieses Musters bis in die Stratosphäre in ERA-Interim kann

auch anhand der Abbildung 5.17a für den eingeschränkten Zeitraum beobachtet werden. ECHAM6 hingegen kann dies nicht reproduzieren, wie in Abbildung 5.17b zu sehen. Die Anomalien sind deutlich kleiner und zeigen auch keine eindeutige Abschwächung des meridionalen Druckgradienten. Zum Teil spielt hier eine Rolle, dass Klimamodelle allgemein Probleme haben, die Variabilität von Telekonnektionsmustern korrekt wiederzugeben (Handorf und Dethloff 2012). Dadurch wird es auch möglich, dass andere Faktoren das Signal, welches durch Meereisänderungen entsteht, überlagern und unsichtbar machen. Ein Teil dieser veränderten oder eventuell störenden Variabilität lässt sich ausschließen, indem mit Hilfe einer MCA die Kovarianz von Meereiskonzentration und Geopotential über die gesamte verfügbare Zeitreihe betrachtet wird.

Abbildung 5.18 zeigt das erste gekoppelte Muster der MCA aus HadISST1-Meereiskonzentration im August/September und Bodenluftdruck bzw. Geopotential in 500 und 10 hPa im Winter in ECHAM6. Die für einen Vergleich nötige Voraussetzung, dass die gekoppelten Meereismuster der drei MCAs miteinander korreliert sind, ist erfüllt ($r > 0,95$). Im Vergleich zu den ersten MCA-Mustern aus ERA-Interim in Abbildung 4.62 zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Vor allem die positive Druckanomalie, welche sich von der europäischen Seite der Arktis am Boden bis in die Stratosphäre zieht, kovariert in ECHAM6 nahezu identisch mit einer großen Eisanomalie, welche ebenfalls gut mit dem Muster der MCA für den ERA-Interim-Datensatz übereinstimmt. Somit ist der statistische Zusammenhang zwischen abneh-

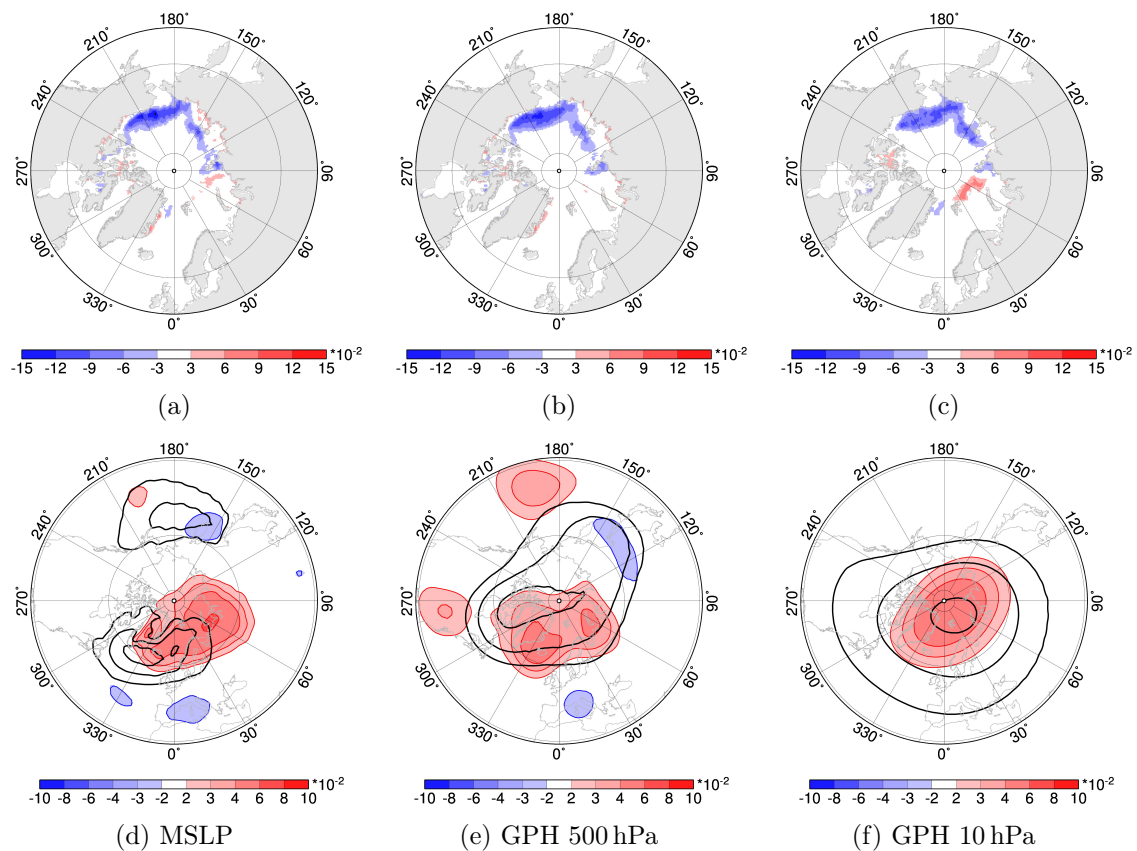


Abbildung 5.18: Erste gekoppelte MCA Muster ohne physikalische Einheit zwischen der Meereiskonzentration (HadISST1) im August/September 1979 bis 2007 und Bodenluftdruck bzw. Geopotenzial (ECHAM6) im Dezember bis Februar 1979/1980 bis 2007/2008. Die zusammengehörigen Muster stehen untereinander. Schwarze Konturen zeigen die Klimatologien.

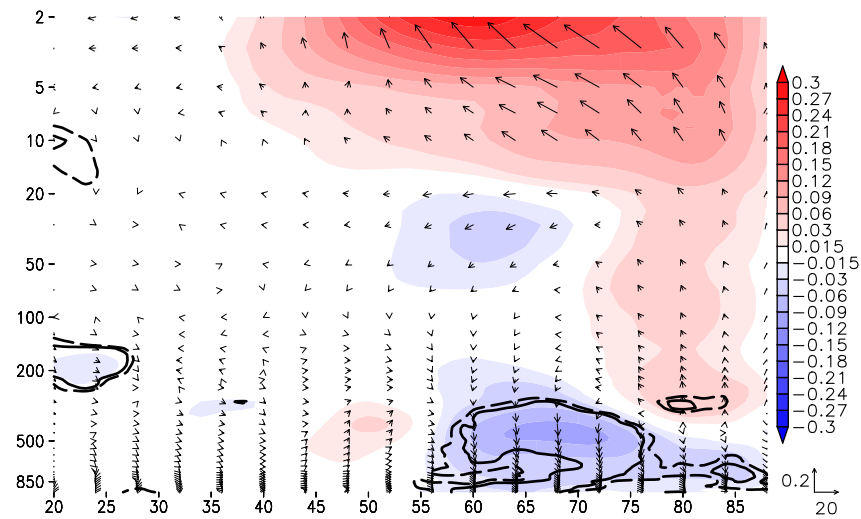
memdem Eis und einer positiven arktischen Druckanomalie über die Kovarianz in ECHAM6 genauso wie in ERA-Interim gegeben. In ECHAM6 werden damit für den Bodenluftdruck 48 %, für das Geopotential in 500 hPa 48 % und in 10 hPa 73 % der Kovarianz mit dem Eis erklärt, also in der Troposphäre etwas weniger und in der Stratosphäre etwas mehr im Vergleich mit ERA-Interim. Dieses Ergebnis ist angesichts des Periodenvergleichs in Abbildung 5.16b und 5.17b überraschend. Es bestätigt sich die Vermutung, dass in ECHAM6 Änderungen der Variabilitätsmuster den vorhandenen statistischen Zusammenhang zwischen Meereis- und großskaligen Zirkulationsänderungen für den Periodenvergleich überdecken, wobei dies bedingt durch die nur sehr kurze Periode mit geringer Eisbedeckung zusätzlich begünstigt wird.

