

Dynamische und thermodynamische Einflüsse
auf den Drehimpuls der Atmosphäre und
dessen Auswirkung auf die allgemeine
Zirkulation

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Oliver Joachim Stenzel

aus

Kiel

Hamburg

2004

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von Dr. Jin-Song von Storch
und Prof. Dr. Klaus Fraedrich

Hamburg, den 16.6.2004

Prof. Dr. H. Schleicher
Dekan
des Fachbereichs Geowissenschaften

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Zusammenhang zwischen relativem Drehimpuls und der allgemeinen Zirkulation in Abhängigkeit vom thermischen Antrieb und Orographie untersucht. Es werden zu diesem Zweck Experimente mit dem numerischen Zirkulationsmodell PUMA durchgeführt. Dazu wird in zwei Schritten vorgegangen. Im ersten Fall wird bei einer konstanten Orographie der thermische Antrieb und im zweiten bei konstantem thermischen Antrieb die Orographie variiert. So wird das Modell im zentralen Experiment im Schritt eins in 20 Integrationen mit jeweils unterschiedlich starkem thermischen Antrieb verwendet. Es wird dabei ein weiterer Parameterbereich abgedeckt, der von einer Atmosphäre ohne thermischen Antrieb über eine Atmosphäre mit realitätsnahem Antrieb, bis zu einer Atmosphäre mit extrem starkem thermischen Antrieb reicht. Die Modell-Atmosphäre reagiert auf die unterschiedlichen Antriebe mit der Bildung verschiedener Zirkulationsregime. Dies sind ein zonal symmetrisches Hadley-Regime und zwei Rossby-Regime in denen Wirbel mit mittlerer bzw. niedriger Wellenzahl dominieren. Der Übergang zwischen den Rossby-Regimen verläuft kontinuierlich. Ein Hystereseverhalten kann mit einem Experiment mit transients Veränderung des Antriebs nicht nachgewiesen werden. Der relative Drehimpuls der Atmosphäre ist umso größer, je stärker sich die Heizraten der Atmosphäre zwischen Pol und Tropen unterscheiden. Im Vergleich mit anderen globalen Indizes reagiert der relative Drehimpuls sehr empfindlich auf die Änderung des Zirkulationsregimes. Im zweiten Schritt werden Experimente mit drei unterschiedlichen Orographien verglichen. Einzelne Gebirge in der Westwindzone behindern die zonale Zirkulation und verringern so den relativen Drehimpuls. Wie stark der relative Drehimpuls verringert wird, hängt dabei nichtlinear von der Höhe des Gebirges ab. Ein Experiment mit einer der Erde nachgebildeten Orographie zeigt, dass mehrere Gebirgszüge auf einem Breitenkreis durch die Interaktion stehender Wellen unterschiedlichen Einfluss auf den relativen Drehimpuls haben. Der Abstand der Gebirge scheint dabei entscheidend zu sein, ob ein positives oder negatives Gesamtdrehmoment resultiert.

Insgesamt betrachtet übt der thermische Antrieb den stärksten Einfluss auf den relativen Drehimpuls aus. Bereits an zweiter Stelle folgt die allgemeine Zirkulation der mittleren Breiten. Es stellt sich heraus, dass die Aufteilung der kinetischen Energie zwischen mittlerer zonaler Strömung und den Wirbeln den relativen Drehimpuls stark beeinflusst. Die Orographie hat einen um zwei Größenordnungen geringeren Effekt auf den relativen Drehimpuls als der thermische Antrieb und die Zirkulationsregime der mittleren Breiten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Zielsetzung und Gliederung dieser Arbeit	6
1.2	Der Drehimpuls der Atmosphäre	7
1.2.1	Der Drehimpuls des Erdsystems	7
1.2.2	Die Atmosphäre	8
1.2.3	Die Drehimpulsbilanz der Atmosphäre	8
2	Methodik	13
2.1	Die Experimente	13
2.2	Das Modell	14
2.2.1	Restorationstemperatur	16
2.2.2	Lösung der prognostischen Gleichungen	18
2.2.3	Standardkonfiguration	19
2.3	Aufteilung der Zirkulation	19
2.4	Bilanzgleichung	21
2.5	Drehimpulsbilanz des PUMA	23
2.6	Spektralanalyse	25
2.6.1	Spektralanalyse der Wellen der mittleren Breiten	28
2.6.2	Wellenzahl-Frequenz-Spektren	29
3	Experiment mit stationärem Antrieb	31
3.1	Die Regime	33
3.2	Die zonal gemittelte Zirkulation	35
3.3	Wellen in den mittleren Breiten	39
3.4	Baroklinizität	43
3.5	Meridionaltransporte	48
3.5.1	Wärmetransport	48
3.5.2	Impulstransporte	51
3.6	Energetik	51

4	Experiment mit transientem Antrieb	57
4.1	Unterschiedliche Zustände?	59
4.2	Regimewechsel	66
4.2.1	Drehimpuls und Energie	66
4.2.2	Bodendruck	68
5	Orographie	71
5.1	Verwendete Orographien	71
5.2	Der Drehimpuls	73
5.3	Drehimpulsbilanz	77
6	Resümee	81
6.1	Der thermische Antrieb	81
6.2	Orographie	84
6.3	Ergebnisse und Ausblick	85
A	Symbole, Konstanten und Abkürzungen	89
B	Konfiguration von PUMA	91
C	Fremde Datensätze	92

Kapitel 1

Einleitung

Die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre wird durch die unterschiedlichen Strahlungsbilanzen in den Tropen und den Polen angetrieben. Wichtige Randbedingungen, die die allg. Zirkulation beeinflussen, sind die Rotationrate der Erde, die globale Strahlungsbilanz sowie die Verteilung der Landmassen. Eine der wichtigsten und auffälligsten Eigenschaften der Atmosphäre ist ihre Superrotation. Superrotation bedeutet, dass die Atmosphäre sich im globalen Mittel schneller nach Osten dreht, als die Erde selbst. Die axiale Komponente des relativen atmosphärischen Drehimpulses AAM (siehe Abschnitt 1.2) ist eine physikalische Größe, die dieses Verhalten beschreibt.

Die Erhaltung des Drehimpulses ist als zentrales physikalisches Prinzip der Schlüssel zum Verständnis der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. So zeigen z.B. Held und Hou (1980) mit einem idealisierten Modell, dass die Breite der Hadleyzelle sowie ihre Stärke durch die Zwangsbedingung der Drehimpulserhaltung innerhalb der Zelle und den thermischen Antrieb erklärt werden kann. Die Erhaltung der Drehimpulsbilanz setzt zwar eine Randbedingung für die Zirkulation der Atmosphäre, kann aber nicht von sich aus den absoluten Betrag des Drehimpulses von ca. $13 \cdot 10^{25} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ bestimmen. Dieser hängt vom thermischen Antrieb der Atmosphäre, den Randbedingungen wie der turbulenten Reibung am Untergrund und der Über- sowie Umströmung von Gebirgen sowie der internen Variabilität der Zirkulation ab. Es existiert zwar eine Vielzahl von Arbeiten, die die Bilanz des Drehimpulses anhand von Messungen, z.B. Oort und Peixóto (1983), Huang *et al.* (1999), Newton (1971) oder Modellsimulationen wie Lejenas *et al.* (1997) und Boer (1990) untersuchen, aber es fehlen Studien, die sich speziell auf die Größe des relativen Drehimpulses konzentrieren. Daher ist es Ziel dieser Arbeit, die Größe des Drehimpulses umfassend zu untersuchen.

1.1 Zielsetzung und Gliederung dieser Arbeit

Diese Arbeit hat das Ziel, die Abhängigkeit der Größe des relativen Drehimpulses vom thermischen Antrieb, von der damit verbundenen internen Variabilität der Atmosphäre sowie von den dynamischen Randbedingungen durch Gebirge zu untersuchen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung des Einflusses, den der thermische Antrieb auf die allgemeine Zirkulation und auf den AAM hat, da dieser den AAM zum größten Teil bestimmt. Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind daher die Arbeiten von Fultz *et al.* (1959) und Hide (1977). In diesen wird die Zirkulation einer Flüssigkeit in rotierenden Schalen und Doppelzylindern untersucht. Durch Heizen an der Außenwand und Kühlung nahe der Rotationsachse wird der Einfluss der differentiellen Heizung untersucht. Weiter konnten die Auswirkungen unterschiedlicher Rotationsperioden bewertet werden. Aus den Ergebnissen geht hervor, dass für schnelle Rotationen und geringe Temperaturgradienten Regime mit hoher zonaler Wellenzahl vorherrschen und für langsame Rotation und große Gradienten die Zirkulation Regime mit niedriger Wellenzahl aufweist. Diese Ergebnisse der Laborexperimente geben wichtige Hinweise auf das Verhalten der Atmosphäre. Sie können aber die Reaktion der Atmosphäre auf die Veränderung der Parameter nicht ausreichend widerspiegeln. Dazu vernachlässigen diese idealisierten Experimente zu viele Prozesse, wie z. B. die Änderung der Corioliskraft mit der Breite (Beta-Effekt) und die Kompressibilität der Atmosphäre.

Ein drei-dimensionales, dynamisches Klimamodell stellt eine Alternative zu Laborexperimenten dar, in der beliebig die Komplexität erhöht werden kann, was eine genauere Untersuchung der allgemeinen Zirkulation ermöglicht. Experimente mit unterschiedlichen Rotationsperioden finden sich beispielsweise bei Hunt (1979a,b). Auch unterschiedliche Äquator – Pol Temperaturgradienten sind, wenn auch seltener, untersucht worden (Rind, 1998). Diese werden von Rind (1998) aber nur in einem kleinen Bereich variiert (wenige Kelvin), um kurzzeitige Klimaschwankungen nachzustellen. Umfassende Untersuchungen des Einflusses zonal unterschiedlicher Heizraten auf die allgemeine Zirkulation sind aber eher vernachlässigt worden. Der Einfluss von Gebirgen wird ebenfalls, aber weniger ausführlich untersucht.

Zur Durchführung der Untersuchung wird ein Zirkulationsmodell der Atmosphäre benutzt. Die Notwendigkeit, die differentielle Heizung, die den thermischen Antrieb der Atmosphäre darstellt, auf einfache Weise zu variieren, führt zu der Entscheidung, das Zirkulationsmodell PUMA des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg (Fraedrich *et al.*, 1998) zu verwenden. Komplexe Zirkulationsmodelle berechnen die Strahlungsdivergenzen mit Strahlungstransportmo-

dulen explizit für jeden Punkt der Atmosphäre. Die Strahlungseigenschaften der Atmosphäre sind an die Bewegung gekoppelt, daher lässt sich die differentielle Erwärmung nur schwer beschreiben. Eine Möglichkeit wäre es, eine veränderte Ozeanoberflächentemperatur SST vorzuschreiben (Rind, 1998), was aber problematisch ist, da die SST nicht die komplette Heizrate verursacht. PUMA bietet hier einen Ausweg, da es die diabatische Heizung über eine breitenabhängige Newtonsche Abkühlung parametrisiert. Eine Beschreibung des Modells findet sich in Abschnitt 2.2 ab Seite 14.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst wird der Drehimpuls der Atmosphäre und dessen Bilanz definiert (Abschnitt 1.2). Im zweiten Kapitel werden dann die Methoden, mit denen die Experimente durchgeführt und ausgewertet werden, vorgestellt. Im dritten und vierten Kapitel wird der Einfluss des thermischen Antriebs auf den Drehimpuls zum einen mit einem stationär (Kapitel 3) sowie zum anderen mit einem transient (Kapitel 4) angetriebenen Modell untersucht. Kapitel 5 untersucht den Drehimpuls, der sich aus drei verschiedenen Orographien ergibt. Im Anschluss werden in Kapitel 6 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und bewertet. In den Anhängen ab Seite 89 werden die verwendeten Symbole, Konstanten und Abkürzungen, die Standardkonfiguration des Modells und Referenzen über verwendete Fremddatensätze zusammengefasst.

1.2 Der Drehimpuls der Atmosphäre

1.2.1 Der Drehimpuls des Erdsystems

Der Drehimpuls des Erdsystems ist, wenn man von den Gezeiten und Gravitationseffekten durch die Sonne, den Mond und die anderen Planeten absieht, konstant. Für die Komponenten dieses Systems gilt dieser Erhaltungssatz nicht, da sie durch Reibung und Druckunterschieden an Gebirgen Drehimpuls untereinander austauschen und durch Transporte Trägheitsmomente verändern. Diese Komponenten sind die feste Erde, der Weltozean und die Atmosphäre.

Da die allgemeinen Zirkulationen von Atmosphäre und Ozean zeitlichen Schwankungen unterliegen, ist auch die Bilanz des Drehimpulses veränderlich. Durch diese Änderungen der Drehimpulsbilanz zwischen Atmosphäre und Erde bzw. zwischen Ozean und Erde wird der Drehimpuls der Erde und damit die Tageslänge verändert. Dieser Zusammenhang ist seit der Mitte des letzten Jahrhunderts bekannt (Starr, 1948; Munk und Miller, 1950). Er konnte aber erst Jahrzehnte später ausreichend quantifiziert werden. Eine umfassende Diskussion dieses Phänomens findet sich in den Review-Artikeln von Wahr (1988) und Rosen (1993).

1.2.2 Die Atmosphäre

Die Atmosphäre umschließt mit der Erde eine gekrümmte Oberfläche. Die Strömungen auf dieser Oberfläche folgen also auch gekrümmten Bahnen und besitzen daher einen Drehimpuls. Bei der Betrachtung des Gesamtdrehimpulses der Atmosphäre wählt man als Hauptdrehachse die Rotationsachse der Erde. In dieser Arbeit wird ausschließlich die axiale Komponente des Drehimpulses betrachtet. Soweit nicht explizit anders angegeben ist in dieser Arbeit mit „Drehimpuls“ immer nur die axiale Komponente des Drehimpulses gemeint. Da die Atmosphäre sich mit der Erde um deren Achse dreht, besitzt sie auch im ruhenden Zustand einen Drehimpuls. Dieser wird im Allgemeinen nach dem Rotationsvektor der Erde $\vec{\Omega}$ als Ω -Drehimpuls

$$M_{\Omega} = \int \Omega a^2 \cos^2(\varphi) dm \quad (1.1)$$

bezeichnet. Der Drehimpuls, der darüber hinaus in einem mit der Erde rotierenden Koordinatensystem existiert, wird als *relativer Drehimpuls*

$$M_r = \int u a \cos(\varphi) dm \quad (1.2)$$

bezeichnet. Zusammen ergeben sie den gesamten Drehimpuls der Atmosphäre:

$$M_{total} = M_{\Omega} + M_r \quad (1.3)$$

$$= \int (\Omega a \cos(\varphi) + u) a \cos(\varphi) dm \quad (1.4)$$

1.2.3 Die Drehimpulsbilanz der Atmosphäre

Auf Grund der Drehimpulserhaltung gilt für die lokale Änderung des absoluten Drehimpulses pro Masseneinheit m:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_{\lambda} a \cos \varphi + \mathcal{G}_{extern} \quad (1.5)$$

Der Drehimpuls eines Luftpaketes mit der Einheitsmasse ändert sich also nur durch den zonalen Druckgradienten $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda}$ (Term 1), den vertikalen Eddy-Stress¹

$$F_{\lambda} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\lambda z}}{\partial z}$$

¹Die Anteile $\frac{\partial \tau_{\lambda \lambda}}{\partial \lambda}$ und $\frac{\partial \tau_{\varphi \lambda}}{\partial \lambda}$ von F_{λ} werden hier vernachlässigt und verschwinden für das globale Integral vollständig.

(Term 2) sowie die Gezeiten und andere extraterrestrische Einflüsse G_{extern} . Der Term G_{extern} wird im Folgenden als vernachlässigbar angenommen. Durch Anwendung der Kontinuitätsgleichung erhält man die lokale Änderung des Drehimpulses pro Volumeneinheit:

$$\frac{\partial \rho m}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{v} m) - \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \rho F_{\lambda} a \cos \varphi \quad (1.6)$$

Daraus folgt für die zeitlich und zonal gemittelte sowie vertikal integrierte Bilanz im Sigmasystem:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{g} \int_0^1 \frac{\partial}{\partial t} [p_s m] d\sigma \\ &= \underbrace{-\frac{1}{g a \cos \varphi} \int_0^1 \frac{\partial}{\partial \varphi} (\mathcal{F}_{\varphi} \cos \varphi) d\sigma}_{\text{A}} \\ &\quad \underbrace{-\frac{a}{g} \cos \varphi [p_s F_{\lambda}]}_{\text{B}} \\ &\quad \underbrace{-\left[p_s \frac{\partial h}{\partial \lambda} \right]}_{\text{C}}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

wobei

$$\mathcal{F}_{\varphi} = \underbrace{a^2 \cos^2(\varphi) \Omega [\overline{p_s v}]}_I + \underbrace{a \cos \varphi \left([\overline{u}] [\overline{p_s v}] + [\overline{u^* p_s v^*}] + [\overline{u' (p_s v)'}] \right)}_{II} \quad (1.8)$$

den meridionalen Drehmomentfluss darstellt. Nach Starr und White (1954) wird das zonale Mittel hier durch den Operator

$$[x] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} x d\lambda \quad (1.9)$$

und das zeitliche Mittel durch

$$\bar{x} = \frac{1}{T} \int_0^T x dt \quad (1.10)$$

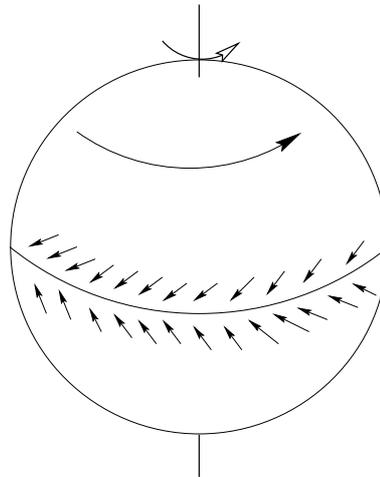


Abbildung 1.1: Schema der vorherrschenden Windrichtung.

symbolisiert. Für die Abweichung von den Mittelwerten gelten:

$$x' = x - \bar{x} \quad (1.11)$$

sowie

$$x^* = x - [x] . \quad (1.12)$$

Die drei Terme der rechten Seite von Gl. (1.7) beschreiben die Divergenz des meridionalen Drehimpulstransportes (Term A) sowie den Austausch von Drehimpuls mit dem unterliegenden Medium durch Reibung (Term B) und den zonalen Druckgradienten (Term C). Da die vorherrschende Windrichtung in den Passatregionen der Drehrichtung der Erde entgegensteht (Abb. 1.1), wird hier durch Reibung Drehimpuls von der Erde an die Atmosphäre abgegeben. In Breiten, in denen der Westwind dominiert, also insbesondere in den mittleren Breiten, wird umgekehrt Drehimpuls von der Atmosphäre an die Erde abgegeben. Der Term C taucht immer dann auf, wenn der zonale Druckgradient im zonalen Mittel nicht verschwindet. Dies ist an orographischen Hindernissen der Fall. Da der Druckterm an Gebirgen auftritt, trägt er außer „Druckterm“ (bzw. -moment) auch den Namen „Gebirgstern“ (bzw. -moment). Z.B. ist der Druck häufig auf der Luv-Seite leicht höher als auf der Leeseite. Das lässt sich unter anderem darauf zurückführen, dass sich bei einer ostwärtigen Überströmung von Gebirgen auf Grund der Erhaltung der potentiellen Vorticity auf der Leeseite ein Trog ausbildet (siehe z.B. Pichler (1997)). Dies führt dazu, dass der zonal gemittelte zonale Druckgradient ungleich Null ist und somit ein Drehmoment darstellt.