Das Geopotentialmuster in 500 hPa in Abbildung 5.18e zeigt in den mittleren Breiten sowohl die aus ERA-Interim bekannte Anomalie im Bereich des Aleutentiefs als auch eine Anomalie über dem amerikanischen Kontinent, welche zuvor schon in Abbildung 5.16b zu sehen war. Somit erscheint es unwahrscheinlich, dass die Anomalie über dem amerikanischen Kontinent in ECHAM6 aus einer Verschiebung der Anomalie über dem Pazifik resultiert. ECHAM6 zeigt das erhöhte Geopotential bei 90° W zusätzlich in Kovarianz mit abnehmendem Meereis.

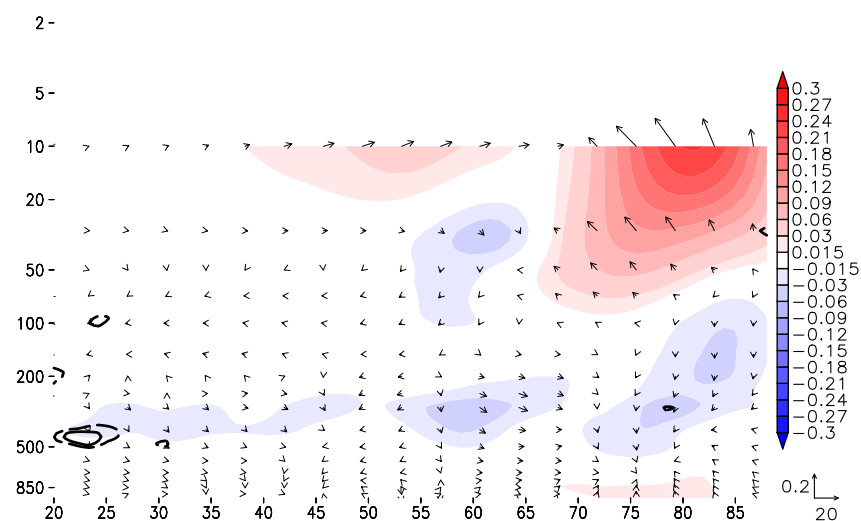
Für die weiteren gekoppelten MCA-Muster weichen die Ergebnisse von jenen aus ERA-Interim ab. Die gekoppelten Meereismuster bezüglich ECHAM6 passen nicht zu jenen aus ERA-Interim. Die zugehörigen Druck- bzw. Geopotentialmuster zeigen Anomalien in Bereich der Aleuten und auch Muster ähnlich zur NAO in der Troposphäre. In der Stratosphäre ist das Dipolmuster, welches die stationäre Wellen verstärkt, mit einer deutlich verringerten erklärten Kovarianz erst in der dritten MCA zu finden. Auch diese Abweichungen resultieren vermutlich aus der unterschiedlichen Variabilität der atmosphärischen Zirkulation in ECHAM6.

Die Aussage, dass barotrope Zirkulationsanomalien existieren, welche sich von der Troposphäre bis in die Stratosphäre ziehen und im Zusammenhang mit Meereisanomalien stehen, steht in ECHAM6 für den stratosphärischen Teil im Widerspruch zwischen MCA und Periodenvergleich. Die MCA zeigt solche Anomalien, während der Periodenvergleich nicht auftreten. Trotzdem soll der in Abschnitt 4.2.2 betrachtete mögliche Ausbreitungsweg über zehn bis 90 Tage gefilterte vertikale EP-Flüsse auch in ECHAM6 untersucht werden. In Abbildung 5.19 ist die zonalgemittelte vertikale Komponente des EP-Flusses dargestellt (Abschnitt 3.2). Oberhalb von 70 hPa sind die Differenzen zwischen der Periode mit niedriger und hoher Eisbedeckung in ECHAM6 und ERA-Interim ähnlich, mit einer verstärkten Ausbreitung von Wellen nach oben nördlich von 70° N. Wobei auch hier bei 10 hPa das Signal stärker wird als in ERA-Interim. Unterhalb zeigen sich deutliche Unterschiede. In der gesamten Troposphäre stimmen die Anomalien für den Vergleich der Perioden 2000 bis 2007 und 1979 bis 1999 überhaupt nicht überein, obwohl sogar der Antrieb seitens Meeresoberflächentemperaturen und Meereisbedeckung in ECHAM6 aus Beobachtungsdaten stammt. Da ein solch großer Fehler bei der Betrachtung der Klimatologien in Abschnitt 5.1 nicht aufgetreten ist, lässt sich schlussfolgern, dass vor allem die Variabilität der EP-Flüsse in ECHAM6 fehlerhaft ist, und somit speziell die Troposphären-Stratosphären-Wellenausbreitung im Vergleich zu ERA-Interim mangelhaft ist.

Das Meridionalmittel zwischen 66° und 80° N in Abbildung 5.20 zeigt bei etwa 180° eine



(a) ERA-Interim

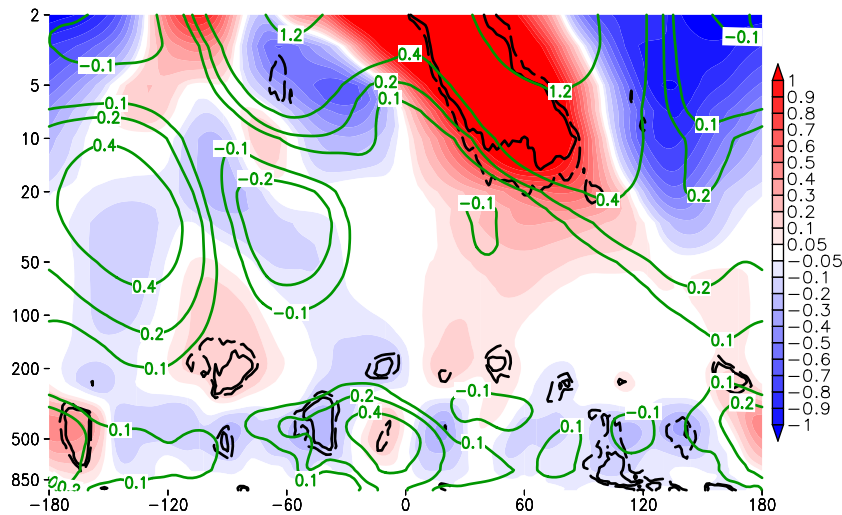


(b) ECHAM6

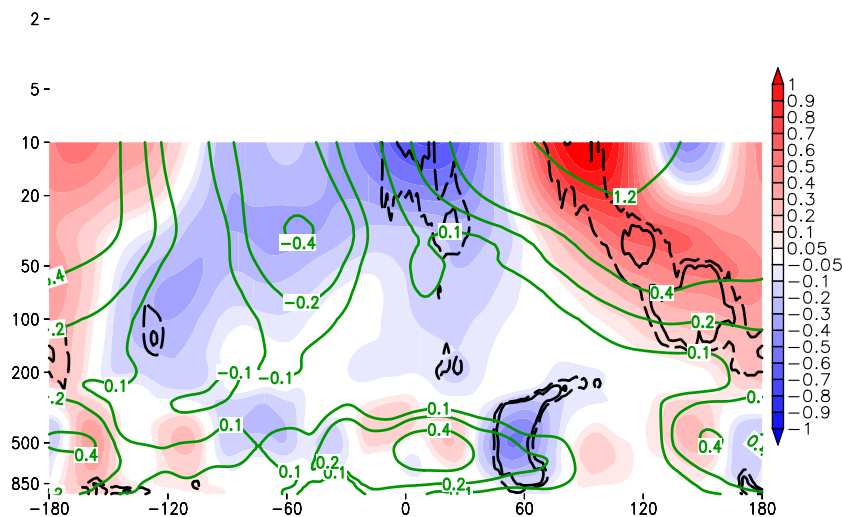
Abbildung 5.19: Zonalmittel der 10 bis 90 Tage gefilterten vertikalen Komponente des EP-Flusses (z -Komponente in Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) überlagert mit dem zugehörigen EP-Fluss-Vektor gemittelt im Dezember als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2007 und 1979 bis 1999 in ERA-Interim (a) bzw. ECHAM6 (b). Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95 %-Niveau (durchgezogen) und 90 %-Niveau (gestrichelt).

starke positive Anomalie der vertikalen EP-Fluss-Komponente, welche ähnlich wie in ERA-Interim eine mögliche Verbindung zwischen Troposphäre und Stratosphäre über sich vertikal ausbreitende planetare Wellen herstellt. Die Anomalien sich dabei in ECHAM6 sogar in der Region der Tropopausen signifikant. Dies stellt eine deutliche Abweichung dar, die sich in der gesamten Troposphäre und Stratosphäre mit kaum übereinstimmenden Mustern in der vertikalen Komponente der zehn bis 90 Tage gefilterten vertikalen EP-Flüsse fortsetzt.

Die troposphärische Zirkulation im Winter zeigt in ECHAM6 durchaus ähnliche Anomalien infolge der Meereisreduktion im vorhergehenden Sommer. Es lässt sich die positive Druckanomalie in der Arktis wiederfinden, Abweichungen treten in den mittleren Breiten auf. Für die Stratosphäre ist das Ergebnis von starken Abweichungen geprägt. Verstärkte zehn bis 90 Tage gefilterte vertikale EP-Flüsse lassen sich auch in ECHAM6 in etwa der gleichen



(a) ERA-Interim



(b) ECHAM6

Abbildung 5.20: Meridionalmittel von 66° bis 80° N der 10 bis 90 Tage gefilterten vertikalen Komponente des EP-Flusses (z -Komponente in Gl. 3.17 ohne Feuchte in m^2/s^2) gemittelt im Dezember als Differenz der Zeiträume 2000 bis 2007 und 1979 bis 1999 in ERA-Interim (a) bzw. ECHAM6 (b). Grüne Konturen zeigen die Klimatologie, schwarze Konturen zeigen die Signifikanz der Differenzen auf 95%-Niveau (durchgezogen) und 90%-Niveau (gestrichelt).

Region über dem nördlichen Pazifik wiederfinden wie in ERA-Interim. Jedoch gibt es Einschränkungen. Die EP-Fluss-Anomalien sind in diesem Bereich vor allem an der Tropopause viel zu stark und auch abseits des pazifischen Bereichs treten sehr deutliche Abweichungen in ECHAM6 auf. Im Zonalmittel fehlt die verstärkte vertikale Wellenausbreitung dann in der entscheidenden Tropopausenregion und auch im übrigen Bereich weichen die vertikalen EP-Flüsse insbesondere in der Troposphäre deutlich von ERA-Interim ab. Darüber hinaus lassen sich die Geopotentialanomalien in der Stratosphäre im Vergleich der Perioden mit niedriger und hoher Eisbedeckung nicht wiederfinden, obwohl die MCA sie zeigt. Somit muss in ECHAM6, obwohl es sich um einen reinen Atmosphärenlauf mit vorgegebenen beobachteten Meeresoberflächentemperatur- und Meereisanomalien handelt, die vertikale Wellenausbreitung bemängelt werden aus denen stratosphärische Abweichungen folgen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Werkzeuge entwickelt, um die großskalige Zirkulation in Troposphäre und Stratosphäre hinsichtlich des Energiebudgets, der Ausbreitung von Wellen und deren Interaktion mit dem Grundstrom analysieren zu können. Ziel ist es, einen Überblick über die Beziehung der Größen untereinander zu bekommen und mit diesem Wissen dann Modellvergleiche zu ermöglichen. Weiterhin wurde unter Zuhilfenahme dieser Grundlagen untersucht, wie sich Meereisänderungen auf die großskalige Zirkulation auswirken.

Das Energiebudget wird betrachtet, indem die Bilanzgleichungen für die Temperatur bzw. diabatische Wärme und die Feuchte bzw. latente Wärme aufgestellt und ausgewertet wurden, wobei die Grundlage durch Trenberth (2009) gegeben ist. Anhand einer klimatologischen Betrachtung der ERA-Interim Reanalysedaten zeigen sich dabei die grundlegenden Zusammenhänge der troposphärischen und stratosphärischen zonalgemittelten Zirkulation mit Energiequellen und -senken. Erwartungsgemäß ergibt sich ein Zusammenhang zwischen aufsteigenden Bewegungen und diabatischer Wärmequelle sowie absteigenden Bewegungen und einer entsprechenden Wärmesenke. Diese stehen im Zusammenhang mit den jeweiligen Zirkulationszellen der Troposphäre und in der Brewer-Dobson-Zirkulation in der Stratosphäre. Latente Wärme wird bevorzugt in warmen Regionen in den untersten Niveaus der Troposphäre aufgenommen und in der mittleren Troposphäre abgegeben. Insbesondere über den Ozeanen wird in warmen Regionen zum einen latente Wärme aufgenommen, was vor allem in den Tropen und Subtropen abseits der innertropischen Konvergenzzone der Fall ist, zum anderen kann bevorzugt im Winter eine diabatische Wärmequelle festgestellt werden, wenn der Ozean wärmer ist als die Luftmassen darüber. Über Land sind die Verhältnisse umgekehrt. Im Winter liegt eine Senke diabatischer Wärme vor, im Sommer eine Quelle. Weiterhin ist es möglich, die Budgetgleichung aufzuteilen in die Beiträge aus den Änderungen an festen Orten (Tendenzterme), die mittlere Advektion und makroturbulente Anteile. Die mittlere Advektion stellt mit Abstand den größten Beitrag. Das bedeutet, die größten Anteile der Wärmequellen und -senken treten im Zusammenhang mit der mittleren Strömung auf, was einschließt, dass diese große Mengen an Energie transportiert. Deutlich zeigt sich auch, dass makroturbulente Systeme vor allem in den mittleren Breiten zur Energiebilanz beitragen, wobei sie in der Nordhemisphäre südlich Wärme aufnehmen und sie weiter nördlich abgeben. In der gesamten Wärmequelle haben die Tendenzterme den kleinsten Anteil, der erwartungsgemäß im Frühjahr und Herbst am größten ist, wenn sich die Einstrahlung am stärksten ändert.

Für den Vergleich mit dem globalen Zirkulationsmodell ECHAM6 ergibt sich in der Energiebilanz eine gute Übereinstimmung mit Reanalysedaten. Einschränkend muss jedoch gesagt werden, dass aufgrund der verfügbaren Daten keine vertikalen Komponenten untersucht werden konnten. Es ist jedoch nicht auszuschließen, dass in sensiblen konvektiven Prozessen die größten Fehlerquellen liegen. Wichtig wäre es demnach, weitere Vergleiche durchzuführen, die auch einen vollständigen Datensatz einschließen.

Die Wechselwirkung von Wellen und Grundstrom wurde anhand von Eliassen-Palm-Flüssen untersucht, wobei die Formulierung der lokalen EP-Flüsse nach Trenberth (1986) verwendet wurde. In dieser Arbeit wurde das Konzept erweitert und Feuchteflüsse einbezogen. Die prinzipielle Anwendbarkeit wurde gezeigt, jedoch wird auf eine breite Verwendung verzichtet, da unklar ist, inwiefern sich ein Mehrwert gegenüber den allgemein verwendeten trockenen EP-Flüssen bei der Betrachtung großskaliger Phänomene in Troposphäre und Stratosphäre ergibt. Die Hinzunahme der Feuchte führt zu höheren Beträgen der auch im trockenen Fall vorhandenen EP-Fluss-Anomalien. Dabei nimmt der Beitrag in der mittleren Troposphäre schnell ab und oberhalb von etwa 300 hPa ist kein Unterschied zwischen EP-Flüssen mit oder ohne einbezogener Feuchte feststellbar. Daraus resultiert für die Divergenz des EP-Flusses in der mittleren Troposphäre eine verstärkte Konvergenz, die durch den größeren negativen Gradienten aufgrund der mit der Höhe abnehmenden Feuchteflüsse entsteht. Diese verstärkte Konvergenz führt im Vergleich zum trockenen EP-Fluss dazu, dass positive Anomalien teilweise überdeckt werden. Abseits dieser Wirkung kann für die Divergenz sowohl bei der Betrachtung von Klimatologien als auch bei der Betrachtung von Differenzen festgestellt werden, dass sich Anomalien, welche auch für den trockenen EP-Fluss existieren, verstärken, jedoch kaum neue Effekte sichtbar werden. Eventuell würde sich bei einer räumlich und zeitlich höher aufgelösten Betrachtung der unteren Troposphäre die Verwendung der feuchten EP-Flüsse lohnen, da hier der Einfluss der Feuchte am größten ist.