Die Erhaltung der potentiellen Vorticity kann aber nicht alleine die gesamten Druckmomente erklären. Eine Trogbildung auf Grund der Erhaltung der potentiellen Vorticity kann aber nur bei einer Westströmung auftreten. Die Auswertungen von Beobachtungsdaten (Peixóto und Oort, 1992; Newton, 1972) und Reanalysen (Huang *et al.*, 1999) zeigen, dass das Gebirgsmoment in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel und in den Subtropen bis in die mittleren Breiten der Südhalbkugel im Jahresmittel negativ ist. In einer Studie über den Drehimpulshaushalt in den NCEP/NCAR-Reanalysen (Kalnay *et al.*, 1996) zeigen de Viron *et al.* (2002), dass die Beiträge Nordamerikas und Asiens positiv sind, während der Beitrag Südamerikas negativ ist. Über andere Ursachen für Druckgradienten über Gebirgszüge finden sich wenige Quellen in der Literatur. Von de Viron *et al.* (2002) wird hier der asiatische Monsun-Zyklus genannt.

Gleichung 1.8 beschreibt den zonal gemittelten und vertikal integrierten meridionalen Fluss von Drehimpuls. Der erste Teil gibt den Transport von Ω -Drehimpuls an, während der zweite den meridionalen Fluss von relativem Drehimpuls darstellt. Der Ω -Term gibt mit dem Transport des Ω -Drehimpulses auch den Transport von Masse über die Breitenkreise an. Über lange Zeiträume gemittelt, muss dieser Term also verschwinden, sofern keine dauerhafte Umverteilung der atmosphärischen Masse stattfindet. Der Fluss von relativem Drehimpuls lässt sich in drei Teile aufspalten: den Transport durch die mittlere Meridionalzirkulation, durch die stationären und durch die transienten Wirbel.

Kapitel 2

Methodik

Das Verhalten der Atmosphäre und im speziellen des Drehimpulses wird anhand verschiedener Experimentenserien mit PUMA untersucht. Dabei wird jeweils ein Teil des Antriebs der Atmosphäre isoliert in seinen Auswirkung auf die Zirkulation untersucht. Es werden in dieser Arbeit folgende Einflüsse studiert:

1. die breitenabhängige diabatische Heizung und
2. die Orographie.

Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf Punkt 1, der Untersuchung des thermischen Antriebs der Atmosphäre.

2.1 Die Experimente

In dieser Arbeit wird der Zusammenhang zwischen der allg. Zirkulation der Atmosphäre, ihres Antriebes und Randbedingungen sowie dem Drehimpuls analysiert. Dazu wird das atmosphärische Zirkulationsmodell PUMA verwendet. PUMA ist ein vereinfachtes Zirkulationsmodell, in dem die adiabatischen Prozesse parametrisiert werden. Wie sein Vorgänger das „Reading multi-layer spectral model“ (Hoskins und Simmons, 1975), dient es der Untersuchung komplexer dynamischer Prozesse der Atmosphäre. Beispiele für solche Studien sind unter anderen: James und James (1992) und James *et al.* (1994), welche die ultra-lange Variabilität der Atmosphäre untersuchen sowie Mole und James (1990), die „baroclinic adjustment“ in Zusammenhang mit zonal veränderlichen Strömungen studieren. Speziell mit PUMA wurden z.B. Experimente durchgeführt, in denen mit Hilfe eines Wärmedipols ein idealisierter Stormtrack simuliert wird (Frisius *et al.*, 1998) und die Dynamik tief-frequenter Variabilität der Atmosphäre untersucht (Franzke, 2002). Eine Beschreibung des Modells findet sich in Abschnitt 2.2.

Folgende Experimente wurden durchgeführt:

Bezeichnung	Erklärung
<i>DTEMP</i>	Änderung des Äquator–Pol Temperaturgradienten, stationär
<i>TRANSDT</i>	Änderung des Äquator–Pol Temperaturgradienten, transient
<i>ORO1500</i>	1500 m hohes Gebirge in Nord – Süd Richtung
<i>ORO3000</i>	3000 m hohes Gebirge in Nord – Süd Richtung
<i>REALORO</i>	Modell-Orographie an reale Orographie angelehnt

Tabelle 2.1: Durchgeführte Experimente

2.2 Das Modell

PUMA ist ein numerisches Modell der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Wie die meisten der Modelle, die die globale Zirkulation simulieren, verwendet es die Bewegungsgleichungen in einer vereinfachten Form, den sogenannten „Primitiven Gleichungen“. In diesen wird eine hydrostatische Schichtung der Atmosphäre angenommen. Die prognostische Gleichung für die Vertikalgeschwindigkeit reduziert sich dann auf die Hydrostatik-Gleichung. Die Terme der Gleichungen für die Horizontalgeschwindigkeiten, die die Vertikalgeschwindigkeit beinhalten, werden vernachlässigt. Beispiele für Primitive-Gleichungen-Modelle sind das Hamburger Modell ECHAM (Roeckner *et al.*, 1996) und das Community Climate Modell CCM des NCAR (Acker *et al.*, 1996). Eine nicht-hydrostatische Formulierung der Modellgleichungen wird in meso- und mikroskaligen Modellen, die hydrostatische Prozesse auflösen, wie z.B. Fronten und Konvektion verwendet. Beispiele für solche Modelle sind unter anderen GESIMA (Kapitza und Eppel, 1992), METRAS (Schlünzen *et al.*, 1996) und das Lokalmmodell des Deutschen Wetterdienstes LM (Doms *et al.*, 2002).

PUMA ist ein Spektral-Modell. Die Modellvariablen $X(\lambda, \varphi)$ werden durch eine Reihenentwicklung von Kugelflächenfunktionen

$$Y_l^m(\lambda, \varphi) = P_l^m(\mu) e^{im\lambda} \quad (2.1)$$

dargestellt.

$$X(\lambda, \varphi) = \sum_{m=-M}^M \sum_{l=m}^N X_l^m Y_l^m(\lambda, \varphi) \quad (2.2)$$

$P_l^m(\mu)$ sind dabei die assoziierten Legendre Funktionen bei $\mu = \sin\varphi$. Für eine exakte Darstellung im Spektralraum müsste eine unendliche Reihenentwicklung

($M = \infty, N = \infty$) gewählt werden. Für reale Anwendungen wird diese bei endlichen M und N abgebrochen. An welcher Stelle man diese Reihenentwicklung abbricht bestimmt die räumliche Auflösung des Modells. PUMA bricht die Reihe bei $M = N = 21$ ab, was als Dreiecksabbruch (triangular truncation) bei Wellenzahl 21 (T21) bezeichnet wird. Da die Berechnung der nicht-linearen Teile der Advektionsterme der prognostischen Gleichungen im Spektralraum sehr aufwendig ist (Washington und Parkinson, 1986), werden sie im Gitterraum berechnet und anschließend in den Spektralraum transformiert (Eliassen *et al.*, 1970; Orszag, 1970).

PUMA beschränkt sich auf die Simulation der Dynamik der Atmosphäre. Die Reibung und die diabatischen Prozesse werden durch Relaxationsgleichungen parametrisiert. Für die Vorticitygleichung

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} \mathcal{F}_v - \frac{\partial}{\partial \mu} \mathcal{F}_u - \frac{\xi}{\tau_F} - K(-1)^h \nabla^{2h} \xi \quad (2.3)$$

sind das der RAYLEIGH-Reibungsterm $\frac{\xi}{\tau_F}$ und die Hyperdiffusion $K(-1)^h \nabla^{2h} \xi$. In der Divergenzgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} = & \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} \mathcal{F}_u + \frac{\partial}{\partial \mu} \mathcal{F}_v \\ & - \nabla^2 \left(\frac{U^2 + V^2}{2(1-\mu^2)} + \Phi + T_R \ln p_s \right) \\ & - \frac{D}{\tau_F} - K(-1)^h \nabla^{2h} D \end{aligned} \quad (2.4)$$

finden sich analog der RAYLEIGH-Reibungsterm $\frac{D}{\tau_F}$ und der Hyperdiffusionsterm $K(-1)^h \nabla^{2h} D$. Die Zeitkonstante τ_F bestimmt dabei die Stärke der Reibung.

In der thermodynamischen Gleichung (1. Hauptsatz der Wärmelehre)

$$\begin{aligned} \frac{\partial T'}{\partial t} = & -\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} (UT') - \frac{\partial}{\partial \mu} (VT') \\ & + DT' - \sigma \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \kappa \frac{T\omega}{p} + \frac{T_R - T}{\tau_R} - K(-1)^h \nabla^{2h} T' \end{aligned} \quad (2.5)$$

werden die diabatischen Prozesse durch die Newtonsche Kühlung $\frac{T_R - T}{\tau_R}$ und die Hyperdiffusion $K(-1)^h \nabla^{2h} T'$ parametrisiert. Mit dem Parameter τ_r lässt sich angeben, wie schnell sich das Temperaturfeld an die Restorationstemperatur anpasst. Die Hyperdiffusion ist notwendig, um die Dissipation auf Skalen zu ersetzen, die

das Modell nicht auflösen kann.

Das System wird durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial(\ln p_s)}{\partial t} = -\frac{U}{1-\mu^2} \frac{\partial(\ln p_s)}{\partial \lambda} - V \frac{\partial(\ln p_s)}{\partial \mu} - D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (2.6)$$

und die hydrostatische Grundgleichung

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \ln \sigma} = -T \quad . \quad (2.7)$$

geschlossen. In den Gl. 2.3 und 2.4 symbolisieren \mathcal{F}_u und \mathcal{F}_v

$$\mathcal{F}_u = V\zeta - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - T' \frac{\partial(\ln p_s)}{\partial \lambda} \quad (2.8)$$

$$\mathcal{F}_v = -U\zeta - \dot{\sigma} \frac{\partial V}{\partial \sigma} - T' (1-\mu^2) \frac{\partial(\ln p_s)}{\partial \mu} \quad . \quad (2.9)$$

Anstatt der Horizontalkomponenten der Geschwindigkeit u und v werden

$$U = u \cos \varphi \quad (2.10)$$

$$V = v \cos \varphi \quad (2.11)$$

verwendet (Robert, 1966).

$$T' = T - T_R \quad (2.12)$$

ist die Differenz zwischen Temperatur und Restorationstemperatur. In Tabelle 2.2 sind die übrigen Variablen der Gleichungen 2.3 bis 2.9 definiert.

2.2.1 Restorationstemperatur

Die Restorationstemperatur T_R wird dabei gegeben durch:

$$T_R(\varphi, \sigma) = \Gamma_T(\sigma) + f(\sigma) \left(\Delta T_{NS} \frac{\mu}{2} - \Delta T_R \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right) \right) \quad (2.13)$$

Die Funktion $\Gamma_T(\sigma)$ legt dabei fest, wie sich die global gemittelte Restorationstemperatur mit der Höhe ändert.

$$\begin{aligned} \Gamma_T(\sigma) = & T_R(\sigma_{dtrop}) \\ & + \sqrt{\left(\frac{alr}{2} (z_{dtrop} - z(\sigma)) \right)^2 + dttrp^2} + \frac{alr}{2} (z_{dtrop} - z(\sigma)) \end{aligned} \quad (2.14)$$

ζ	absolute Vorticity
μ	$\sin \varphi$
φ	geographische Breite
λ	geographische Länge
ξ	relative Vorticity
K	Hyperdiffusionsparameter
h	Ordnung der Hyperdiffusion
D	Divergenz
ω	dp/dt
Φ	Geopotential
p_s	Bodendruck
σ	p/p_s
$\dot{\sigma}$	$d\sigma/dt$

Tabelle 2.2: Definition der Variablen

$T_R(\sigma_{dtrop})$ ist die Restorationstemperatur auf Höhe der Tropopause z_{dtrop} . Der vertikale Gradient der Restorationstemperatur wird durch $-alr$ repräsentiert. Durch den Parameter $dttrp$ wird die Kurve von Γ_T im Bereich der Tropopause geglättet. $T_R(\sigma_{dtrop})$ wird im Modell aus dem Parametern T_{gr} und alr abgeleitet:

$$T_R(\sigma_{dtrop}) = T_{gr} - alr \times z_{dtrop} \quad (2.15)$$

Dabei ist T_{gr} das globale Mittel der Restorationstemperatur am Boden. Die Funktion

$$f(\sigma) = \begin{cases} \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\sigma - \sigma_{dtrop}}{1 - \sigma_{dtrop}}\right), & \text{für alle } \sigma \geq \sigma_{dtrop} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.16)$$

reduziert den horizontalen Gradienten der Restorationstemperatur mit zunehmender Höhe.

Der Höhenaufbau der Relaxionstemperatur nach Γ_T ist in Abbildung 2.1 schematisch wiedergegeben. In der Standardkonfiguration ergibt sich so das in Abb. 2.2 dargestellte Restorationstemperaturfeld.

T_R ist die Größe, die den thermodynamischen Antrieb des Modells bestimmt. Über T_R lässt sich einstellen, wie die Atmosphäre im „Strahlungsgleichgewicht“ aussehen soll. Durch eine Änderung der Parameters ΔT_{NS} kann eine asymmetrische Heizung der beiden Hemisphären erreicht werden. So ist es möglich unterschiedliche Jahreszeiten zu simulieren. ΔT_R gibt vor, wie groß die Differenz

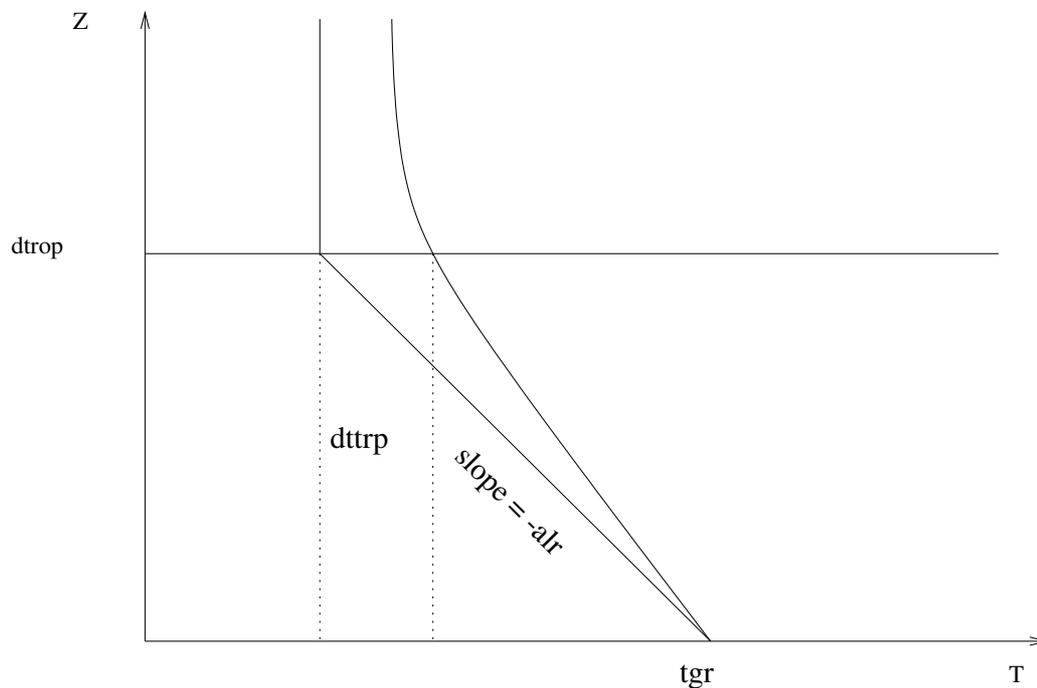


Abbildung 2.1: Änderung der Restorationstemperatur mit der Höhe. Nach Fraedrich *et al.*, 1998, Seite 15 reproduziert.

der Restorationstemperatur zwischen Pol und Äquator am Boden ist. Durch ΔT_R wird so der grundlegende Antrieb des Modells gesteuert.

In der Standardkonfiguration erzeugt $T_R(\varphi, \sigma)$ einen zonal symmetrischen Antrieb. Prinzipiell lässt sich aber ein beliebiges $T_R(\varphi, \lambda, \sigma)$ vorschreiben, um andere Szenarien zu implementieren. Franzke *et al.* (2001) geben beispielsweise einen Heiz-Dipol vor, um Stormtracks zu erzeugen und deren Telekonnektivität zu untersuchen.