Die klimatologische Betrachtung der EP-Flüsse und ihrer Divergenz ist besonders im Hinblick auf gefilterte Daten interessant. Somit wird es möglich, zwischen Wellen und Störungen, welche mit synoptischen Systemen im Zusammenhang stehen, und solchen, die mit planetaren Wellen im Zusammenhang stehen, zu unterscheiden. Schon im Zonalmittel ergeben sich dadurch unterschiedliche Regionen der Ausbreitung von Wellen auf der jeweiligen Skale. Während synoptische Aktivität vor allem in den mittleren Breiten der Troposphäre vorliegt, breiten sich planetare Wellen in der gesamten Troposphäre aus und erreichen im Winter auch die Stratosphäre. Im Vergleich zwischen Nord- und Südhemisphäre sind es insbesondere die planetaren Wellen in der Stratosphäre, welche im Süden zu größeren Flüssen führen, die auch bis ins Frühjahr intensiver festzustellen sind. Diese bekannten Gegebenheiten werden im Zonalmittel auch von ECHAM6 gut wiedergegeben, wobei die EP-Flüsse auf planetarer Skale insgesamt zu groß sind. Zusätzlich weicht die vertikale Ausbreitung planetarer Wellen unter längenabhängiger Betrachtung ab. Größer werden die Unterschiede, wenn die EP-Flüsse auf synoptischer Skale betrachtet werden. Hier kommt es in der vertikalen Komponente des EP-Flusses in ECHAM6 zu einer deutlichen Verschiebung der Flüsse nach Osten. Ursachen dafür konnten nicht identifiziert werden. Dies führt jedoch auch dazu, dass die Wechselwirkung mit dem Grundstrom, also die Divergenz des EP-Flusses, nicht korrekt in ECHAM6 wiedergegeben wird. In ERA-Interim zeigt sich hier vor allem ein Zusammenhang der Stormtracks mit

der vertikalen Struktur des Divergenzmusters der EP-Flüsse. In den Eingangsbereichen der Jets wirken synoptische aber zum Teil auch planetare Wellen in der mittleren Troposphäre antreibend auf den Zonalwind, in der oberen Troposphäre abbremmend. In den Ausgangsbereichen der Jets kehrt sich dieses Höhenprofil um.

Neben den klimatologischen Betrachtungen liegt ein weiterer Fokus in dieser Arbeit auf der Betrachtung von Zirkulationsänderungen in der Troposphäre und Stratosphäre infolge von arktischen Meereisänderungen in der ERA-Interim Reanalyse. Die grundlegende Veränderung ist zunächst eine Erhöhung der bodennahen Temperaturen. Aufgrund der Eis-Albedo-Rückkopplung und der dadurch erhöhten Wärmeaufnahme des Ozeans im Sommer sowie durch die geringere Eisdicke und deshalb erhöhter Wärmeabgabe in den Folgemonaten entspricht dies der Erwartung. Die Temperaturanomalien bestehen dabei ganzjährig. Einher geht damit ein verändertes vertikales Temperaturprofil, welches vor allem vom Spätsommer bis zum Ende des Jahres zu einer verstärkten baroklinen Instabilität in arktischen Breiten führt. Eine entscheidende Rolle spielt hierbei der arktische Ozean vor Sibirien. In dieser Region ist die Verstärkung der baroklinen Instabilität am größten. Dies bedeutet, dass hier beginnend im Herbst die Bildungsbedingungen für synoptische Zyklone verbessert sind. Stroeve et al. (2011) bestätigen einen solchen Zusammenhang für den Herbst anhand von mehr und intensiveren Zyklonen infolge einer verringerten Eisausdehnung. Verstärkte synoptische Aktivität vor der Küste Sibiriens im Herbst hat einen Einfluss auf den Schneefall über dem Kontinent. Wichtig ist dies im Hinblick auf einen von Cohen et al. (2007) beschriebenen Mechanismus. Ein früheres Einsetzen der sibirischen Schneebedeckung führt demnach zu einer Hochdruckanomalie und zu aufsteigenden planetaren Wellen, welche über eine Wechselwirkung mit dem stratosphärischen Polarwirbel im folgenden Winter zu einer negativen Phase der Arktischen Oszillation führen. Verstärkte barokline Instabilität, wie zuvor beschrieben, kann das Eintreten der Voraussetzung für diesen Mechanismus begünstigen und somit zu Veränderungen der großskaligen Zirkulation führen.

Im Winter werden die Änderungen auf großen Skalen bestimmender, welche infolge einer reduzierten Meereisbedeckung im vorhergehenden Spätsommer festgestellt werden. Die Ergebnisse zeigen ein in allen Höhen ähnliches, in der Troposphäre teilweise barotropes Muster des Bodenluftdrucks bzw. Geopotentials mit einer positiven Anomalie im Bereich des arktischen Ozeans und negativen Anomalien in den mittleren Breiten. Dabei besteht ein statistischer Zusammenhang mit dem Trend der arktischen Meereisabnahme über eine maximierte Kovarianz. Das Druckmuster steht dem klimatologischen Druckgradienten entgegen und ähnelt den Anomalien einer negativen Phase der Arktischen Oszillation oder Nordatlantischen Oszillation, wobei auch zu diesen Telekonnektionsmustern eine statistische Verbindung besteht. In der Troposphäre bedeutet dies eine Abschwächung der Westwindströmung in den mittleren Breiten und eine verstärkte Meridionalisierung. Francis und Vavrus (2012) finden übereinstimmend verstärkte planetare Wellen, während Liu et al. (2012) eine Verstärkung von Blockingepisoden erkennen. Entsprechend kann es vermehrt zu Kälteeinbrüchen in den mittleren Breiten kommen. Speziell für Europa würde dies eine episodische Abschwächung der Westwindströmung mit milden maritimen Luftmassen bedeuten, wohingegen kalte kontinentale Luftmassen aus Norden und Osten bis nach Mitteleuropa gelangen können.

Auch in der Stratosphäre ist das beschriebene Muster des Geopotentials im statistischen

Zusammenhang mit einer Verringerung der Meereisbedeckung zu finden. Hier gibt es einen Zusammenhang mit einem geschwächten Polarwirbel, was durch entsprechende Windanomalien bestätigt wird. Das Signal aus der Troposphäre gelangt in die Stratosphäre über sich vertikal ausbreitende planetare Wellen. Entsprechende Anomalien sind im pazifischen Raum zu finden. Allgemein spielt der pazifische Raum für solche großskaligen Änderungen eine wichtige Rolle. Hier treffen eine bei niedriger Eisbedeckung positive Geopotentialanomalie, die verstärkten vertikalen EP-Flüsse bis in die Stratosphäre und ein verändertes wellenzugähnliches Muster der Divergenz des EP-Flusses zusammen. Interessant ist, dass diese Anomalien eher mit Meereisänderungen auf der Pazifikseite des arktischen Ozeans in Verbindung zu bringen sind. Ineson und Scaife (2009) bestätigen, dass sich vertikal ausbreitende planetare Wellen in dieser Region den Polarwirbel schwächen können.