2.2.2 Lösung der prognostischen Gleichungen

Die Gleichungen für Temperatur, Bodendruck und Divergenz werden über ein semi-implizites Zeitschrittverfahren gelöst (Robert, 1968; Robert *et al.*, 1972). Dies erlaubt einen sehr viel längeren Zeitschritt als das explizite Verfahren, da die Terme, die für die Ausbreitung der Schwerewellen verantwortlich sind, implizit eingehen. Die Vorticitygleichung wird explizit durch Differenzen gelöst. Für eine genauere Erläuterung siehe Hoskins und Simmons (1975); Simmons *et al.* (1978); Haltiner und Williams (1980). Das Vertikalschema, das Hoskins

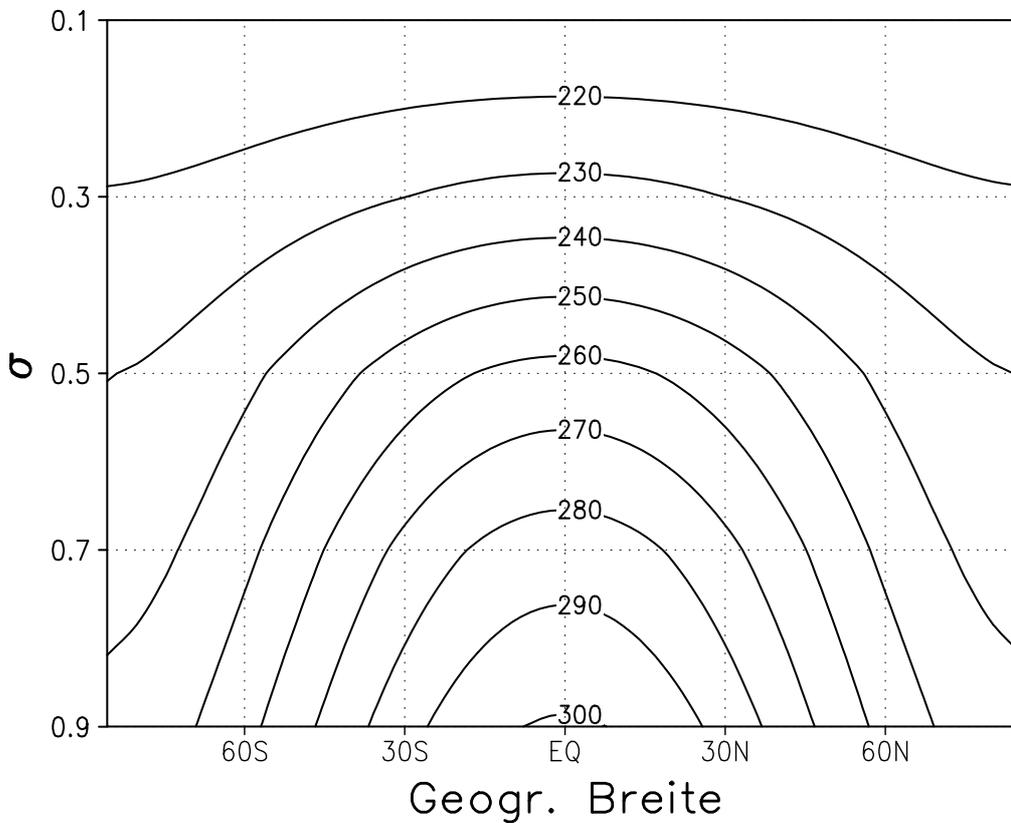


Abbildung 2.2: Restorationstemperaturfeld für $\Delta T_R = 60$ K und $\Delta T_{NS} = 0$ K.

und Simmons (1975) benutzen, ist zwar energie- und massenerhaltend, kann aber keine Erhaltung des Drehimpulses garantieren. Aus diesem Grund wird in PUMA das Vertikalschema aus Simmons und Burridge (1981) übernommen, welches auch dieses Kriterium erfüllt.

2.2.3 Standardkonfiguration

Soweit in den Beschreibungen nicht anders angegeben, werden die Modellparameter wie in Anhang B, Tabelle B.1 belassen.

2.3 Aufteilung der Zirkulation

Zur Analyse der Zirkulation der Atmosphäre lässt sich diese in räumliche und zeitliche Mittel sowie die Abweichungen zerlegen. Diese Arbeit folgt dabei

der Notation von Starr und White (1954), wie sie in Peixóto und Oort (1992) beschrieben ist. Eine beliebige klimatologische Variable X lässt sich in ein zeitliches Mittel \bar{X} und die Abweichung davon X' aufteilen. Für X ergibt sich hier:

$$X = \bar{X} + X' \quad , \quad (2.17)$$

wobei das Mittel \bar{X} über den Zeitraum T definiert ist durch:

$$\bar{X} = \frac{1}{T} \int_0^T X dt \quad . \quad (2.18)$$

Auf die gleiche Weise lassen sich räumliche Mittel definieren. Auf Grund der starken Breitenabhängigkeit des Klimas ist es häufig sinnvoll, zonale Mittelwerte $[X]$ und ihre Abweichungen X^* zu untersuchen.

$$X = [X] + X^* \quad (2.19)$$

Das zonale Mittel $[X]$ wird dabei durch

$$[X] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X d\lambda \quad (2.20)$$

definiert.

Die in zonale Mittel und Abweichungen zerlegte Variable kann wiederum in zeitliche Mittel und Abweichungen aufgeteilt werden, so dass sich für X ergibt:

$$X = \overline{[X]} + [X]' + \bar{X}^* + X^{*'} \quad . \quad (2.21)$$

Für das zonale Mittel des Produktes zweier Variablen X und Y gilt:

$$\begin{aligned} [XY] &= [(X + X^*)(Y + Y^*)] \\ &= [X][Y] + X^*[Y] + [X]Y^* + X^*Y^* \\ &= [X][Y] + [X^*Y^*] \quad . \end{aligned} \quad (2.22)$$

Das zonale Mittel des Produktes ist also gleich dem Produkt der zonalen Mittel der Variablen plus ihrer räumlichen Kovarianz. Dieses lässt sich wieder in zeitliche Mittelwerte und Abweichungen aufteilen. Man erhält daraus für das zeitlich

und zonal gemittelte Produkt von X und Y :

$$\overline{XY} = \overline{X}\overline{Y} + \overline{X^*Y^*} + \overline{X'Y'} \quad . \quad (2.23)$$

Gleichung 2.23 teilt \overline{XY} in einen stationären zonalsymmetrischen, einen stationären asymmetrischen und einen transienten asymmetrischen Anteil auf. Diese können als Anteile der meridional gemittelten Zirkulation, der stehenden Wellen, bzw. der transienten Eddies an der Gesamtzirkulation angesehen werden.

2.4 Bilanzgleichung

Die physikalische Eigenschaft x eines Mediums innerhalb eines finiten Volumens \mathcal{V} mit der Dichte ρ lassen sich durch Bilanzgleichungen beschreiben (siehe z.B. Pichler (1997)).

Mit

$$X = \iiint_{\mathcal{V}} x\rho \, dv$$

gilt für die zeitliche Änderung von X :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial x\rho}{\partial t} \, dv. \quad (2.24)$$

Die zeitliche Änderung lässt sich in einen Anteil aufspalten, der die Quellen und Senken Q innerhalb des Volumens beschreibt und einen der den Fluss \mathbf{F} durch die Oberfläche des Volumens angibt. Mit dem Satz von Gauss folgt:

$$\iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial x\rho}{\partial t} \, dv = \iiint_{\mathcal{V}} -\nabla \cdot \mathbf{F} + Q \, dv \quad (2.25)$$

Neben der Integralform (Gl. (2.25)) wird die Bilanzgleichung auch häufig in einer für einzelne Raumpunkte gültigen Form verwendet:

$$\frac{\partial x\rho}{\partial t} = Q - \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (2.26)$$

Mittelt man Bilanzgleichung (2.26) über einen Raumbereich und multipliziert sie danach mit dem entsprechenden Volumen, so geht sie in Gl. (2.25) über. In

Abschnitt 2.5 wird so vorgegangen, um die Drehimpulsbilanz der Atmosphäre in Abhängigkeit von der geographischen Breite zu betrachten (Abb. 2.3 u. 2.5). Es wäre hier auch ausreichend, die Drehimpulsbilanz als zonales und vertikales Mittel darzustellen. In dieser Arbeit wird aber der erste Weg gewählt, um eine in der Literatur gebräuchliche Form zu verwenden und so Vergleiche zu erleichtern.

Wie in dem vorhergehenden Beispiel werden in dieser Arbeit vor allem langzeitliche Mittel betrachtet. (Eine Ausnahme bildet hier das *TRANS*DT-Experiment aus Abschnitt 4.) Wenn das Modell wie im *DTEMP*-Experiment (Abschnitt 3) mit konstanten Randbedingungen betrieben wird, muss es stationär sein. Daraus folgt, dass für $T \rightarrow \infty$ gilt:

$$\overline{\frac{\partial X}{\partial t}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{T} \int_0^T \iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial x \rho}{\partial t} dv dt \right] = 0 \quad (2.27)$$

Und somit:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{T} \int_0^T \iiint_{\mathcal{V}} -\nabla \cdot \mathbf{F} + Q dv dt \right] = 0 \quad (2.28)$$

Da nur endliche Zeiträume zur Verfügung stehen, verschwindet $\overline{\frac{\partial X}{\partial t}}$ nicht vollständig, und es bleibt ein Rest ε erhalten.

$$\overline{\iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial x \rho}{\partial t} dv} = \varepsilon \quad (2.29)$$

Bei hinreichend langer Dauer der Modellläufe können entsprechend lange Mittelungszeiträume gewählt werden, und ε wird vernachlässigbar klein. In dieser Arbeit werden vor allem zeitliche Mittel über die Dauer von 10 Jahren betrachtet. Dieser Zeitraum wird als ausreichend angesehen, um ein ε zu erhalten, das um Größenordnungen kleiner ist als der Quell- und Flussterm. Der Quell- und der Flussterm gleichen sich dann aus.

Es gilt also:

$$\overline{\iiint_{\mathcal{V}} Q dv} \approx \overline{\iiint_{\mathcal{V}} \nabla \cdot \mathbf{F} dv}, \quad (2.30)$$

für die Integralform der Bilanzgleichung, bzw.

$$\overline{Q} = \overline{\nabla \cdot \mathbf{F}} \quad (2.31)$$

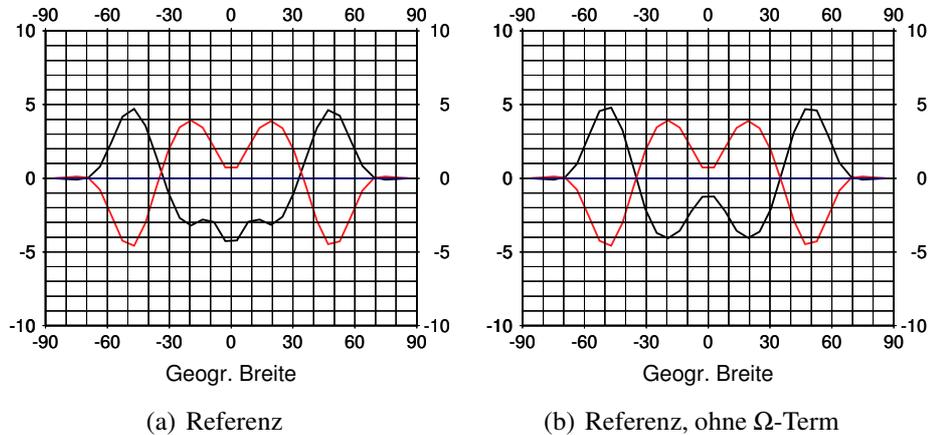


Abbildung 2.3: Drehimpulsbilanz von PUMA in der Standardkonfiguration. Die rote Linie stellt das Reibungsmoment, die schwarze die zonal gemittelte Divergenz des meridionalen Impulstransportes für einen 5° Breitenstreifen dar. Beide Größen sind in Hadley ($1\text{Hadley} = 10^{18} \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$) angegeben. In (a) wird die komplette Drehimpulsbilanz wiedergegeben in (b) wird der Ω -Term in der Divergenz der Impulstransporte (Gl. (1.7)) vernachlässigt.

für die Punktform.

2.5 Drehimpulsbilanz des PUMA

Wie in Abschnitt 1.2.3 beschrieben, lassen sich die Quellen und Senken des zonal und zeitlich gemittelten und vertikal integrierten Drehimpulses durch Gl. (1.7) beschreiben. In diesem Abschnitt soll nun dargestellt werden, wie die Drehimpulsbilanz im PUMA aussieht. Da PUMA in der Standardkonfiguration keine Orographie besitzt, wird auch in der folgenden Analyse darauf verzichtet. Als Folge liefert der Gebirgstern (Gl. 1.7, Term C) keinen Beitrag zur Drehimpulsbilanz.

Zur Berechnung der Drehimpulsbilanz werden der Bodendruck sowie u- und v-Windkomponenten auf Sigmaflächen aus einer 10-Jahres-Integration des Modells in Standardkonfiguration verwendet (Anhang B.1). Abbildung 2.3a zeigt die so gewonnene Drehimpulsbilanz. Idealerweise müssten sich bei einem Modelllauf

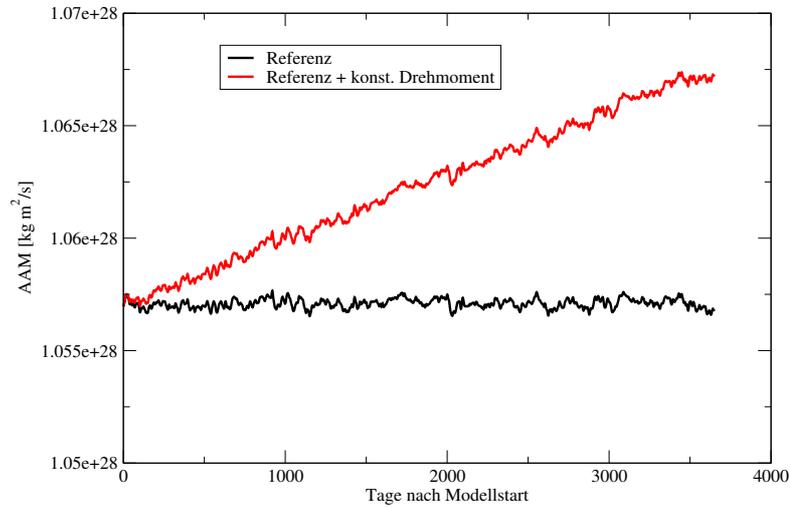


Abbildung 2.4: Zeitserie des absoluten Drehimpulses im Referenzlauf. Die schwarze Kurve zeigt hier den absoluten Drehimpuls der Atmosphäre, wie er aus dem Referenzlauf berechnet wird. In rot ist dargestellt, wie der Drehimpuls sich bei einem konstanten Drehmoment von $3 \cdot 10^{17} \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$ entwickeln würde.

ohne Orographie, wie diesem, die Kurven des Reibungsmomentes und der Divergenz des Meridionaltransportes genau entsprechen (s. Gl. (1.7)). Dies ist in dem vorliegenden Experiment offensichtlich nicht der Fall. Die Folge ist ein Residuum an Drehmoment von $3 \cdot 10^{17} \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$, das den Drehimpuls der Modellatmosphäre ständig erhöhen müsste. Dieser drastische Effekt lässt sich jedoch nicht beobachten, wie in Abb. 2.4 zu sehen ist. Der größte Fehler tritt im Bereich der Tropen auf. Außerhalb der Tropen sind die Abweichungen vernachlässigbar klein. Die meridionale Zirkulation in den Tropen ist durch die persistente meridionale Komponente der Windrichtung gekennzeichnet. Daher ist zu vermuten, dass der Fehler in der Bilanz bei dem gemittelten Meridionalwind zu suchen ist. Eine Analyse der einzelnen Terme von Gl. (1.8) bestätigt diese Annahme: Vernachlässigt man den ersten Term¹

$$a^2 \cos^2(\varphi) \Omega [\overline{p_s v}] \quad ,$$

so zeigt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung der beiden Anteile der Bilanz (Abb. 2.3b). Der Fehler ist nahezu verschwunden. Experimente mit unterschiedlicher Integrationsdauer zeigen, dass der Fehler mit Dauer der Integration weder anwächst noch kleiner wird. Würde er kleiner werden, so spräche dies für einen

¹An dieser Stelle soll angemerkt sein, dass bei der Betrachtung langzeitlicher Mittel der Ω -Term gegen Null streben muss, da keine dauerhafte Verschiebung der Masse über die Breitengrade möglich ist.

zufälligen Fehler. Da er aber auch nicht größer wird und keine Drift im Modell zu beobachten ist (Abb. 2.4), ist zu vermuten, dass es sich um einen systematischen, nicht kumulativen Fehler handelt, der im nächsten Zeitschritt wieder „vergessen“ ist.

Eine mögliche Fehlerquelle stellt die Parametrisierung der Reibung (siehe Abschnitt 2.2) dar, denn sie beeinflusst die Impulsbilanz direkt. Dies lässt sich in einer weiteren Experimentenserie überprüfen. Dazu wird für zwei verschiedene Reibungs-Zeit-Koeffizienten $\tau_F = 1$, was der Standardkonfiguration entspricht, (siehe Anhang B) und $\tau_F = 2$ das Modell für jeweils zehn Jahre mit den Zeitschritten $\Delta t = 60, 30$, und 15 min integriert. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, geht τ_F invers in den Reibungsterm ein. Eine Erhöhung von τ_F bewirkt damit eine Reduzierung der Reibung. Die Hyperdiffusion wirkt nur auf sehr kleinen Skalen und hat daher nur einen sehr schwachen Einfluss auf die Bilanz. Sie wird deshalb hier nicht untersucht. Abbildung 2.5 zeigt, dass die Größe der Reibungs-Zeit-Koeffizienten τ_F den Fehler in der Impulsbilanz maßgeblich beeinflusst. Weiter ist zu sehen, wie eine Verkürzung des Zeitschritts den Fehler in der Drehimpulsbilanz verringert. Bei einer Halbierung des Zeitschrittes bzw. einer Verdopplung von τ_F halbiert sich der Fehler. Der Hauptanteil des Fehlers der Drehimpulsbilanz scheint damit gefunden zu sein.

Wie schon mit Abb. 2.4 gezeigt, hat der Fehler in der Drehimpulsbilanz keine Auswirkung auf die zeitliche Entwicklung des Drehimpulses. Er ist scheinbar darauf zurückzuführen, dass zu jedem Zeitschritt eine Massenkorrektur durchgeführt wird. Das Modell ist in sich zwar nicht hundertprozentig konsistent, aber es lassen sich dadurch, dass der Fehler begrenzt wird, dennoch Studien über das Verhalten des Drehimpulses durchführen. Hierin ist PUMA vergleichbar mit anderen Modellen mit nicht erhaltener Drehimpulsbilanz. Diese tritt z.B. in Vorhersage- und Reanalysemodellen auf, die assimilierte Messdaten verwenden (Huang *et al.*, 1999; Klinker und Sardeshmukh, 1992).

2.6 Spektralanalyse

Die Atmosphäre weist eine Vielzahl von Prozessen auf, die zeitlich oder räumlich periodisch bzw. quasi-periodisch verlaufen. Die Spektralanalyse erlaubt es, die Periodizität der Prozesse zu untersuchen. Das Verfahren der Spektralanalyse kann als allgemein bekannt angesehen werden. Es wird daher an dieser Stelle nur ein kurzer Überblick über die Grundlagen gegeben und darauf eingegangen, wie das Verfahren speziell in dieser Arbeit eingesetzt wird. Eine ausführliche Beschrei-

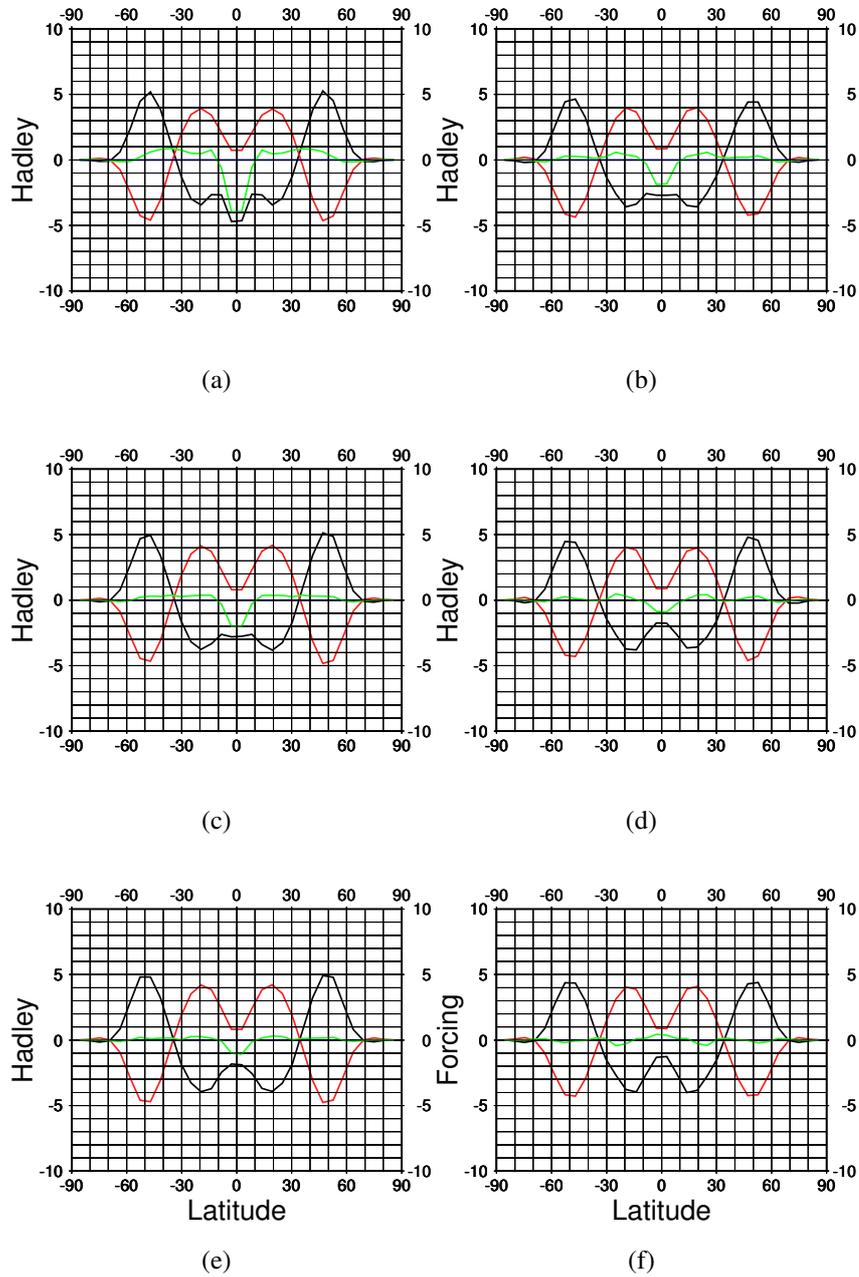


Abbildung 2.5: Die Auswirkung der Länge des Zeitschritts auf die Impulsbilanz des Modells. Die linke Spalte zeigt die Impulsbilanzen für $\tau_F = 1$, die rechte für $\tau_F = 2$. In der ersten Zeile beträgt der Zeitschritt eine Stunde und wird in den nächsten Zeilen jeweils halbiert. Die rote Kurve stellt den Reibungsmoment, die schwarze die Divergenz der Meridionaltransporte und die grüne den Fehler in der Bilanz dar.

bung der Spektralanalyse findet sich z.B. in Jenkins und Watts (1968).

Periodische Prozesse lassen sich als Reihen periodischer Funktionen entwickeln. In Gl. 2.32 ist eine diskrete Zeitserie f_k an den Punkten

$$k: \quad -\frac{N}{2} + 1 \leq k \leq \frac{N}{2}$$

als Reihenentwicklung ihrer Fourierkoeffizienten c_n dargestellt. Für räumlich periodische Prozesse gilt das Gleiche wie für zeitliche. Im Folgenden wird die Erläuterung daher auf die Zeitfunktionen beschränkt.

$$f_k = \sum_{n=-N/2+1}^{N/2} c_n e^{(2\pi i n k)/N} \quad (2.32)$$

Für die Fourierkoeffizienten c_n an den Frequenzen n/N gilt:

$$c_n = \frac{1}{N} \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} f_k e^{(-2\pi i n k)/N} \quad (2.33)$$

$$n: \quad -\frac{N}{2} + 1 \leq n \leq \frac{N}{2} .$$

Die c_n stellen das komplexe Spektrum (Periodogramm) von f_k dar. Für reelle Zeitserien f_k ist $c_{-n} = c_n$.

$$E(n) = N |c_n|^2 \quad (2.34)$$

ist das sogenannte Fourier-Energiespektrum. Es gibt den Anteil an Varianz an, der auf die Frequenz n/N entfällt. Für deterministische Prozesse ist dieses Verfahren anwendbar, da für $N \rightarrow \infty$ der Fehler des Schätzers $E(n)$ gegen Null strebt. Bei stochastischen Prozessen wird dieses Kriterium nicht erfüllt. Eine Verwendung des Periodogramms zur Schätzung des Spektrums ist also unpraktikabel.

Eine weitere Weg, das Energie- (oder Power-) Spektrum zu berechnen, führt über die Autokovarianzfunktion: Das Energiespektrum ist gleich der Fouriertransformierten der Autokovarianzfunktion.

$$E(n) = \frac{1}{T} \sum_{\tau=-T/2+1}^{T/2} C(\tau) e^{(-2\pi i n \tau)/T} \quad (2.35)$$

$E(n)$ ist jedoch immer nur eine Schätzung des wahren Spektrums $\mathcal{E}(n)$. Dadurch, dass nur ein endlicher Abschnitt von $-T/2$ bis $T/2$ betrachtet wird, sind die

Spektrallinien im geschätzten Spektrum verbreitert und besitzen unphysikalische Nebenmaxima. Um die Varianz von $E(n)$ zu verringern und die Nebenmaxima abzuschwächen, lässt sich das Spektrum durch ein Wichtungsfenster w mit den Eigenschaften

$$\begin{aligned} w(0) &= 1, \\ w(l) &= w(-l), \\ w(l) &= 0, \text{ für alle } |l| > T/2 \end{aligned} \quad (2.36)$$

glätten:

$$\hat{E}(n) = \frac{1}{T} \sum_{\tau=-\frac{T}{2}+1}^{T/2} w(\tau)C(\tau) e^{(-2\pi in\tau)/T} \quad (2.37)$$

Neben der direkten Schätzung des Spektrums und der Kovarianzmethode gibt es weitere Ansätze, das Spektrum zu bestimmen. Ein Beispiel ist die Maximum-Entropie-Methode (Ulrych und Bishop, 1975), die bei der Schätzung der Wellenzahl-Frequenz-Spektren (Hayashi, 1981) in Abschnitt 2.6.2 benutzt wird. Die MEM passt einen autoregressiven Prozess (AR-Prozess) an die Autokovarianzfunktion an, aus dem dann das Spektrum berechnet wird. Mit dem AR-Prozess ist es möglich, die Autokovarianzfunktion zu extrapolieren, was zu einer besseren Auflösung des Spektrums kurzer Zeitserien beiträgt. Für eine umfassendere Erläuterung der MEM sei auf Ulrych und Bishop (1975), Hayashi (1981) und Press *et al.* (1992) verwiesen.

2.6.1 Spektralanalyse der Wellen der mittleren Breiten

In dieser Arbeit wird die Spektralanalyse zur Untersuchung der Wellen in den mittleren Breiten eingesetzt (siehe Abschnitt 3.3, Seite 39ff). Ziel ist es dabei, eine dominante zonale Wellenzahl für die zu Grunde liegende Zirkulation zu bestimmen. Es werden zu diesem Zweck die geopotentiellen Höhen des 500 hPa Niveaus untersucht. Dabei werden die täglichen Daten zunächst über drei Modell-Breitenkreise in den mittleren Breiten (42°N – 52°N) gemittelt. Aus diesen Breitenmitteln wird dann das Energiespektrum der geopotentiellen Höhe berechnet. Zur Glättung des Spektrums wird dabei ein Tukey-Fenster

$$\begin{aligned} w(l) &= \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi l}{M}\right), & |l| \leq M \\ 0, & |l| > M \end{cases}, \\ M &\leq \frac{T}{2} \end{aligned} \quad (2.38)$$

verwendet. Die geglätteten Spektren werden für jeden Tag berechnet und über den gesamten Integrationszeitraum gemittelt.

2.6.2 Wellenzahl-Frequenz-Spektren

Die Wellen der mittleren Breiten lassen sich, wie im vorangegangenen Abschnitt 2.6 beschrieben, mit der Hilfe der Spektralanalyse untersuchen. Allerdings erfasst diese Methode lediglich die räumliche Variabilität der Wellen, nicht aber ihre zeitliche Entwicklung. Mit Hilfe der Wellenzahl-Frequenz-Analyse lässt sich die räumliche und zeitliche Periodizität auf einem Breitenkreis gleichzeitig untersuchen und lassen sich die Wellen in prograd und retrograd wandernde sowie stehende Wellen aufteilen. Erste Anwendungen in dieser Richtung stammen von Deland (1964), der Quadratspektren der Kosinus- und Sinuskomponenten der planetaren Wellen bei 40° , 50° und 60° berechnet, um sich bewegende planetare Wellen zu beschreiben. In Kao (1970) und Hayashi (1971) finden sich Beispiele dafür, wie sich der Ansatz von Deland anwenden und verallgemeinern lässt.

Zur Berechnung der Wellenzahl-Frequenz-Spektren wird die geopotentielle Höhe auf 500 hPa auf einem Breitenkreis für jeden Zeitschritt in Sinus- und Kosinus-Anteile $S_k(t)$ und $C_k(t)$ zerlegt.

$$S_k(t) = 2 \int_0^{2\pi} z(\lambda, t) \sin(k\lambda) d\lambda \quad (2.39)$$

$$C_k(t) = 2 \int_0^{2\pi} z(\lambda, t) \cos(k\lambda) d\lambda \quad (2.40)$$

Für die bivariate Zeitserie der Sinus- und Kosinuskoeffizienten (S_k, C_k) wird eine Spektralanalyse durchgeführt. Es werden dabei Energiespektren der S_k (E_S), der C_k (E_C) sowie die Quadratur- und Kospektren Q und Ko mit Hilfe der Maximum-Entropie-Methode (Hayashi, 1981) berechnet. Q und Ko sind der Realteil bzw. der negative Imaginärteil des Kreuzspektrums von S_k und C_k

$$Kr = FT(C_X(S_k, C_k)) = Ko - iQ. \quad (2.41)$$

Aus diesen wird dann das Wellenzahl-Frequenz-Spektrum $E_{WF}(\nu)$ berechnet.

$$E_{WF}(\nu) = 1/4 (E_C(\nu) + E_S(\nu) - 2Q(\nu)) \quad . \quad (2.42)$$

Anhand der Frequenz ν lässt sich nun das F-W-Spektrum nach prograd (ostwärts) und retrograd (westwärts) wandernden Wellen trennen. Für negative Frequenzen ν stellt Gl. (2.42) die prograden Anteile dar, für positive die retrograden. In dem hier verwendeten Verfahren nach Hayashi (1971, 1981, 1982) werden die kohärenten Anteile der westwärts und ostwärts wandernden Wellen als stehende Wellen interpretiert. Der nicht kohärente Anteil repräsentiert die wandernden Wellen. Dieser Ansatz hat den Nachteil, dass die Varianz der wandernden Wellen negativ werden kann (Luksch und von Storch, 1987). Für eine ausführliche Diskussion der Wellenzahl-Frequenz-Spektren sei auf Luksch und von Storch (1987) und von Storch und Zwiers (1999) verwiesen.

Kapitel 3

Experiment mit stationärem Antrieb

Um die Abhängigkeiten des Drehimpulses und der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre von der breitenabhängigen Heizung zu untersuchen, werden zwei Serien von Experimenten durchgeführt. Dabei wird der Modell-Parameter ΔT_R (2.13) verändert. In der ersten Serie wird für jeden betrachteten Wert von ΔT_R eine ausreichend lange Zeit integriert, um stabile klimatologische Mittelwerte der atmosphärischen Größen zu bekommen. Dieses Experiment, in dieser Arbeit mit *DTEMP* bezeichnet, wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Mit diesem Ansatz ist es nicht möglich, zu erkennen, ob ein Antrieb zu verschiedenen Klimazuständen führt. Solche sind von Fultz *et al.* (1959) in Laborexperimenten beobachtet worden. Die zweite Serie, hier *TRANSDT* genannt, untersucht ein solches mögliches Hystereseverhalten, indem ΔT_R während des Modelllaufs in sehr kleinen Schritten geändert wird. *TRANSDT* wird in Kapitel 4 beschrieben.

In *DTEMP* (siehe Tab. 2.1 auf Seite 14) wird PUMA in der Standardkonfiguration verwendet (Tab. B.1). Das Experiment besteht aus 20 Modellintegrationen über jeweils zehn Jahre. Der Zeitschritt beträgt dabei eine halbe Stunde. Die Anzahl der Schichten beträgt fünf. Als spektrale „Auflösung“ wird T21 gewählt, was in etwa einer Gitterauflösung von $5,6^\circ \times 5,6^\circ$ entspricht. Vor jedem eigentlichen Lauf findet ein Startlauf statt, in dem das Modell aus dem Ruhezustand in Gang gesetzt wird. Diese „Spinup-Läufe“ werden in der Auswertung nicht berücksichtigt. Der Parameter ΔT_R wird für jede Modellintegration um 10 K erhöht. Es wird dabei ein Bereich von $\Delta T_R = 0$ K bis $\Delta T_R = 190$ K untersucht. So wird die breitenabhängige Heizrate schrittweise angehoben (siehe Gleichung 2.13). Die Heizraten ändern die wirkliche meridionale Temperaturverteilung (Abb.3.1). Dadurch wird auch die verfügbare potentielle Energie (VPE) des Modells verändert (Lorenz, 1955). Die VPE zeigt dabei eine fast lineare Abhängigkeit von ΔT_R (Abb. 3.2). Es wird hier ein großer Parameterbereich untersucht, damit der Antrieb der Atmosphäre

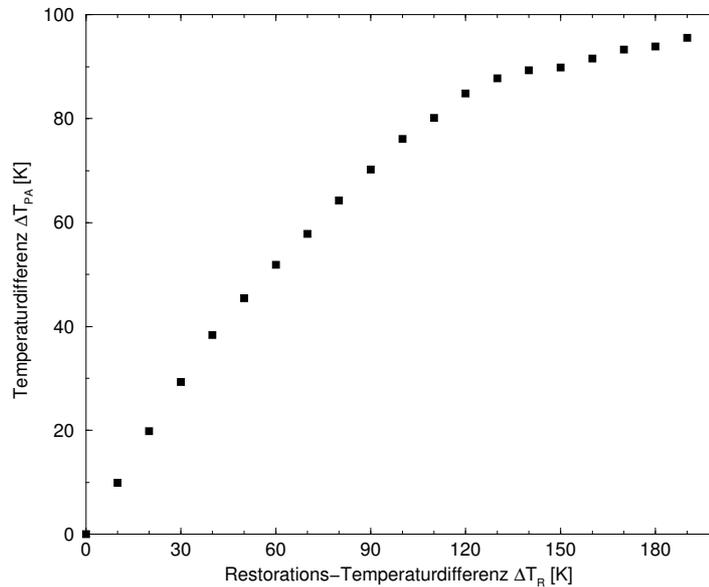


Abbildung 3.1: Restorations-Temperaturparameter ΔT_R und die daraus resultierenden Äquator-Pol Temperaturdifferenzen $\Delta T_{P\ddot{A}}$ auf 900 hPa

stark genug variiert wird, um verschiedene Zirkulationsregime zu produzieren.

Es gibt zahlreiche Studien, unter anderen von Fultz *et al.* (1959), Hide (1977), Hunt (1979a,b), Del Genio und Suozzo (1987) und Navarra und Boccaletti (2002), die Zirkulations-Regime in Abhängigkeit von differentieller Heizung und Rotationsrate untersuchen. Der Schwerpunkt liegt in diesen Arbeiten aber zumeist auf der Veränderung der Rotationsrate. Unter den Arbeiten, die sich auch auf die differentielle Heizung konzentrieren, sind die von Rind (1998) und Geisler *et al.* (1983). Rind (1998) benutzt dazu ein komplexes Zirkulationsmodell, dem er veränderte Meeresoberflächentemperaturen (SST) vorgibt, um eiszeitliche Schwankungen der Ozeantemperatur nachzustellen. Die SST wird in dieser Studie allerdings nur schwach verändert, was nur eingeschränkte Aussagen über den Zusammenhang zwischen differentieller Heizung und Zirkulation zulässt. Geisler *et al.* (1983) benutzen ein vereinfachtes Zirkulationsmodell, in dem die diabatischen Prozesse auf ähnliche Weise parametrisiert sind wie in PUMA. Ihr Modell ist allerdings mit einer horizontalen Auflösung von R7 (Rhombusabschnitt bei Wellenzahl 7) nur sehr grob auflösend.