Die beschriebenen Änderungen der Zirkulation in der Troposphäre und Stratosphäre zeigen deutlich, dass die Ausdehnung des arktischen Meereises einen Einfluss auf das Klima hat, welcher horizontal mindestens bis in die mittleren Breiten und vertikal bis in die Stratosphäre reicht. Grundsätzlich ergibt sich dadurch die Möglichkeit, ähnlich wie von Cohen und Jones (2011) auf der Grundlage von sibirischer Schneebedeckung gezeigt, Vorhersagen auf Basis der sommerlichen Meereisbedeckung für den darauffolgenden Winter abzuleiten. In der hier vorgestellten Analyse zeigt sich bereits, dass es entscheidend ist, entsprechende Bereiche im arktischen Meereis auszumachen, welche eine tatsächliche prognostische Aussagekraft haben. Ein Eisindex vor Sibirien zeigt vor allem statistische Zusammenhänge mit synoptischen Systemen im Herbst und im Winter in der Troposphäre. Ein Eisindex auf der Pazifikseite des arktischen Ozeans hingegen zeigt eine bessere statistische Verbindung zu den Änderungen von Druck und Wellenmustern im Pazifik und zu Anomalien im unteren Teil der Stratosphäre. Andere Arbeiten (Petoukhov und Semenov 2010, Stroeve et al. 2011, Inoue et al. 2012) deuten an, dass der Bereich der Barentssee von Interesse für Änderungen der troposphärischen Wettersysteme ist. Hier sind weitere Untersuchungen nötig, wobei Betrachtungen von Zyklonenzugbahnen und Niederschlagsmustern mit besonderem Fokus auf den Schneefall erforderlich sind.

Für Jahreszeitenprognosen ist es weiterhin wichtig, dass Modelle in der Lage sind, die Beobachtungen wiederzugeben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies anhand des Modells ECHAM6 untersucht, wobei die untere Randbedingung des Atmosphärenmodells aus Beobachtungen der Meeresoberflächentemperaturen und Meereisbedeckung stammt. Die Modellergebnisse zeigen teils deutliche Abweichungen. Vor allem der ganzjährige bodennahe Erwärmungstrend wird vom Modell nicht wiedergegeben. Auch im Herbst ist er deutlich zu schwach und entsprechend kann die Verstärkung der baroklinen Instabilität nicht festgestellt werden. Im Winter ist der statistische Zusammenhang zwischen der beschriebenen Abschwächung des meridionalen Druckgradienten in der Troposphäre und Stratosphäre zwar vorhanden, tritt jedoch nur noch in der Troposphäre in Erscheinung, wenn die Periode der letzten Jahre, welche die niedrigste Eisbedeckung zeigt, mit den Jahren davor verglichen wird. ERA-Interim zeigt, auch wenn die Analyse auf den zeitlichen Umfang des ECHAM6-Datensatz eingeschränkt wird, Muster ähnlich einer negativen Phase der AO oder NAO und einen geschwächten Polarwirbel in Übereinstimmung mit dem vollen Zeiträumen. Somit ist ECHAM6 nicht in der Lage, die zeitliche Variabilität der großskaligen Zirkulation in ausreichendem Maße wiederzu-

geben, da zumindest für die Stratosphäre Abweichungen vorliegen. Dies ist der Fall, obwohl es für die verstärkte vertikale Ausbreitung planetarer Wellen im pazifischen Raum eine Übereinstimmung gibt, wobei die simulierte Anomalie allerdings zu stark ist. Darüber hinaus weichen die EP-Fluss-Differenzen infolge der Meereisänderungen insbesondere in der Troposphäre in allen anderen Bereichen sehr stark von jenen in ERA-Interim ab, sodass eine schlechte Repräsentation der vertikalen Ausbreitung von planetaren Wellen in ECHAM6 festgestellt werden muss. Handorf und Dethloff (2012) deuten Probleme im Bezug auf Telekonnektionsmuster in einer groß angelegten Vergleichsstudie an und vermuten dynamische Ursachen in der Wechselwirkung zwischen Wellen und Grundstrom. Während viele Modelle dazu in der Lage sind, die räumlichen Muster der Telekonnektionsmuster wiederzugeben, weicht das zeitliche Verhalten stark ab. Eine verfälschte interne Variabilität könnte in ECHAM6 und auch in anderen Modellen demnach die Modifikation der großskaligen Zirkulation durch Meereisänderungen überdecken. Andere Modellstudien (Blüthgen et al. 2012, Porter et al. 2012) bestätigen zumindest die Zusammenhänge zwischen reduziertem Meereis und erhöhten Temperaturen und verstärkten Wärmeflüssen. Orsolini et al. (2011) zeigen, dass über den Ozeanen infolge verringerter Meereisbedeckung verstärkte Strahlströme und Tiefdrucksysteme auftreten, während über Land die Hochdruckgebiete verstärkt sind und die Strahlströme weiter nach Süden ausweichen.

Modellexperimente sind trotz der gefundenen Probleme ein entscheidendes Mittel, um durch gezieltes Einsetzen von Wärmeanomalien weitere Erkenntnisse zu gewinnen. Auch die Untersuchung von Reanalysedaten kann erweitert werden. Zum einen ist es denkbar, neben ERA-Interim auch weitere moderne Reanalysedatensätze wie CFSR oder MERRA zu verwenden. Darüber hinaus wäre es möglich, die horizontale Auflösung in den untersuchten Datensätzen weiter zu erhöhen, sowie anstatt täglicher Daten sechsstündliche Daten zu verwenden. Dies ergibt die Möglichkeit, auch polare Tiefdruckgebiete direkt zu untersuchen, welche kleiner und kurzlebiger sind. Damit einhergehen würde eine notwendige Veränderung der hier genutzten digitalen Filter. Eine weitere Vertiefung verspricht somit ein tiefergehendes Verständnis von Prozessen der Zirkulation in Troposphäre und Stratosphäre bis hin zur Möglichkeit der Entwicklung einer Jahreszeitenprognose.

Abkürzungen und Symbole

Abkürzungen

AMIP	Atmosphere Model Intercomparison Project
AO	Arktische Oszillation
AWI	Alfred-Wegener-Institut
CDO	Climate Data Operators
CFSR	Climate Forecast System Reanalysis
CMIP5	Coupled Model Intercomparison Project Phase 5
ECHAM6	Globales Atmosphärenmodell des Max-Planck-Instituts für Meteorologie Hamburg auf Grundlage eines Wettervorhersagemodells des ECMWF, Version 6
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage)
ENSO	El Niño Südliche Oszillation
EOF	Empirische Orthogonalfunktion
EP-Fluss	Eliassen-Palm-Fluss
ERA-Interim	ECMWF Reanalysis Interim
GrADS	Grid Analysis and Display System
HadISST1	Met Office Hadley Centre Global Sea Ice and Sea Surface Temperature dataset
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change (Zwischenstaatlicher Ausschuss für Klimaänderungen)
MCA	Maximum Covariance Analysis
MERRA	Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications
NAG	Numerical Algorithms Group

NAO	Nordatlantische Oszillation
NCEP	National Centers for Environmental Prediction
NCO	NetCDF Operator
NetCDF	Network Common Data Format
PC	Hauptkomponente (Principal Component)
PNA	Pazifisch Nordamerikanisches Telekonnektionsmuster
SVD	Singular Value Decomposition (Singularwertzerlegung)

Formelzeichen

a_j	Filtergewichte
C	Kovarianzmatrix
c_p	spezifische Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck mit $c_p = 1010 \text{ J}/(\text{kg K})$
D	substantielle Ableitung, genaue Definition jeweils angegeben
E	Matrix der Eigenvektoren
\mathbf{e}_j	j-ter Eigenvektoren einer Matrix bzw. j-te EOF
E_{kin}	kinetische Energie
\dot{E}_{kin}	kinetische Energiequelle
$\bar{\mathbf{E}}_u$	EP-Fluss-Vektor für den Antrieb des Zonalwindes in m^2/s^2
$\bar{\mathbf{E}}_v$	EP-Fluss-Vektor für den Antrieb des Meridionalwindes in m^2/s^2
f	horizontaler Coriolisparameter in s^{-1}
f^*	vertikaler Coriolisparameter in s^{-1}
$\mathcal{F}_x, \mathcal{F}_y, \mathcal{F}_z$	Komponenten des Reibungsterms in m/s^2
g	Erdbeschleunigung mit $g = 9.81 \text{ m}/\text{s}^2$
H	Skalenhöhe $H = RT/g$ in m
i, j, k	Zählervariablen
k	kinetische Energie in J/kg
$\hat{\mathbf{k}}$	vertikaler Einheitsvektor