In Abb. 3.2 sind drei über zehn Jahre gemittelte diagnostische Größen der Zirkulation für die 20 *DTEMP* Läufe dargestellt. Der relative Drehimpuls (AAM,

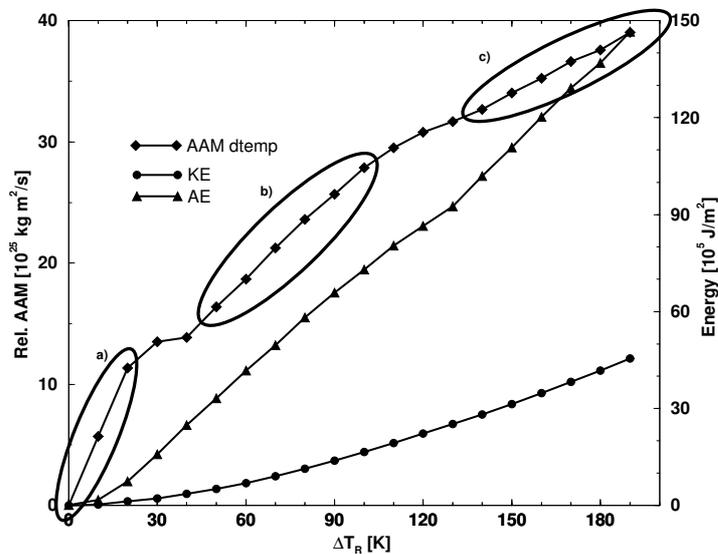


Abbildung 3.2: Relativer Drehimpuls (Rauten), verfügbare potentielle Energie (Dreiecke) und kinetische Energie (Kreise) für das *DTEMP*-Experiment. Die Ellipse a) markiert ein Hadley-Regime, b) und c) Rossby-Regime.

Rauten), die global integrierte kinetische Energie (KE, Kreise) und die verfügbare potentielle Energie (VPE, Dreiecke) zeigen dabei ein sehr unterschiedliches Verhalten. Während die VPE, wie bereits erwähnt, fast linear mit ΔT_R wächst, kann die KE eher mit einem Potenzgesetz beschrieben werden. Der AAM unterscheidet sich deutlich von den beiden anderen Größen. Sein Wachstum mit ΔT_R ist viel weniger glatt als der der KE und VPE. Es sind jedoch drei Regionen erkennbar in der der AAM sich fast linear verhält. Diese Regionen, in der Abb. 3.2 mit a) bis c) beschriftet, liegen zwischen $\Delta T_R = 0 \text{ K}$ und 20 K , $\Delta T_R = 50 \text{ K}$ und 110 K sowie $\Delta T_R = 150 \text{ K}$ und 190 K und kennzeichnen verschiedene Zirkulationsregime, die im Folgenden mit *Regime a*, *Regime b* und *Regime c* bezeichnet werden.

3.1 Die Regime

Die drei Regime, die bei der Erhöhung von ΔT_R auftreten, lassen sich gut im Bodendruckfeld erkennen. In Abbildung 3.3 sind instantane Bodendruckfelder für die drei Regime sowie für deren Übergänge wiedergegeben. *Regime a* ist ein globales Hadley-Regime. Die Strömung ist annähernd zonal symmetrisch (Abb. 3.3a). Es besteht eine direkte meridionale Zirkulation mit aufsteigender Luft in den Tropen und absinkender Luft in den Subtropen. In den höheren

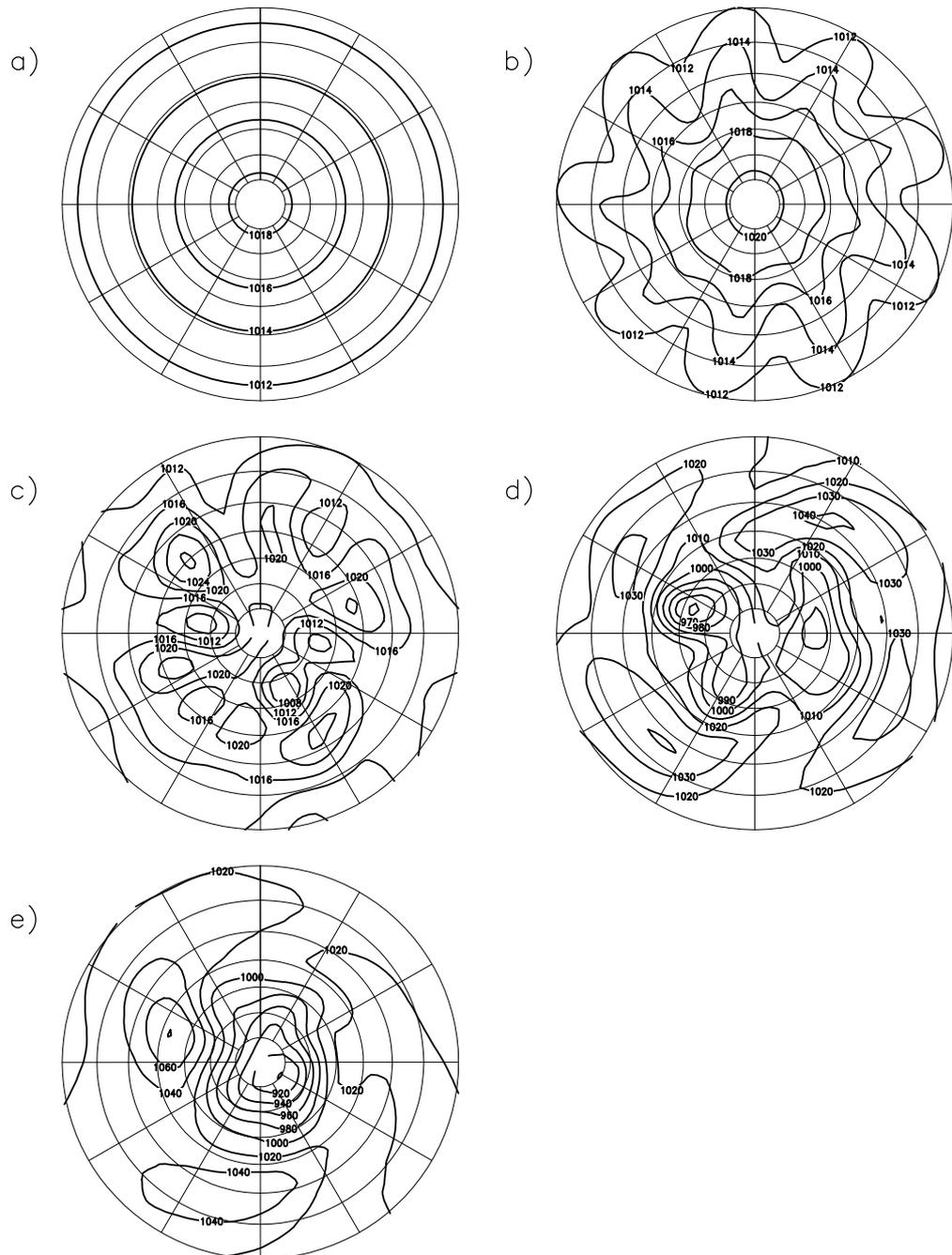


Abbildung 3.3: Fünf typische Bodendruckfelder für a) $\Delta T_R = 20$ K, b) $\Delta T_R = 30$ K, c) $\Delta T_R = 60$ K, d) $\Delta T_R = 130$ K und e) $\Delta T_R = 190$ K im *DTEMP*-Experiment. Es ist jeweils der Bereich nördlich 20°N dargestellt. Der Bodendruck variiert in c) zwischen 1008 hPa und 1024 hPa, in d) zwischen 960 hPa und 1040 hPa und in e) zwischen 900 hPa und 1080 hPa.

Breiten ist fast keine Meridionalzirkulation zu beobachten (Abb. 3.4). Ab einem Restorations-Temperaturgradienten von $\Delta T_R = 30$ K beginnt sich in den mittleren Breiten ein Wellenregime zu entwickeln (Abb. 3.3b). Die Wellen sind symmetrisch und bewegen sich langsam ostwärts. Bei ansteigendem ΔT_R vergrößert sich ihre Amplitude und sie werden schneller. Ab $\Delta T_R = 50$ K werden die Wellen instabil. Es bilden sich irreguläre Wellen und Wirbel. Dieses Rossby-Regime in den mittleren Breiten ist vergleichbar mit dem der echten Atmosphäre. Abbildung 3.3c zeigt ein typische Bodendruckfeld für $\Delta T_R = 60$ K. Zyklonen und Antizyklonen wechseln sich in den mittleren Breiten ab, begrenzt durch höheren Druck in den Subtropen und den höheren Breiten. Die Wirbel wachsen bei einer Erhöhung von ΔT_R und werden stärker. Im Übergang von *Regime b* zu *Regime c* beginnen die Zyklonen sich in die polaren Breiten auszuweiten. Je höher ΔT_R ist, desto häufiger geschieht dies. Die Breite der Ferrel-Zelle wächst dementsprechend. Dieser Prozess dauert so lange an, bis die gesamte Polar-Zelle verschwunden ist und die Ferrel-Zelle sich bis zum Pol ausgedehnt hat (Abb. 3.4). Am Ende dieser Übergangsphase entsteht ein von *Regime b* verschiedenes Rossby-Regime in Region c, mit niedrigem Druck über den Polen und großen Antizyklonen in den mittleren Breiten. Abbildung 3.3e gibt ein Beispiel für ein typisches Bodendruckfeld im zweiten Rossby-Regime. Es soll nun mit dem ersten Rossby-Regime (Abb. 3.3c) verglichen werden. Der Antrieb mit $\Delta T_R = 190$ K produziert hier ein Tiefdruckgebiet über der Arktik und drei Antizyklonen, die von den Subtropen bis in die höheren Breiten reichen und durch Tröge getrennt sind. Insgesamt sind die Störungen in Abb. 3.3e weniger irregulär als in Abb. 3.3c. Im Vergleich zu *Regime b* werden die Störungen in *Regime c* von Wellen mit einer niedrigeren Wellenzahl dominiert.

3.2 Die zonal gemittelte Zirkulation

Im Folgenden soll nun die mittlere Meridionalzirkulation der verschiedenen Regime näher untersucht werden. In Abb. 3.4 sind die meridionalen Massenstromfunktionen für die Modellläufe mit $\Delta T_R = 20$ K, 30 K, 60 K, 130 K und 190 K wiedergegeben. Das auffälligste Merkmal in *Regime a* (Abb. 3.4a) sind die schwachen Hadley-Zellen in den Tropen. Außerhalb der Tropen findet fast keine meridionale Zirkulation statt. Mit dem Entstehen von Wellen (siehe Abb. 3.3b) bei $\Delta T_R = 30$ K (Abb. 3.4b) entstehen Ferrel-Zellen, die sich von den Subtropen bis in die Polargebiete erstrecken. In den Polargebieten selber sind nur sehr schwache Polarzellen zu finden. Verglichen mit *Regime a* in Abb. 3.4a, wirkt die Zirkulation flach. Die größte Intensität der Zirkulation findet man in den Tropen und Subtropen. Abbildung 3.4c zeigt die Massenstromfunktion für $\Delta T_R = 60$ K. Die Ausdehnung der einzelnen Zellen ist vergleichbar mit dem Jahresmittel der

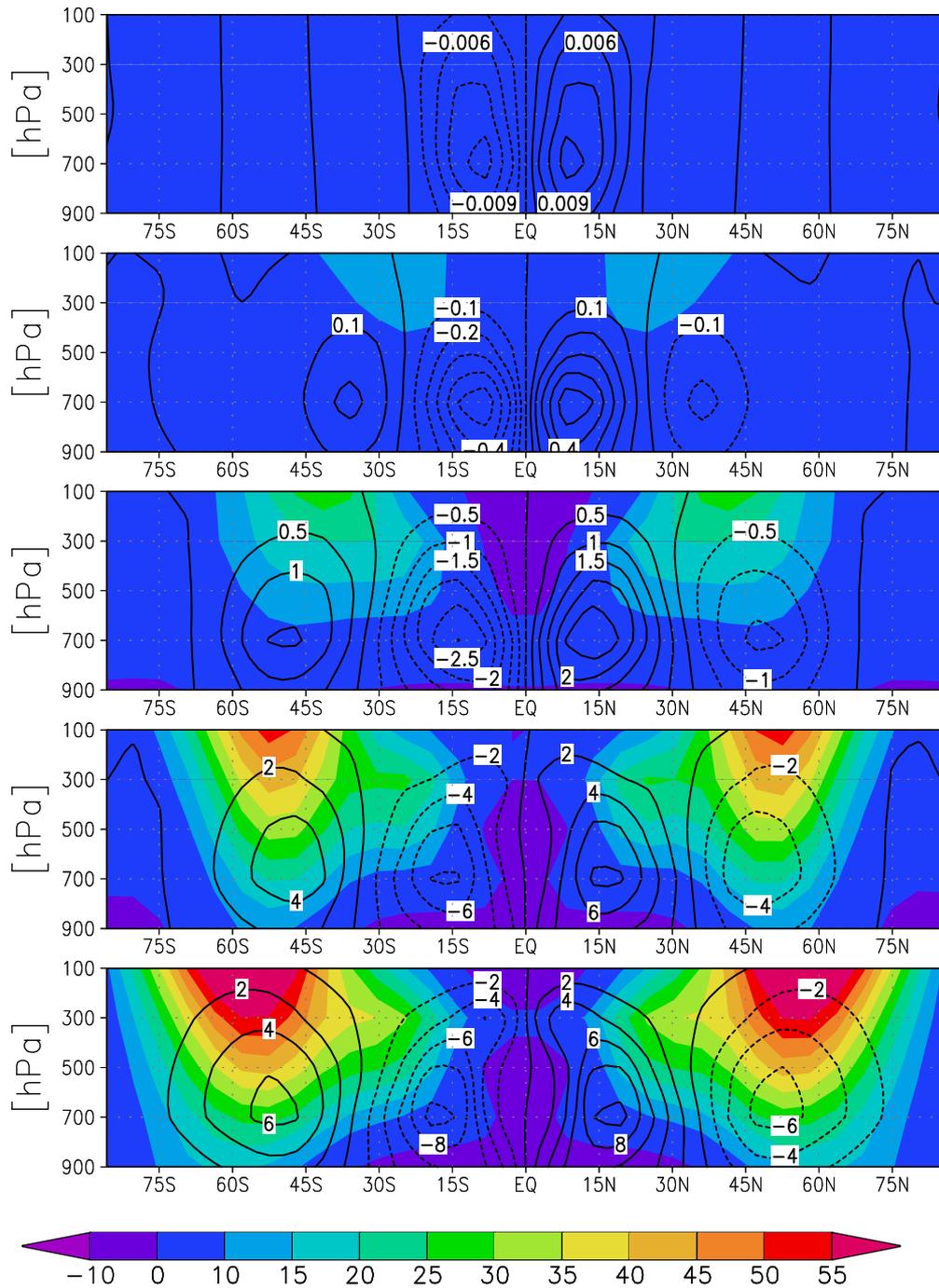


Abbildung 3.4: Zonal gemittelte zonale Windgeschwindigkeit in m s^{-1} (farbig schattierte Konturintervalle) und Massen-Stromfunktion (schwarze Linien) in 10^{10}kg s^{-1} für a) $\Delta T_R = 20 \text{ K}$, b) 30 K , c) 60 K , d) 130 K und e) 190 K aus *DTEMP*.

realen Atmosphäre (Peixóto und Oort, 1992, Seite 159). Die Stärke der Zirkulation nimmt mit ΔT_R zu. Die Form der Zellen ändert sich dabei allerdings nur wenig. Während des Übergangs von *Regime b* zu *Regime c* breiten sich die Ferrel-Zellen (Abb. 3.4d) auf Kosten der Polarzellen aus. Dieser Prozess setzt sich mit steigendem ΔT_R fort, bis die Polarzellen vollständig verschwunden sind. Nach dem Wechsel von einer 3-Zellen-Struktur zu einer 2-Zellen-Struktur bleiben in *Regime c* die Größe und die Position der Zirkulationszellen erhalten. Ihre Stärke wächst aber weiterhin mit ΔT_R an. Dabei gewinnen die Ferrel-Zellen stärker an Kraft als die Hadley-Zellen. Von $\Delta T_R = 60$ K (*Regime b*) bis $\Delta T_R = 190$ K (*Regime c*) verstärkt sich die Zirkulation in der Ferrel-Zelle zirka um den Faktor 5, während die Hadley-Zellen in etwa um einen Faktor 3 stärker werden.

Mit der zonal gemittelten meridionalen Zirkulation ändert sich auch die zonal gemittelten zonalen Winde (farbig schattierte Konturen in Abb. 3.4). Je größer ΔT_R vorgegeben wird, und je weiter sich die Ferrel-Zellen polwärts ausdehnen, desto stärker wird der Polar-Jet und wandert weiter in Richtung Pol. Die Subtropen-Jets behalten ihre Position bei, sind jedoch in den verschiedenen Regimen unterschiedlich stark ausgeprägt. Im Übergang von *Regime b* nach *Regime c* (Abb. 3.4d) sind sie am deutlichsten zu erkennen.

In Abb. 3.5 ist dargestellt, wie sich die zonal gemittelte Standardabweichung der geopotentiellen Höhe im 500 hPa Niveau mit ΔT_R ändert. Vom Beginn der Wellentätigkeit bei $\Delta T_R = 30$ K bis 120 K wächst $[\sigma(z)]$ nahezu linear. Die Varianz des Geopotentialfeldes wächst danach mit steigendem ΔT_R schwächer aber weiterhin linear. Zwischen $\Delta T_R = 30$ und 60 K dominieren die Wellen mit einer Zeitskala von über 10 Tagen. Wellen mit der synoptischen Zeitskala von 6 bis 10 Tagen (siehe Blackmon (1976)) gewinnen für größere ΔT_R immer mehr an Bedeutung. In *Regime c* wächst die Standardabweichung der geopotentiellen Höhe nur noch wenig durch Wellen mit langer Zeitskala. Dies lässt sich zum Teil durch die hohen Phasengeschwindigkeiten der Wellen bei großem ΔT_R erklären. Ein weiterer Grund kann ein schnelleres Wellenwachstum bzw. ein schnellerer Wellenzerfall durch größere Instabilität sein.

Vergleicht man die Kurven aus Abb. 3.5a und b, so erkennt man eine insgesamt höhere Varianz der geopotentiellen Höhe bei 45°N als bei 52°N . Weiter zeigt Abb. 3.5a ein größeres Wachstum als Abb. 3.5b, was sich durch die Lage des Maximums der synoptischen Aktivität erklären lässt.

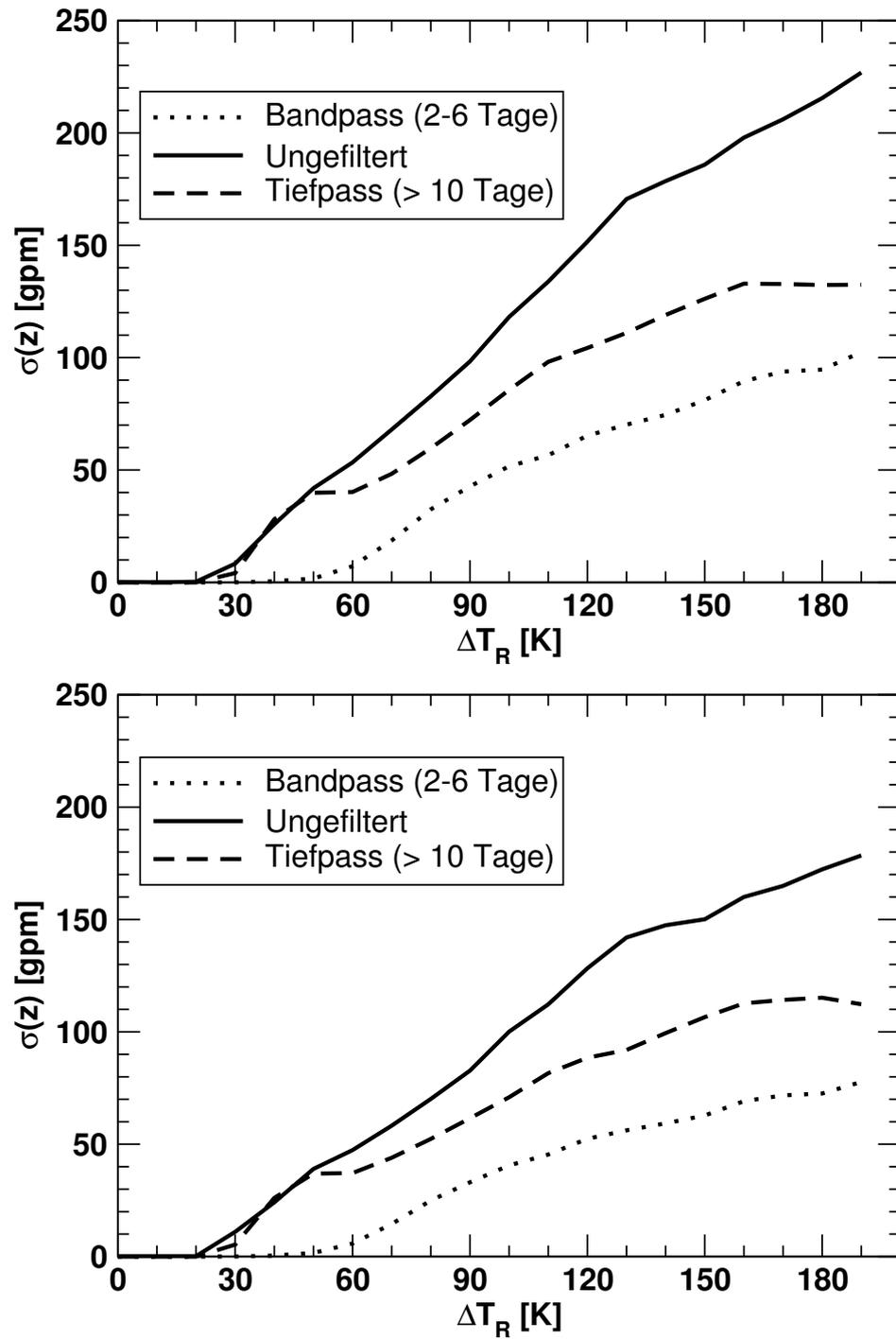


Abbildung 3.5: Standardabweichung der Geopotentialen Höhe in *gpm* bei 45°N (oben) und 52°N (unten).

3.3 Wellen in den mittleren Breiten

In diesem Abschnitt sollen die Wellenregime in den mittleren Breiten untersucht werden, wie sie ab *Regime b* auftreten. Zunächst soll der Blickpunkt auf die dominierende zonale Wellenzahl der Störungen im Geopotential auf der 500 hPa Fläche gerichtet werden. Zu diesem Zweck werden aus den täglichen Geopotential-Feldern auf drei Breitengürteln um 45°N die Wellenzahlspektren geschätzt und gemittelt. Dafür werden die Spektren durch FFT aus ihren Autokovarianzfunktionen gewonnen und mit einem Tukey-Fenster geglättet. Für eine nähere Diskussion des Verfahrens zur Schätzung der Spektren sei hier auf Abschnitt 2.6 und auf Jenkins und Watts (1968) verwiesen.

In Abb. 3.6 sind für $\Delta T_R = 60$ K und 190 K die über den Zeitraum von zehn Jahren gemittelten Wellenzahlspektren aufgetragen. Außer den beiden *DTEMP*-Läufen, die, wie in Abschnitt 2.2 erwähnt, mit einer spektralen Auflösung von T21 gerechnet wurden, sind zwei Experimente mit jeweils gleichem ΔT_R , aber einer Auflösung von T42, durchgeführt worden. Diese dienen dazu zu zeigen, dass trotz der groben Auflösung des T21-Modells die Wellenstruktur der Atmosphäre korrekt wiedergegeben wird. Wie zu sehen ist, ändert sich das Wellenzahlspektrum von $\Delta T_R = 60$ K bis $\Delta T_R = 190$ K deutlich. Während das Maximum der Varianz des Geopotentialfeldes auf 500 hPa bei $\Delta T_R = 60$ K auf die Wellenzahl 6 fällt, verschiebt sich das Maximum bei $\Delta T_R = 190$ K auf die Wellenzahl 3. Vergleicht man dies mit dem Bodendruck (Abb. 3.3), so stellt man eine Übereinstimmung des Maximums der Spektren mit der im Mittel vorhandenen Anzahl der synoptischen Systeme fest.

Das Spektrum des Bodendruckfeldes zeigt für den Wechsel von *Regime b* zu *Regime c*, wie in Abb. 3.7 zu sehen ist, die gleiche Verschiebung der Varianz von den hohen Wellenzahlen hin zu den niedrigen. Das *Regime a* ($\Delta T_R = 30$ K) zeigt in Abb. 3.3 einen polarumlaufenden Wellenzug der Wellenzahl 9. Entsprechend findet man in Abb. 3.7 einen scharfen Peak bei Wellenzahl 9. Auf andere Wellenzahlen entfällt kaum Varianz. Anders ist dies bei *Regime b* und *Regime c*. Auch wenn deutliche Maxima zu erkennen sind, verteilt sich die Varianz auf einen größeren Wellenzahlenbereich. In *Regime b* ($\Delta T_R = 60$ K) und in dem Übergang von *Regime b* zu *Regime c* ist andeutungsweise ein zweites Maximum zu erkennen. Die große Bandbreite der Spektralschätzung lässt hier keine eindeutige Trennung der Maxima zu. Die Spektralschätzung kann jedoch für das 500 hPa Geopotential (Abb. 3.6) in der T42-Modellintegration das zweite Maximum bei Wellenzahl 2-3 bestätigen. Das Nebenmaximum bleibt konstant auf Wellenzahl 2-3 bei einer Erhöhung von ΔT_R . Das absolute Maximum verlagert sich jedoch kontinuierlich hin zu den niedrigeren Wellenzahlen, bis in *Regime c* keine Trennung der beiden mehr möglich ist.

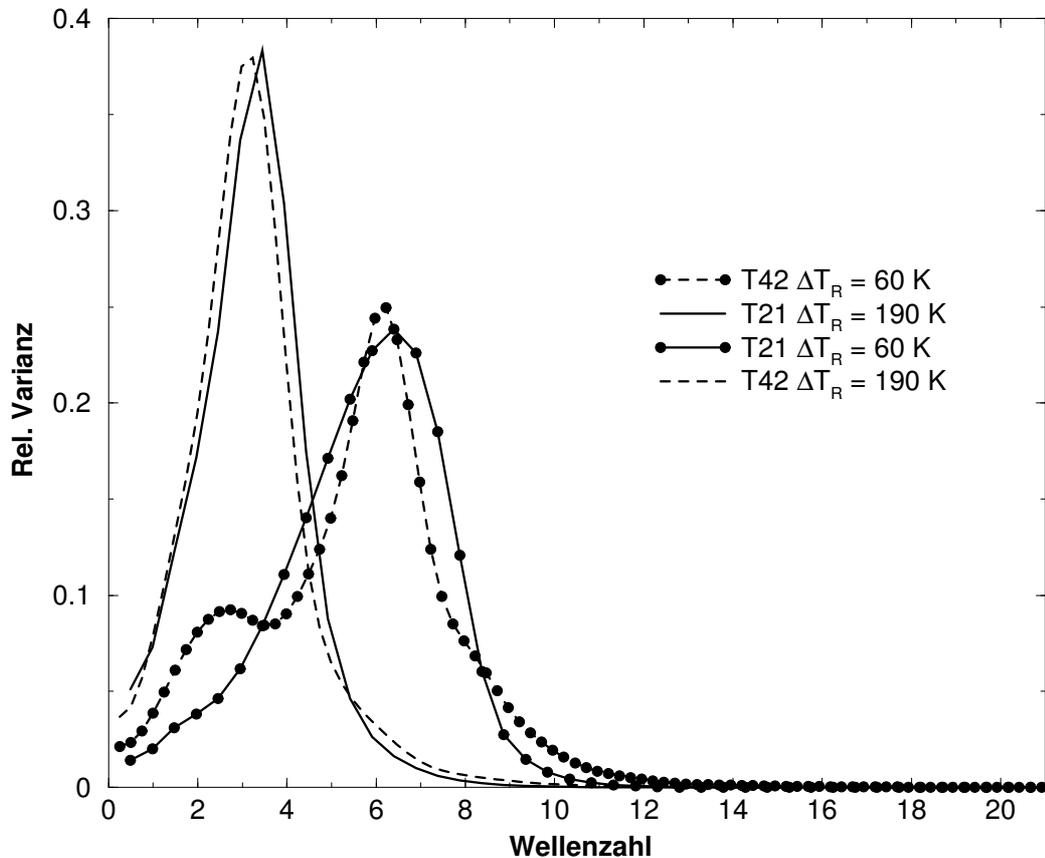


Abbildung 3.6: Varianz-Spektrum des 500 hPa Geopotentials um 45°N aus dem *DTEMP*-Experiment. Die gestrichelten Kurven zeigen Spektren aus Modellläufen mit T42-Auflösung, die durchgezogenen Kurven Spektren mit T21-Auflösung.

Um die Wellenregime genauer zu untersuchen, als es mit der zuvor beschriebenen *ad-hoc*-Methode möglich ist, werden im Folgenden die Wellenzahl-Frequenzspektren des 500 hPa Geopotentials untersucht.

Die Methode wird in Abschnitt 2.6.2 beschrieben und soll hier nicht näher erläutert werden, stattdessen sei auf diesen Abschnitt und auf von Storch und Zwiers (1999) verwiesen.

Abbildung 3.8 zeigt das Wellenzahl-Frequenzspektrum des 500 hPa Geopotentials auf 52°N . Die ostwärts wandernden Wellen des $\Delta T_R = 60\text{ K}$ Laufs (oben links) zeigen ein Maximum zwischen den Wellenzahlen fünf und sechs. Vergleicht man dies mit Fraedrich und Böttger (1978), die unter anderem die Wellenzahl-Frequenzspektrum des 500 hPa Geopotentials bei 50°N für fünf Win-

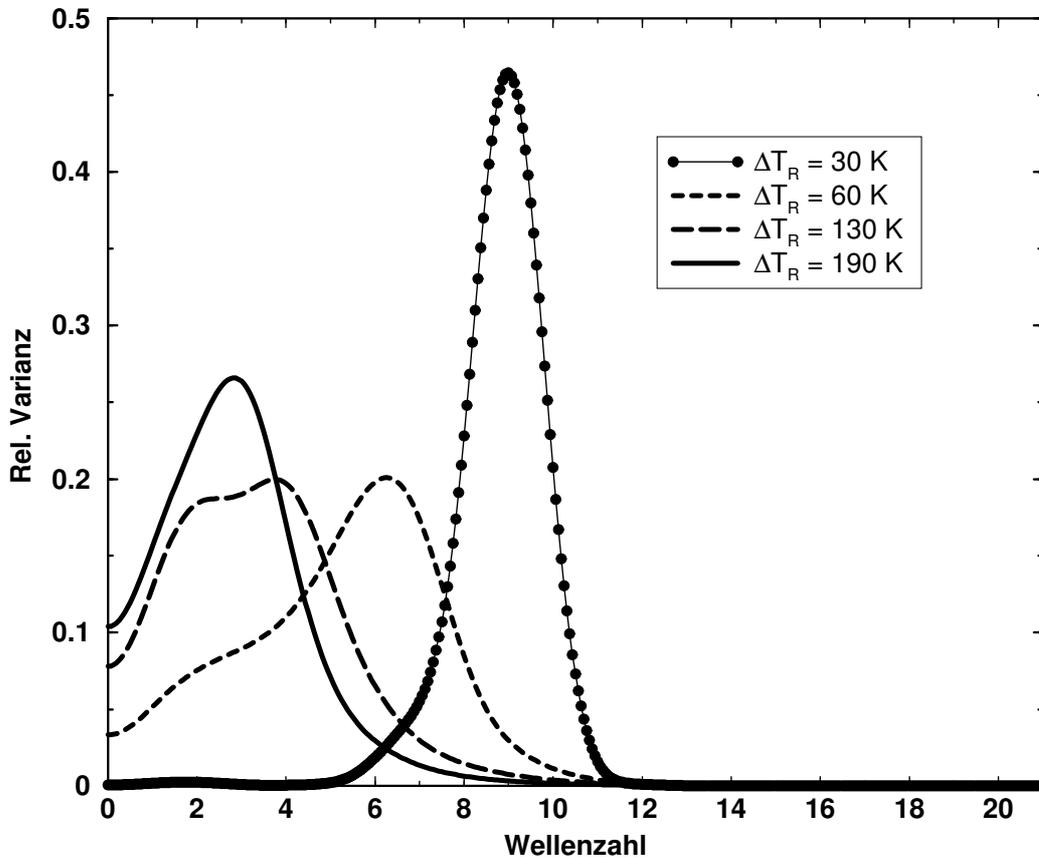


Abbildung 3.7: Varianz-Spektrum des Bodendrucks um 45°N aus dem *DTEMP*-Experiment.

ter (1972-1977) berechnet haben, so stellt man eine durchaus zufriedenstellende Übereinstimmung fest. Wenn man ΔT_R erhöht, erscheint das Maximum bei kleineren Wellenzahlen (Abb. 3.8, zweite und dritte Spalte). Das Maximum bleibt dabei aber immer in einer Periode von 7-10 Tagen, bei einer nur leichten Verschiebung hin zu den kürzeren Perioden. Die retrograd wandernden Wellen (Abb. 3.8, rechte Spalte) zeigen ein Maximum bei Perioden von mehr als 60 Tagen und bei sehr niedrigen Wellenzahlen, d. h. bei Wellenzahl eins für $\Delta T_R = 60$ K und 190 K und Wellenzahl 2-3 für $\Delta T_R = 120$ K.

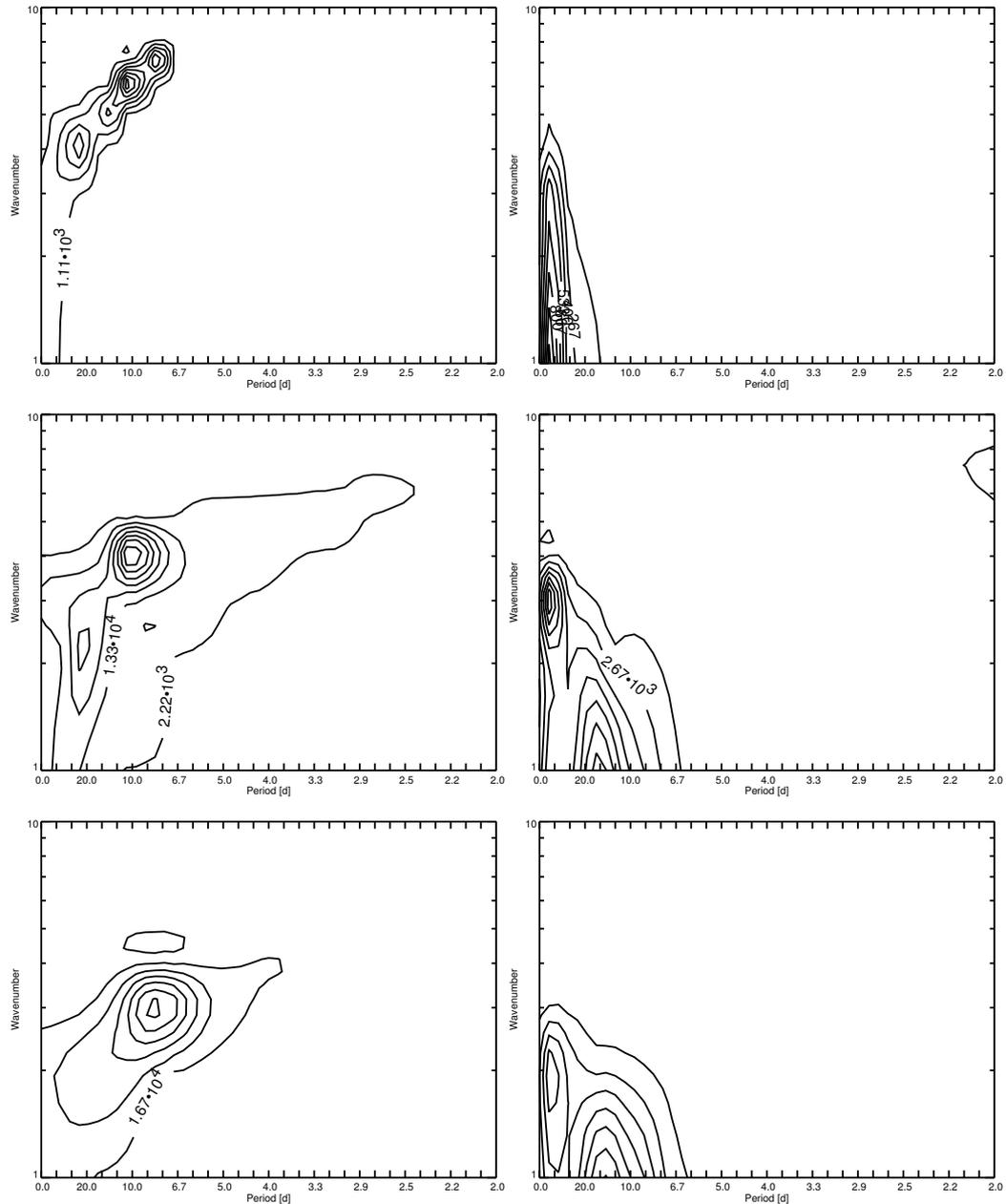


Abbildung 3.8: Frequenz-Wellenzahlspektrum der geopotentiellen Höhe des 500 hPa Niveaus [gpm^2] bei $52^\circ N$. Die Spektren der prograd und retrograd wandernden Wellen sind in der linken bzw. rechten Spalte wiedergegeben. Die erste Zeile zeigt das Spektrum den $DTEMP$ $\Delta T_R = 60$ K Lauf, die zweite das Spektrum für den $\Delta T_R = 130$ K Lauf und die dritte das Spektrum für den $\Delta T_R = 190$ K Lauf.