L	spezifische latente Wärme von Wasserdampf in J/kg oder Wellenlänge in m
l, m, n	Gesamtanzahl an Elementen
N	Brunt-Väisälä-Frequenz in 1/s
p	Druck in Pa
p_0	mittlerer Luftdruck auf Meeresniveau mit $p_0 = 101325$ Pa
Q_1	diabatische Wärme
\dot{Q}_1	diabatische Wärmequelle
Q_2	latente Wärme
\dot{Q}_2	latente Wärmequelle
q	spezifische Feuchte in kg/kg
R	spezifische Gaskonstante für Luft mit $R = 287,058$ J/(kg K)
r	Korrelationskoeffizient
r_E	Erdradius mit $r_E = 6,3675 \cdot 10^6$ m
T	Temperatur in K
t	Zeit in s
\mathbf{U}	Matrix der Links-Singulärvektoren \mathbf{u}_k
\mathbf{u}_k	Links-Singulärvektor
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in m/s
u_g, v_g	Geschwindigkeitskomponenten des geostrophischen Windes in m/s
u_R, v_R, w_R	Geschwindigkeitskomponenten der Residualzirkulation in m/s
$\overline{u'v'}$	horizontaler turbulenter Impulsfluss in m^2/s^2
\mathbf{V}	Matrix der Rechts-Singulärvektoren \mathbf{v}_k
\mathbf{v}_k	Rechts-Singulärvektor
\mathbf{v}	Vektor der Geschwindigkeit $\mathbf{v} = (u, v, w)$ in m/s bzw. $\mathbf{v} = (u, v, \omega)$ in Druckkoordinaten
\mathbf{v}_h	Vektor der horizontalen Geschwindigkeit $\mathbf{v}_h = (u, v)$ in m/s
$\overline{v'T'}$	meridionaler turbulenter Wärmefluss in Km/s
\mathbf{X}	Matrix der Vektoren \mathbf{x}
\mathbf{x}	Vektor einer Raumkoordinate

x, y, z	karthetische Raumkoordinaten in m
\mathbf{Y}	Matrix der Vektoren \mathbf{y}
\mathbf{y}	Vektor einer Raumkoordinate
\mathbf{A}	Matrix der Hauptkomponenten bzw. Zeitreihen α_j
α_j	Hauptkomponente bzw. Zeitreihen der j-ten EOF
β	Änderung der Coriolisbeschleunigung mit der Breite $\beta = \partial f / \partial \phi$
γ	Divergenzterm des geostrophischen Winds aus der variablen Corioliskraft
ζ	relative Vortizität
η	absolute Vortizität
θ	potentielle Temperatur in K
$\mathbf{\Lambda}$	Matrix der Eigenwerte
λ	Azimutwinkel bzw. Längengrade
λ_j	Eigenwerte einer Matrix
ρ	Dichte in kg/m^3
$\mathbf{\Sigma}$	Matrix der Singulärwerte
σ_{EGR}	Eady Growth Rate in $1/\text{s}$
Φ	Geopotential in m^2/s^2
ϕ	Polarwinkel bzw. Breitengrade
Ψ	Stromfunktion, teilweise als beliebige physikalische Größe verwendet
Ω	Winkelgeschwindigkeit der Erdroration mit $\Omega = 2\pi/86400 \text{ s}^{-1}$
ω	vertikale Geschwindigkeitskomponente in Druckkoordinaten
∇	Nablaoperator
∇_h	horizontale Komponente des Nablaoperators

Literaturverzeichnis

- ANDREWS, D. G.; MCINTYRE, M. E.: Planetary Waves in Horizontal and Vertical Shear: The Generalized Eliassen-Palm Relation and the Mean Zonal Acceleration. In: *J. Atmos. Sci.* 33 (1976), S. 2031–2048
- AYARZAGÜENA, B.; LANGEMATZ, und; SERRANO, E.: Tropospheric forcing of the stratosphere: A comparative study of the two major stratospheric warmings in 2009 and 2010. In: *J. Geophys. Res.* 116 (2011), S. D18114
- BARNSTON, A. G.; LIVEZEY, R. E.: Classification, Seasonality and Persistence of Low-Frequency Atmospheric Circulation Patterns. In: *Mon. Wea. Rev.* 115 (1987), S. 1083–1126
- BENDER, F. A-M.; RAMANATHAN, V.; TSELIODIS, G.: Changes in extratropical storm track cloudiness 1983-2008: observational support for a poleward shift. In: *Clim. Dyn.* 38 (2012), S. 2037–2053
- BLACKMON, M. L.: A Climatological Spectral Study of the 500 mb Geopotential Height of the Northern Hemisphere. In: *J. Atmos. Sci.* 33 (1976), S. 1607–1623
- BLACKMON, M. L.; LAU, N.-C.: Regional characteristics of the Northern Hemisphere winter-time circulation: A comparison of the simulation of a GFDL general circulation model with observations. In: *J. Atmos. Sci.* 37 (1980), S. 497–514
- BLÜTHGEN, J.; GERDES, R. ; WERNER, M.: Atmospheric response to the extreme Arctic sea ice conditions in 2007. In: *Geophys. Res. Lett.* 39 (2012), S. L02707
- CHARLTON, A. J.; POLVANI, L. M.: A New Look at Stratospheric Sudden Warmings. Part I: Climatology and Modeling Benchmarks. In: *J. Climate* 20 (2007), S. 449–469
- CHARNEY, J. G.; DRAZIN, P. G.: Propagation of Planetary-Scale Disturbances from the Lower into the Upper Atmosphere. In: *J. Geophys. Res.* 66 (1961), S. 83–109
- CHARNEY, J.G.; DEVORE, J.G.: Multiple Flow Equilibria in the Atmosphere and Blocking. In: *J. Atmos. Sci.* 36 (1979), S. 1205–1236
- CHIODO, Gabriel; HAIMBERGER, Leopold: Interannual changes in mass consistent energy budgets from ERA-Interim and satellite data. In: *J. Geophys. Res.* 115 (2010), S. D02112
- COHEN, J.; BARLOW, M.; KUSHNER, P. J.; SAITO, K.: Stratosphere-Troposphere Coupling and Links with Eurasian Land Surface Variability. In: *J. Climate* 20 (2007), S. 5335–5343