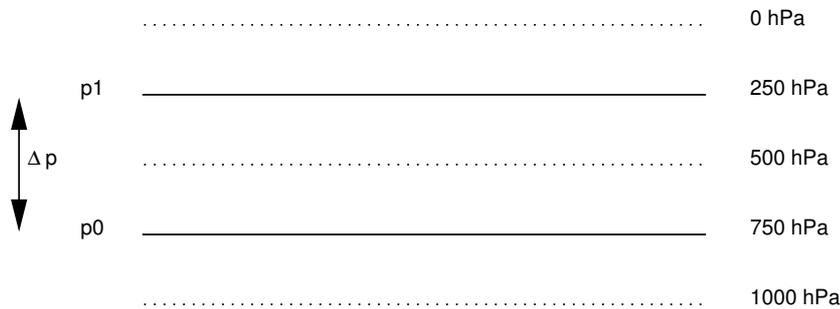


Abbildung 3.9: Zwei-Schicht-Modell.

3.4 Baroklinizität

Im letzten Abschnitt wurde beschrieben, wie sich bei einer Erhöhung der meridionalen Temperaturgradienten die Wellenregime in den mittleren Breiten verstärkt werden und zu kleineren Wellenzahlen streben. Daher soll nun untersucht werden, inwiefern sich die Regimewechsel durch ein Standardmodell der baroklinen Instabilität erklären lassen. Als Standardmodell wird hier ein Zwei-Schicht-Modell verwendet (siehe z.B. Phillips (1954), Holton (1992) oder Pedlosky (1987)). Es gibt eine Vielzahl von ähnlichen Zwei-Schicht-Modellen. In dieser Arbeit wird das Modell nach Holton (1992) verwendet.

Nach dem Zwei-Schicht-Modell hängt die Stabilität einer Störung eines westlichen Grundstroms von seiner vertikalen Scherung, der statischen Stabilität sowie der Wellenlänge der Störung ab. Wellen, die kürzer sind als die kritische Wellenlänge Λ_K , bleiben für jede Stärke des thermischen Windes U_T stabil. Für Wellenlängen größer als Λ_K tritt die Instabilität ab einem Grenzwert des thermischen Windes

$$U_T^G = \sqrt{\frac{\beta^2 \lambda^2}{k^4 (4\lambda^4 - k^4)}} \quad (3.1)$$

auf. Dabei ist k die zonale Wellenzahl, β der Meridionalgradient des Coriolisparameters und

$$\lambda = \frac{f^2}{\sigma_s (\Delta p)^2} \quad (3.2)$$

eine Funktion der statischen Stabilität $\sigma_s = -\alpha d \ln \theta / dp$ und des Abstands der beiden Schichten Δp (Abb. 3.9). Die Wellenlänge Λ_U , an der U_T^G sein Minimum

hat, wird als instabilste Mode (most unstable mode) bezeichnet, da bei einer Verstärkung des thermischen Windes bei dieser zuerst die Instabilität einsetzt. Die beobachteten Wellenlängen sollten im Bereich von Λ_U liegen, da diese bei einer kontinuierlichen Erhöhung von U_T zuerst wachsen und damit die Strömung wieder stabilisieren. Andere Moden würden so stabil bleiben.

In *DTEMP* wird mit der Erhöhung von ΔT_R das Temperaturfeld und damit auch die statische Stabilität und die Baroklinizität verändert. Durch die stärkeren meridionalen Temperaturgradienten bei einem größeren ΔT_R wächst der Thermische Wind zwischen zwei Schichten p_0 und p_1 :

$$U_T = -\frac{R}{f} \frac{\partial \hat{T}}{\partial y} \bigg|_p \ln \frac{p_0}{p_1}, \quad (3.3)$$

wobei \hat{T} die mittlere Temperatur der Schicht zwischen p_0 und p_1 ist.

In Abbildung 3.10 ist anhand des zonal gemittelten meridionalen Temperaturgradienten die Baroklinizität der Atmosphäre in Abhängigkeit von ΔT_R dargestellt. Die Baroklinizität ist für kleine ΔT_R schwach und steigt mit ΔT_R an. Das Maximum des meridionalen Temperaturgradienten wächst dabei deutlich stärker als der Temperaturunterschied zwischen Pol und Äquator (vgl. Abb. 3.1). Das Maximum verhält sich dabei von *Regime b* bis *Regime c* in etwa linear zu dem vorgegebenen ΔT_R . Für $\Delta T_R = 60$ K stimmt die Stärke des Gradienten gut mit beobachteten Daten überein (Peixóto und Oort, 1992). Auf Grund der wachsenden Baroklinizität sollte die Strömung instabiler werden, was bedeutet, dass auch Wellen mit Wellenlängen $\Lambda \gg \Lambda_U$ wachsen können.

In Abb. 3.11 ist U_T^G für die Schicht zwischen $p_0 = 750$ hPa und $p_1 = 250$ hPa dargestellt. Die verschiedenen Linien geben die Stabilitätsbereiche für das Zwei-Schicht-Modell mit den jeweiligen statischen Stabilitäten aus den *DTEMP*-Integrationen mit $\Delta T_R = 20, 30, 60, 130$ und 190 K wieder. Wie zu erkennen ist, verschieben sich sowohl Λ_K als auch Λ_U in Richtung der kleinen Wellenzahlen. $U_T^G(\Lambda_U)$ steigt dabei an. Die im Zuge der erhöhten ΔT_R veränderte statische Stabilität führt also im Zwei-Schicht-Modell zu einer leichten Stabilisierung der baroklinen Moden.

Für $\Delta T_R = 30, 60, 130$ und 190 K ist in Abb. 3.11 der mittlere thermische Wind zwischen $p_0 = 750$ hPa und $p_1 = 250$ hPa bei 47°N in Abhängigkeit von der dominierenden Wellenlänge (s. Abschnitt 3.3) dargestellt. Da für $\Delta T_R = 130$ K zwei Maxima im zonalen Spektrum des Bodendrucks zu erkennen sind (s. Abb. 3.7), finden sich in Abb. 3.11 auch zwei Symbole für $\Delta T_R = 130$ K. Bei $\Delta T_R = 30$ K

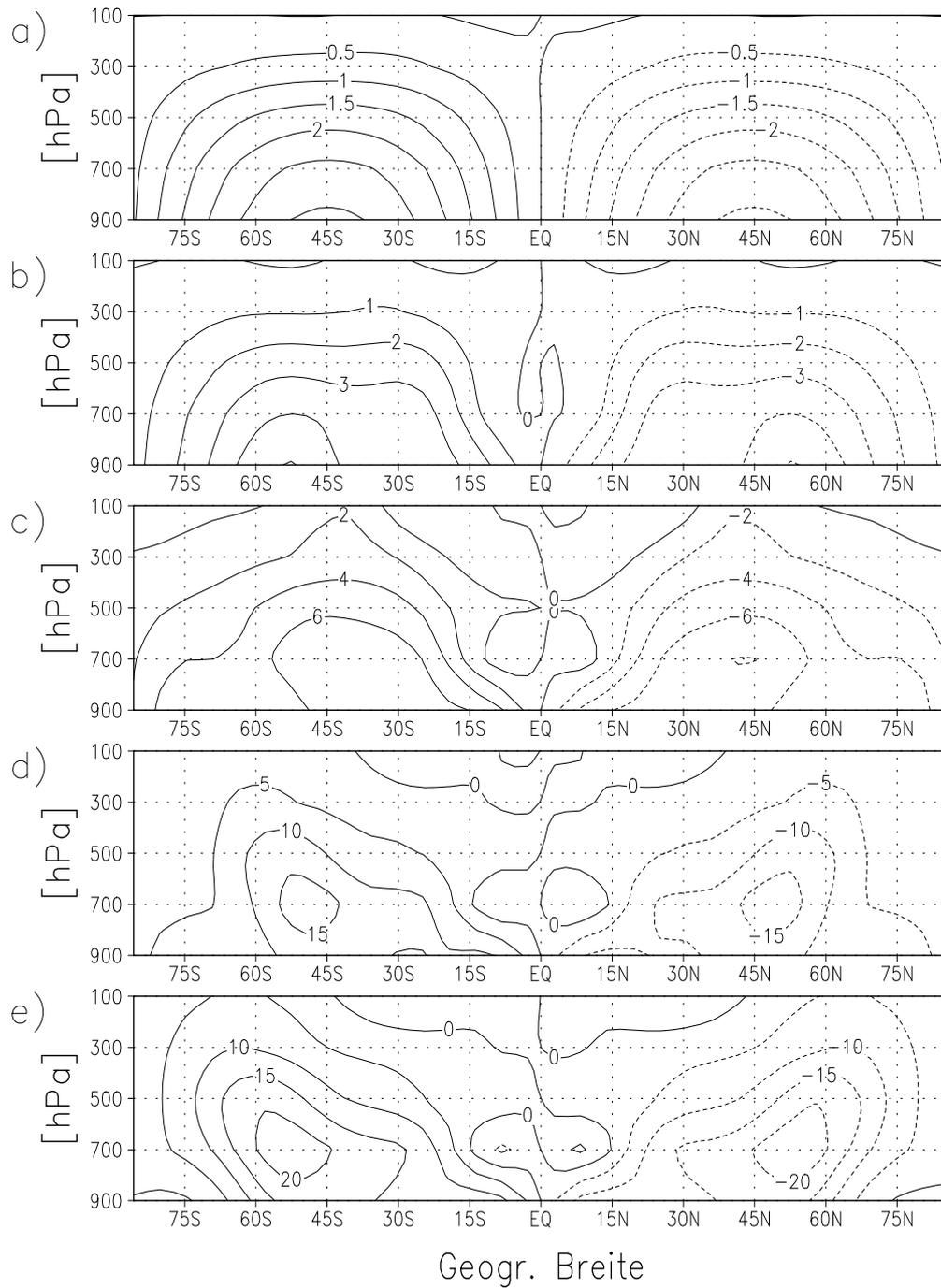


Abbildung 3.10: Meridionaler Gradient der zonal gemittelten Temperatur $d[\bar{T}]/dy$ in $K/1000km$. In a) bis e) sind die jeweiligen Gradienten aus den $DTEMP$ -Läufen mit $\Delta T_R = 20, 30, 60, 130$ und 190 K dargestellt.

liegt das vorherrschende Wellenregime deutlich im stabilen Bereich. Die Wellen können somit nicht durch barokline Instabilität erklärt werden. Die Wellenregime bei $\Delta T_R = 60$ und 190 K liegen dicht an U_T^G im instabilen Bereich. D.h. die entsprechenden Wellenlängen sollten im Zeitmittel instabil sein. Dies wird im Modell auch beobachtet: Sie befinden sich stets in einer Entwicklung.

Bei keinem der betrachteten ΔT_R dominiert die Wellenlänge Λ_U . Während für $\Delta T_R = 60$ K die beobachteten Wellen etwas kürzer sind als Λ_U , sind sie für $\Delta T_R = 130$ und 190 K deutlich länger. Dies lässt sich nicht allein mit dem Zwei-Schicht-Modell erklären. Es ist zu vermuten, dass dies zum Teil auf die im Zwei-Schicht-Modell vernachlässigten nicht-linearen Effekte zurückzuführen ist. Weiter können hier auch barotrope Prozesse von Bedeutung sein. Die Störungen bei großen ΔT_R zeigen eine hohe Phasengeschwindigkeit. Bei einer entsprechenden horizontalen Scherung des Grundstroms kann es so zu barotropen Instabilitäten kommen (siehe z.B. Pichler (1997)).

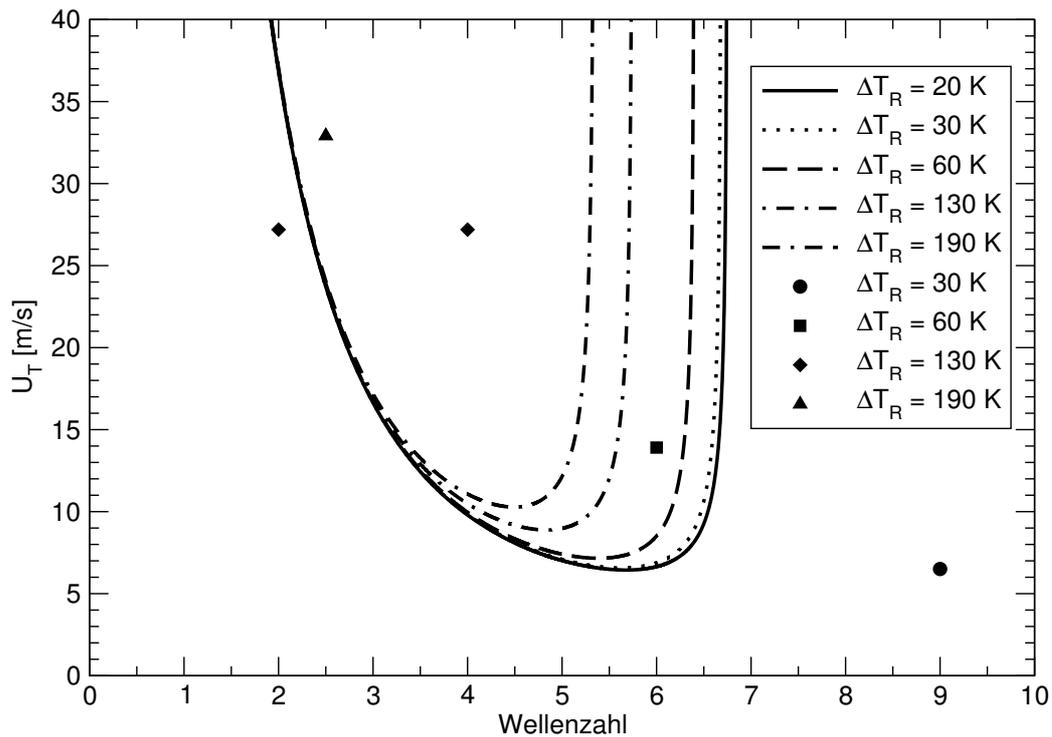


Abbildung 3.11: Stabilitätsdiagramm der baroklinen Instabilität nach dem Zwei-Schicht-Modell für die in *DTEMP* auftretenden Schichtungen. Die Linien zeigen für $\Delta T_R = 30, 60, 130$ und 190 K die Grenze des thermischen Windes U_T^G (siehe Gl. (3.1)), an der die Strömung mit der entsprechenden Wellenzahl instabil wird. Die Symbole stellen die in *DTEMP* beobachteten dominierenden Wellenzahlen und thermischen Winde dar.

3.5 Meridionaltransporte

In den vorangegangenen Abschnitten sind die Regime, die sich aus den unterschiedlichen Verteilungen der Heizraten ergeben, untersucht worden. Hier sollen nun ihre Auswirkungen auf die meridionalen Transporte analysiert werden.

3.5.1 Wärmetransport

Auf Grund der unterschiedlichen Erwärmung der Atmosphäre in niedrigen und hohen Breiten existiert ein meridionaler Temperaturgradient, der durch die von der Zirkulation verursachten Wärmetransporte zum Teil ausgeglichen, d.h. abgeschwächt wird (siehe Abb. 3.1). Wie groß dieser Transport ist, hängt von den Zirkulations-Regimen ab, die diesen verursachen. Dies wird schon aus Abb. 3.1 deutlich. In den verschiedenen Regimen führt die gleiche Erhöhung von ΔT_R zu einem unterschiedlich starken Anstieg der Temperaturdifferenz zwischen Pol und Äquator $\Delta T_{PÄ}$.