- COHEN, J.; JONES, J.: A new index for more accurate winter predictions. In: *Geophys. Res. Lett.* 38 (2011), S. L21701
- DEE, D. P.; UPPALA, S.: Variational bias correction of satellite radiance data in the ERA-Interim reanalysis. In: *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 135 (2009), S. 1830–1841
- DETHLOFF, K.; RINKE, A.; BENKEL, A.; KØLTZOW, K.; SOKOLOVA, E.; KUMAR SAHA, S.; HANDORF, D.; DORN, W.; ROCKEL, B.; STORCH, H. von; HAUGEN, J. E.; RØED, L. P.; ROECKNER, E.; CHRISTENSEN, J. H. ; M., Stendel: A dynamical link between the Arctic and the global climate system. In: *Geo. Res. Lett.* 33 (2006), S. L03703
- DETHLOFF, K.; SCHMITZ, G. ; GRIEGER, N.: Die transienten Eddy-Transporte in der Projektion auf die langen atmosphärischen Wellen auf der Basis des FGGE Winters 1978/79. In: *Zeitschrift für Meteorologie* 37 (1987), S. 69–84
- DOBLAS-REYES, Francisco J. ; DÉQUÉ, Michel: A Flexible Bandpass Filter Design Procedure Applied to Midlatitude Intraseasonal Variability. In: *Mon. Wea. Rev.* 126 (1998), S. 3326–3335
- DOMINGUES, Catia M.; CHURCH, John A.; WHITE, Neil J.; GLECKLER, Peter J.; WIJFFELS, Susan E.; BARKER, Paul M.; DUNN, Jeff R.: Improved estimates of upper-ocean warming and multi-decadal sea-level rise. In: *Nature* 453 (2008), S. 1090–1093
- DORN, W.; DETHLOFF, K.; RINKE, A.: Limitations of a coupled regional climate model in the reproduction of the observed Arctic sea-ice retreat. In: *The Cryosphere* 6 (2012), S. 985–998
- EADY, E. T.: Long waves and cyclone waves. In: *Tellus* 1 (1949), S. 33–52
- EDMON, H. J.; HOSKINS, B. J. ; MCINTYRE, M. E.: Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere. In: *J. Atmos. Sci.* 37 (1980), S. 2600–2616
- ELIASSEN, A.; PALM, E.: On the transfer of energy in stationary mountain waves. In: *Geofysiske Publikasjoner* 22 (1961), S. 1–23
- ETLING, D.: *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung.* Springer-Verlag, 2002
- FASULLO, John T. ; TRENBERTH, Kevin E.: The Annual Cycle of the Energy Budget. Part I: Global Mean an Land-Ocean Exchanges. In: *J. Climate* 21 (2008), S. 2297–2312
- FASULLO, John T. ; TRENBERTH, Kevin E.: The Annual Cycle of the Energy Budget. Part II: Meridional Structures and Poleward Transports. In: *J. Climate* 21 (2008), S. 2313–2325
- FRANCIS, J. A.; CHAN, W.; LEATHERS, D. J.; MILLER, J. R.; VERON, D. E.: Winter Northern Hemisphere weather patterns remember summer Arctic sea-ice extent. In: *Geophys. Res. Lett.* 36 (2009), S. L07503
- FRANCIS, J. A.; VAVRUS, S. J.: Evidence linking Arctic amplification to extreme weather in mid-latitudes. In: *Geophys. Res. Lett.* 39 (2012), S. L06801

- HANDORF, D.; DETHLOFF, K.: How well do state-of-the-art atmosphere-ocean general circulation models reproduce atmospheric teleconnection patterns? In: *Tellus A* 64 (2012), S. 19777
- HOLLAND, M. M.; SERREZE, M. C.; STROEVE, J.: The sea ice mass budget of the Arctic and its future change as simulated by coupled climate models. In: *Clim. Dyn.* 34 (2010), S. 185–200
- HOLTON, J. R.: *An Introduction to Dynamic Meteorologie*. Elsevier Academic Press, 2004
- HONDA, M.; INOUE, J.; YAMANE, S.: Influence of low Arctic sea-ice minima on anomalously cold Eurasian winters. In: *Geophys. Res. Lett.* 36 (2009), S. L08707
- HOSKINS, B. J.; JAMES, I. N.; WHITE, G. H.: The Shape, Propagation and Mean-Flow Interaction of Large-Scale Weather Systems. In: *J. Atmos. Sci.* 40 (1983), S. 1595–1612
- HOSKINS, B. J.; VALDES, P. J.: On the Existence of Storm-Tracks. In: *J. Atmos. Sci.* 47 (1990), S. 1854–1864
- HURRELL, J. W.; HACK, J. J. ; SHEA, D.; CARON, J. M.; ROSINSKI, J.: A New Sea Surface Temperature and Sea Ice Boundary Dataset for the Community Atmosphere Model. In: *J. Climate* 21 (2008), S. 5145–5153
- INESON, S.; SCAIFE, A. A.: The role of the stratosphere in the European climate response to El Niño. In: *nature Geosci.* 2 (2009), S. 32–36
- INOUE, J.; HORI, M. E.; TAKAYA, K.: The Role of Barents Sea Ice in the Wintertime Cyclone Track and Emergence of a Warm-Arctic Cold-Siberian Anomaly. In: *J. Climate* 25 (2012), S. 2561–2568
- JAISER, Ralf; DETHLOFF, Klaus; HANDORF, Dörthe: Stratospheric response to sea ice retreat and associated planetary wave propagation changes. In: *Tellus A* 65 (2013). – in press
- JAISER, Ralf; DETHLOFF, Klaus; HANDORF, Dörthe; RINKE, Annette; COHEN, Judah: Impact of sea ice cover changes on the Northern Hemisphere atmospheric winter circulation. In: *Tellus A* 64 (2012)
- JAMES, I. N.: *Introduction to circulating atmospheres*. Cambridge University Press, 1994
- KAPSCH, M.-L.; GRAVERSEN, R. G.; TJERNSTRÖM, M.: Springtime atmospheric energy transport and the control of Arctic summer sea-ice extent. In: *Nature climate change* (2013)
- LAU, Ngar-Cheung: Variability of the Observed Midlatitude Storm Tracks in Relation to Low-Frequency Changes in the Circulation Pattern. In: *J. Atmos. Sci.* 45 (1988), S. 2718–2743
- LINDZEN, R. S.; FARRELL, B.: A Simple Approximate Result for the Maximum Growth Rate of Baroclinic Instabilities. In: *J. Atmos. Sci.* 37 (1980), S. 1648–1654
- LIU, J.; CURRY, J. A.; WANG, H.; SONG, M.; HORTON, R. M.: Impact of declining Arctic sea ice on winter snowfall. In: *PNAS* 109 (2012), S. 4074–4079

- LORENZ, E. N.: Deterministic Nonperiodic Flow. In: *J. Atmos. Sci.* 20 (1963), S. 130–141
- ORSOLINI, Y. J.; SENAN, R. ; BENESTAD, R. E.; MELSOM, A.: Autumn atmospheric response to the 2007 low Arctic sea ice extent in coupled ocean–atmosphere hindcasts. In: *Clim. Dyn.* 38 (2011), S. 2437–2448
- PEROVICH, Donald K.; LIGHT, Bonnie; EICKEN, Hajo; JONES, Kathleen F. ; RUNCIMAN, Kay; NGHIEM, Son V.: Increasing solar heating of the Arctic Ocean and adjacent seas 1979–2005: Attribution and role in the ice-albedo feedback. In: *Geophys. Res. Lett.* 34 (2007), S. L19505
- PETOUKHOV, V.; SEMENOV, V. A.: A link between reduced Barents-Kara sea ice and cold winter extremes over northern continents. In: *J. Geophys. Res.* 115 (2010), S. D21111
- PLUMB, R. A.: On the Three-Dimensional Propagation of Stationary Waves. In: *J. Atmos. Sci.* 42 (1985), S. 217–229
- PORTER, D. F.; CASSANO, J. J.; SERREZE, M. C.: Local and large-scale atmospheric responses to reduced Arctic sea ice and ocean warming in the WRF model. In: *J. Geophys. Res.* 117 (2012), S. D11115
- RAYNER, N. A.; PARKER, D. E. ; HORTON, E. B.; FOLLAND, C. K.; ALEXANDER, L. V.; ROWELL, D. P.; KENT, E. C.; KAPLAN, A.: Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century. In: *J. Geophys. Res.* 108 (2003), S. 4407
- RICHMAN, M. B.: Rotation of principal components. In: *J. Climatol.* 6 (1986), S. 293–335
- RIENECKER, M. M.; SUAREZ, M. J.; GELARO, R.; TODLING, R.; BACMEISTER, J. ; LIU, E.; BOSILOVICH, M. G.; SCHUBERT, S. D.; TAKACS, L.; KIM, G.-K.; BLOOM, S.; CHEN, J.; COLLINS, D.; CONATY, A.; SILVA, A. da; GU, W.; JOINER, J.; KOSTER, R. D.; LUCCHESI, R.; MOLOD, A.; OWENS, T.; PAWSON, S.; PEGION, P.; REDDER, C. R.; REICHLER, R.; ROBERTSON, F. R.; RUDDICK, A. G.; SIENKIEWICZ, M.; WOOLLEN, J.: MERRA: NASA's Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications. In: *J. Climate* 24 (2011), S. 3624–3648
- ROSSBY, C. G.: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. In: *J. Mar. Res.* 2 (1939), S. 38–55
- SACHS, L.; HEDDERICH, J.: *Angewandte Statistik*. Springer-Verlag, 2009
- SAHA, S.; MOORTHY, S.; PAN, H.-L.; WU, X.; WANG, J.; NADIGA, S.; TRIPP, P.; KISTLER, R.; WOOLLEN, J.; BEHRINGER, D.; LIU, H.; STOKES, D.; GRUMBINE, R.; GAYNO, G.; WANG, J.; HOU, Y.-T.; CHUANG, H.-Y.; JUANG, H.-M. H.; SELA, J.; IREDELL, M.; TREADON, R.; KLEIST, D.; DELST, P. van; KEYSER, D.; DERBER, J.; EK, M.; MENG, J.; WEI, H. ; YANG, R.; LORD, S.; DOOL, H. van d.; KUMAR, A.; WANG, W.; LONG, C.; CHELLIAH, M.; XUE, Y.; HUANG, B.; SCHEMM, J.-K.; EBISUZAKI, W.; LIN, R.; XIE, P.; CHEN, M.; ZHOU, S.; HIGGINS, W.; ZOU, C.-H.; LIU, Q.; CHEN, Y.; HAN, Y.; CUCURULL, L.; REYNOLDS, R. W.;

-
- RUTLEDGE, G.; GOLDBERG, M.: The NCEP Climate Forecast System Reanalysis. In: *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 91 (2010), S. 1015–1057
- SCHMITZ, G.; GRIEGER, N.; KRÜGER, W.: Die transienten Eddy-Transporte in der Projektion auf die langen atmosphärischen Wellen auf der Basis des FGGE Winters 1978/79. I: Impuls- und Wärmetransporte. In: *Zeitschrift für Meteorologie* 34 (1987), S. 12–32
- SCREEN, J. A.; DESER, C.; SIMMONDS, I.: Local and remote controls on observed Arctic warming. In: *Geophys. Res. Lett.* 39 (2012), S. L10709
- SCREEN, J. A.; SIMMONDS, I.: The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification. In: *Nature* 464 (2010), S. 1334–1337
- SOKOLOVA, E.: *A Study of Large-scale Atmospheric Dynamics on the Basis of NCEP Data and AOGCM Simulations*, Universität Potsdam, Dissertation, 2006
- SOKOLOVA, E.; DETHLOFF, K. ; RINKE, A.; BENKEL, A.: Planetary and synoptic scale adjustment of the Arctic atmosphere to sea ice cover changes. In: *Geophys. Res. Lett.* 34 (2007), S. L17816
- SOLOMON, S. (Hrsg.); QIN, D. (Hrsg.); MANNING, M. (Hrsg.); CHEN, Z. (Hrsg.); MARQUIS, M. (Hrsg.); AVERYT, K. B. (Hrsg.); TIGNOR, M. (Hrsg.); MILLER, H. L. (Hrsg.): *Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA : Cambridge University Press, 2007
- STEVENS, B.; GIORGETTA, M. ; ESCH, M.; MAURITSEN, T.; CRUEGER, T.; RAST, S.; SALZMANN, M.; SCHMIDT, H.; BADER, J.; BLOCK, K.; BROKOPF, R.; FAST, I.; KINNE, S.; KORNBLUEH, L.; LOHMANN, und; PINCUS, R.; REICHLER, T.; ROECKNER, E.: Atmospheric component of the MPI-M Earth System Model: ECHAM6. In: *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 5 (2013), S. 1–27
- STONE, Peter H.; SALUSTRI, Giovanna: Generalization of the Quasi-Geostrophic Eliassen-Palm Flux to Include Eddy Forcing of Condensation Heating. In: *J. Atmos. Sci.* 41 (1984), S. 3527–3536
- STORCH, H. von; ZWIERS, F. W.: *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press, 1999
- STROEVE, J. C.; KATTSOV, V. ; BARRETT, A.; SERREZE, M.; PAVLOVA, T.; HOLLAND, M.; MEIER, W. N.: Trends in Arctic sea ice extent from CMIP5, CMIP3 and observations. In: *Geophys. Res. Lett.* 39 (2012), S. L16502
- STROEVE, J. C.; SERREZE, M. C.; BARRETT, A.; KINDIG, D. N.: Attribution of recent changes in autumn cyclone associated precipitation in the Arctic. In: *Tellus A* 63 (2011), S. 653–663
- TAYLOR, K. E.; STOUFFER, R. J.; MEEHL, G. A.: An Overview of CMIP5 and the Experiment Design. In: *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 93 (2012), S. 485–498

- TRENBERTH, K. E.: An Assessment of the Impact of Transient Eddies on the Zonal Flow during a Blocking Episode Using Localized Eliassen-Palm Flux Diagnostics. In: *J. Atmos. Sci.* 43 (1986), S. 2070–2087
- TRENBERTH, Kevin E.: The three dimensional structure of the atmospheric energy budget: methodology and evaluation. In: *Clim. Dyn.* 32 (2009), S. 1065–1079
- TRENBERTH, Kevin E.; DOLE, Randall; XUE, Yan; ONOGI, Kazutoshi; DEE, Dick; BALMASEDA, Magdalena; BOSILOVICH, Michael; SCHUBERT, Siegfried; LARGE, William: *Atmospheric Reanalyses: A major resource for ocean product development and modeling.* 2009. – whitepaper
- TRENBERTH, Kevin E.; FASULLO, John T.: An Observational Estimate of Inferred Ocean Energy Divergence. In: *J. Phys. Oceanogr.* 38 (2008), S. 984–999
- TRENBERTH, Kevin E.; SMITH, Lesley: Atmospheric Energy Budgets in the Japanese Reanalysis: Evaluation and Variability. In: *J. Meteor. Soc. Japan* 86 (2008), S. 579–592
- VALLIS, G. K.: *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-scale Circulation.* Cambridge University Press, 2006
- VALLIS, G. K.; GERBER, E. P.: Local and hemispheric dynamics of the North Atlantic Oscillation, annular patterns and the zonal index. In: *Dyn. Atmos. Oceans* 44 (2008), S. 184–212

Danksagung

Mein erster Dank gilt dem Alfred-Wegener-Institut für die Möglichkeit, im Rahmen einer dreijährigen Anstellung zu promovieren. Trotz der am Ende immer zu kurzen Zeit betrachte ich dies als ein Privileg. An vorderster Stelle steht dabei Prof. Klaus Dethloff, welcher mich zusammen mit Dr. Dörthe Handorf betreut hat. Die vielen Stunden der fruchtbaren Diskussionen sind es, welche diese Arbeit und zwei gemeinsame Veröffentlichungen auf den Weg gebracht haben. Hervorgehoben sei auch Sabine Erxleben, welche in der knappen Zeit der letzten Monate eine große Unterstützung bei der Bereitstellung und Berechnung der nötigen Daten war.

Für den Abschluss einer solchen Arbeit ist es auch entscheidend, ein passendes Umfeld vorzufinden. Mit den Kollegen am Alfred-Wegener-Institut war und ist dies gegeben gewesen, egal ob auf wissenschaftlicher Ebene oder abseits davon. Insbesondere mit den Potsdamer Doktoranden verbinde ich nicht nur eine gute alltägliche Arbeitsatmosphäre, sondern auch die ein oder andere Unternehmung in der Freizeit.

Diese Zerstreuung in der Freizeit ist auch sehr wichtig, um die nötige Kraft für solch ein Promotionsprojekt verfügbar zu machen. Deshalb danke ich auch allen Freunden und besonders meiner Familie. Den Rückhalt und das Verständnis, welches mir entgegen gebracht wurde, möchte ich nicht missen; es hat einen unschätzbaren Wert für mich. In besonderem Maße gilt das für meine Freundin Rebecca. Du hast mich immer bestärkt, mir jederzeit Kraft gegeben und mich unterstützt. Das war eine wichtige Konstante, die mich hat vor allem die letzten Monate so leicht ertragen lassen.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe. Die Arbeit wurde an keiner anderen Hochschule eingereicht.

Ralf Jaiser