Für fünf verschiedene Szenarien mit $\Delta T_R = 20$ K, 30 K, 60 K, 130 K und 190 K ist in Abb. 3.12 der vertikal integrierte meridionale Wärmetransport durch die transienten Störungen

$$F_e(H) = 2\pi a \cos \varphi \frac{c_p}{g} \int_0^1 \overline{[(p_s v)' (T - T_g)']} d\sigma \quad (3.4)$$

dargestellt. Das zonal symmetrische Regime bei $\Delta T_R = 20$ K (Abb. 3.12a) zeigt so gut wie keinen Transport durch Eddies. Die kleinen Abweichungen von null in den Tropen können durch den endlichen Mittelungszeitraum erklärt werden. Das Wellenregime bei $\Delta T_R = 30$ K (Abb. 3.12b) zeigt einen Transport von maximal 0,6 PW (Peta Watt) fühlbarer Wärme zwischen 30° und 40° . Mit der Erhöhung von ΔT_R verschiebt sich das Maximum polwärts bis auf 45° in $\Delta T_R = 60$ K (Abb. 3.12c). Für eine weitere Erhöhung von ΔT_R auf 130 K bzw. 190 K bleibt das Maximum des Transportes nahezu konstant. Lediglich die Menge an Energie, die transportiert wird, steigert sich. Vergleicht man diese Ergebnisse mit Auswertungen von Beobachtungen (Oort und Peixóto, 1983), so erkennt man eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen dem Modell bei $\Delta T_R = 60$ K und der realen Atmosphäre. Das Maximum liegt zwar im Experiment mit zirka 4 PW knapp doppelt so hoch, wie die ungefähr 2.2 PW von Oort und Peixóto (1983), zeigt jedoch eine deutlich bessere Übereinstimmung mit dem transienten Energietransport aus EZMW-Analysen (Keith (1995), Abb. 1). Keith (1995) zeigt zwar den gesamten transienten Energietransport der EZMW-Analysen, diese sind

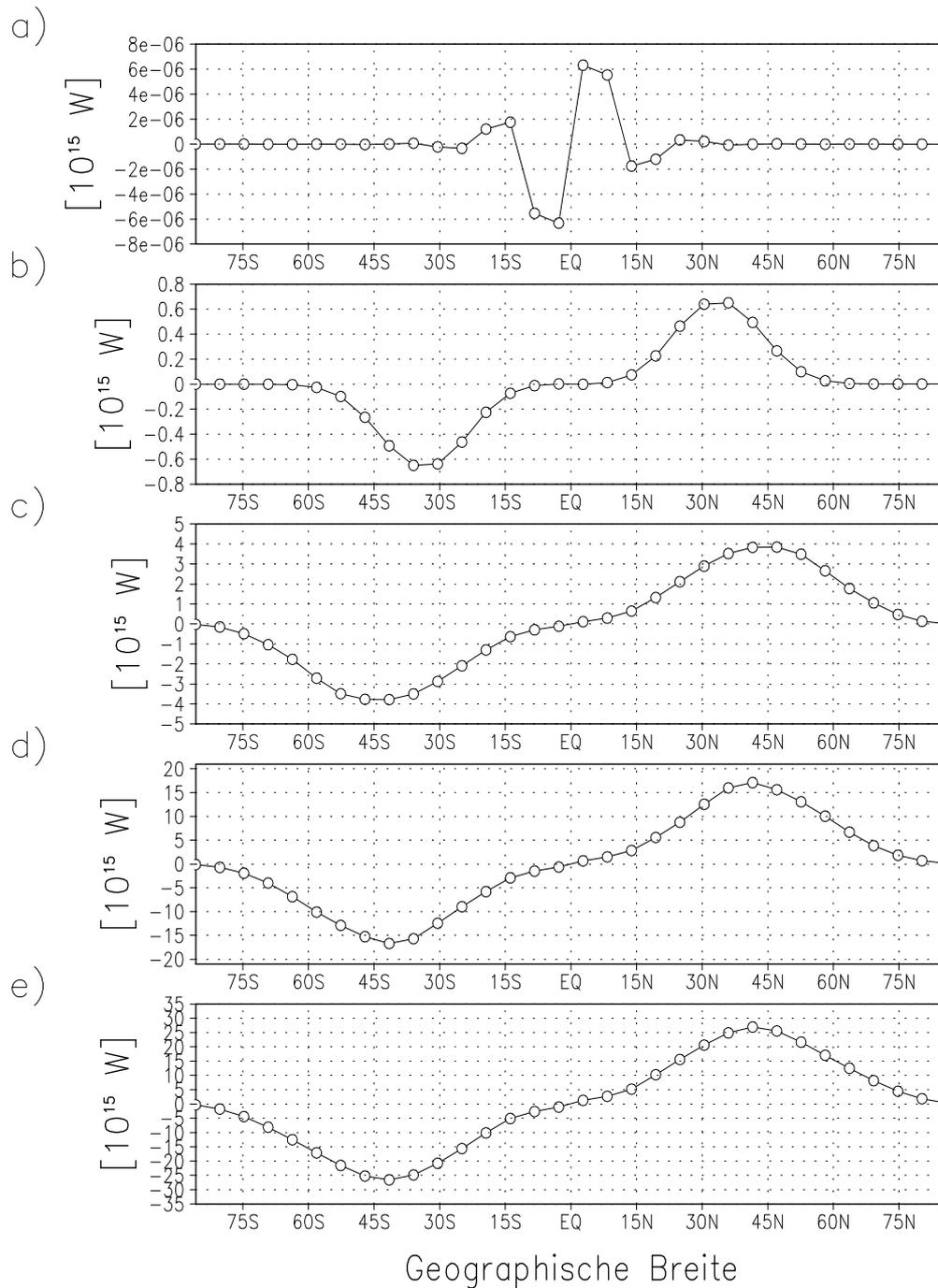


Abbildung 3.12: Vertikal integrierter meridionaler Wärmetransport durch die Störungen. In a) bis e) sind die jeweiligen Transporte aus den *DTEMP*-Läufen mit $\Delta T_R = 20, 30, 60, 130$ und 190 K dargestellt.

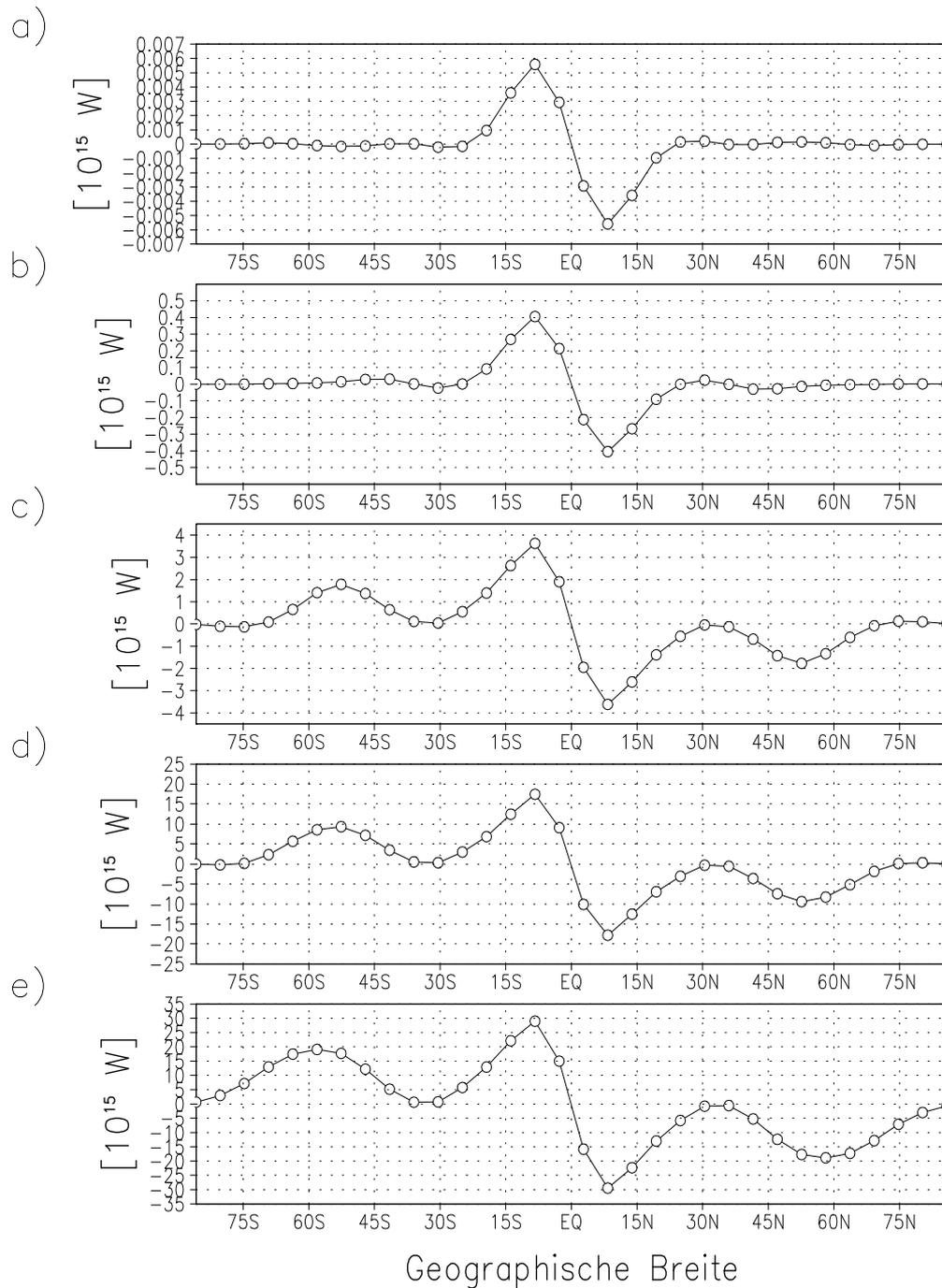


Abbildung 3.13: Vertikal integrierter meridionaler Wärmetransport durch die mittlere Zirkulation. In a) bis e) sind die jeweiligen Transporte aus den *DTEMP*-Läufen mit $\Delta T_R = 20, 30, 60, 130$ und 190 K dargestellt.

aber mit dem transienten Transport fühlbarer Wärme in PUMA vergleichbar, da der Transport potentieller Energie sowie kinetischer Energie gegenüber dem Transport fühlbarer Wärme klein sind (Oort und Peixóto, 1983) und in PUMA der Transport von latenter Wärme gleich null ist.

Der Wärmetransport durch die mittlere Meridionalzirkulation

$$F_m(H) = 2\pi a \cos \varphi \frac{c_p}{g} \int_0^1 [\overline{p_s v}] [\overline{T - T_g}] d\sigma \quad (3.5)$$

wird in Abb. 3.13 dargestellt. Wie in Abschnitt 2.5 diskutiert, ist die Impulsbilanz in PUMA verletzt. Dieses Problem ist in allen Transporten durch die mittlere Meridionalzirkulation erkennbar. Für den Transport fühlbarer Wärme hat dies zu große und für die mittleren Breiten mit falschem Vorzeichen versehene Transporte zur Folge (vgl. Peixóto und Oort (1992)).

3.5.2 Impulstransporte

Wie schon bei den Wärmetransporten beobachtet, verstärken sich die meridionalen Transporte von zonalem Impuls bei einer Erhöhung von ΔT_R . Der Impulstransport durch transiente Störungen

$$F_e(M) = 2\pi a \cos \varphi \frac{1}{g} \int_0^1 \overline{[(p_s v)' u']} d\sigma \quad (3.6)$$

zeigt daneben (Abb. 3.14) auch, wie sich die Lage der transienten Störungen mit ΔT_R ändert. Bei $\Delta T_R = 30$ K befindet sich das Maximum der Transporte bei ca. 30° . Für größere ΔT_R verschiebt es sich nach 40° bis 45° .

Der meridionale Impulstransport durch die mittlere meridionale Zirkulation

$$F_m(M) = 2\pi a \cos \varphi \frac{1}{g} \int_0^1 [\overline{p_s v}] [\overline{u}] d\sigma \quad (3.7)$$

zeigt, wie in Abb. 3.15 zu sehen ist, wieder deutlich das Problem der nicht geschlossenen Impulsbilanz in PUMA.

3.6 Energetik

Wie in Abb. 3.2 auf Seite 33 zu sehen ist, führt ein größeres ΔT_R zu einem Anwachsen der VPE. Diese Energie kann dann in kinetische Energie der Störungen

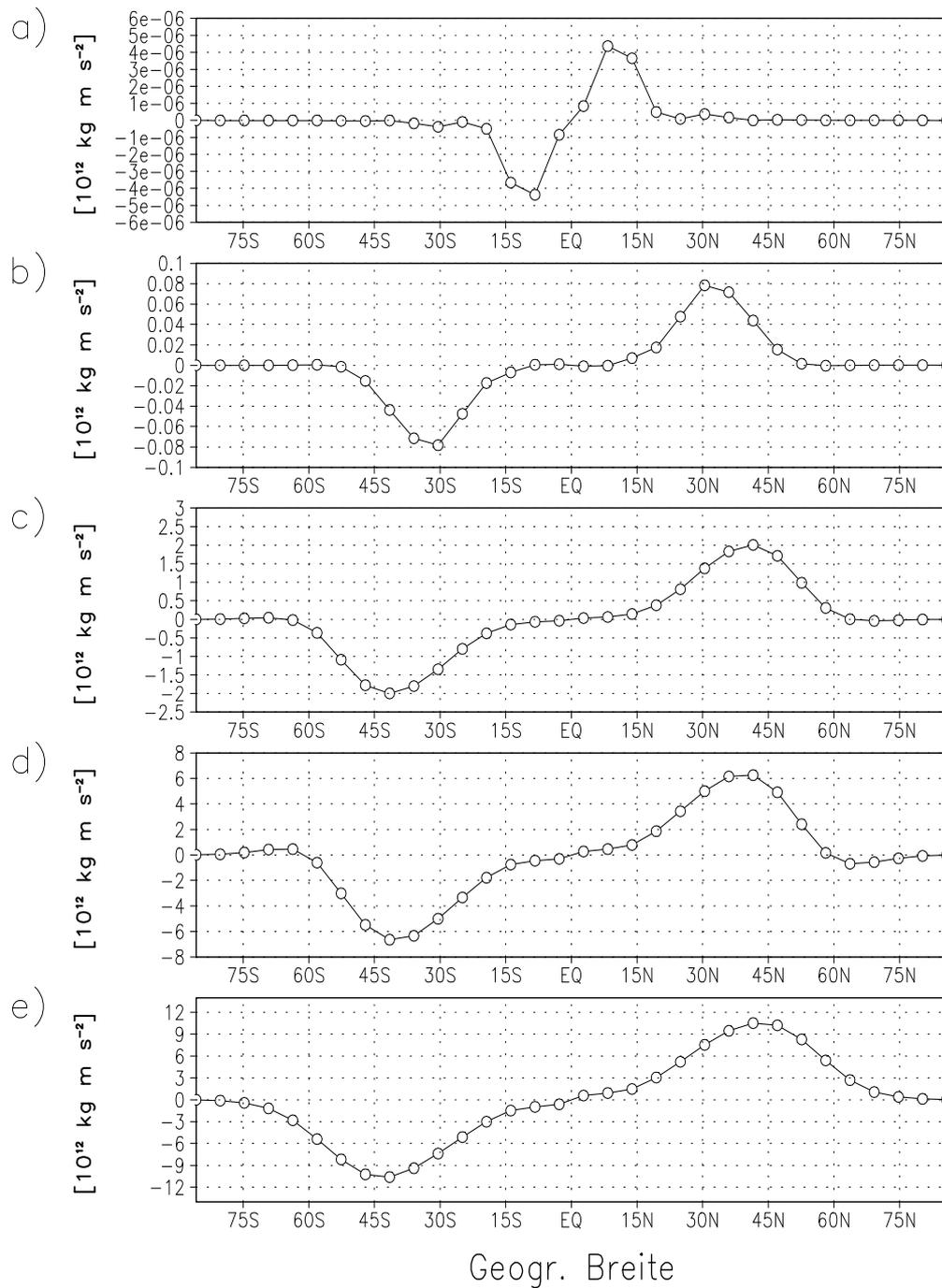


Abbildung 3.14: Vertikal integrierter meridionaler Impulstransport durch die Störungen. In a) bis e) sind die jeweiligen Transporte aus den *DTEMP*-Läufen mit $\Delta T_R = 20, 30, 60, 130$ und 190 K dargestellt.

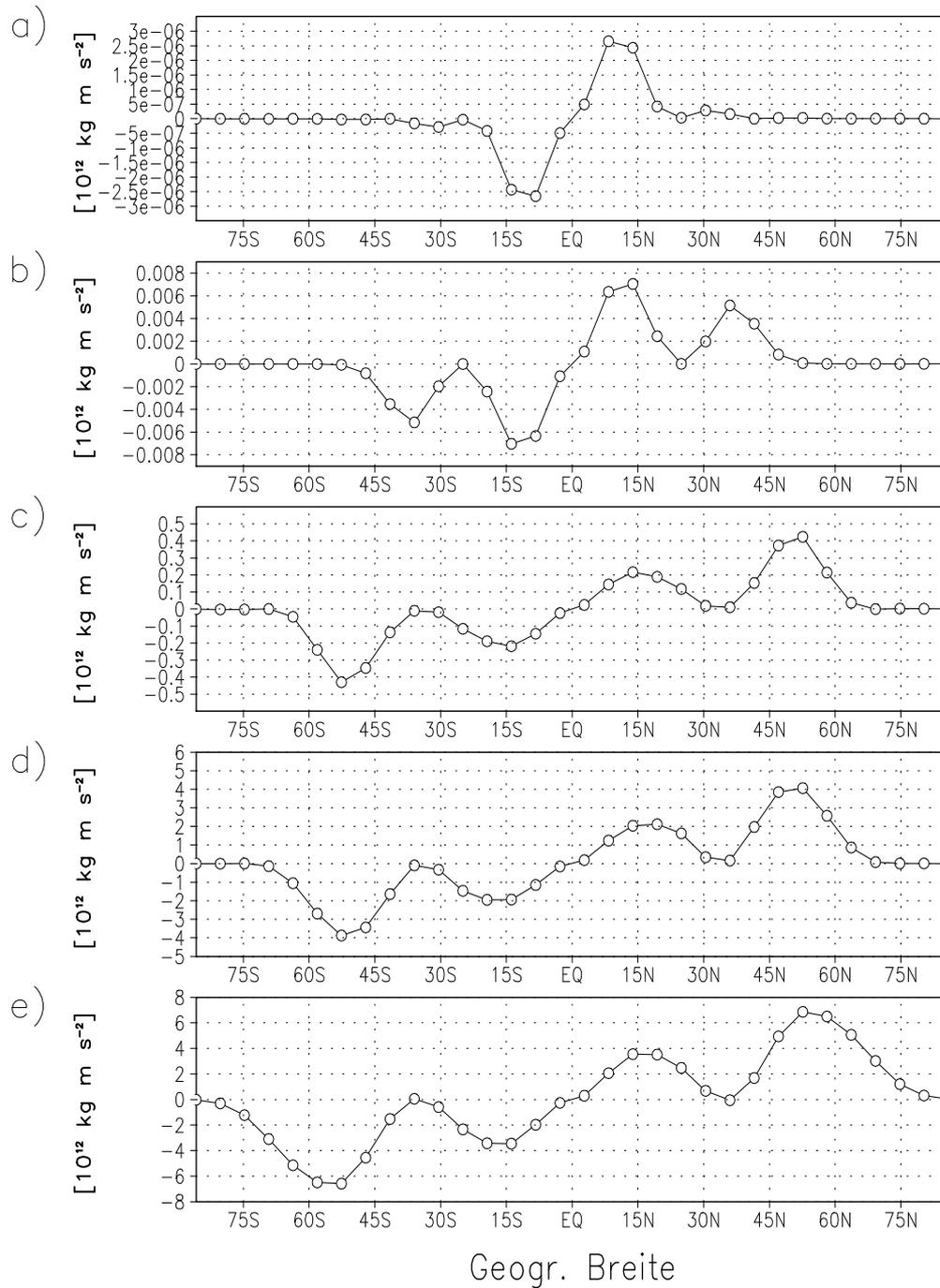


Abbildung 3.15: Vertikal integrierter meridionaler Impulstransport durch die mittlere Zirkulation. In a) bis e) sind die jeweiligen Transporte aus den *DTEMP*-Läufen mit $\Delta T_R = 20, 30, 60, 130$ und 190 K dargestellt.

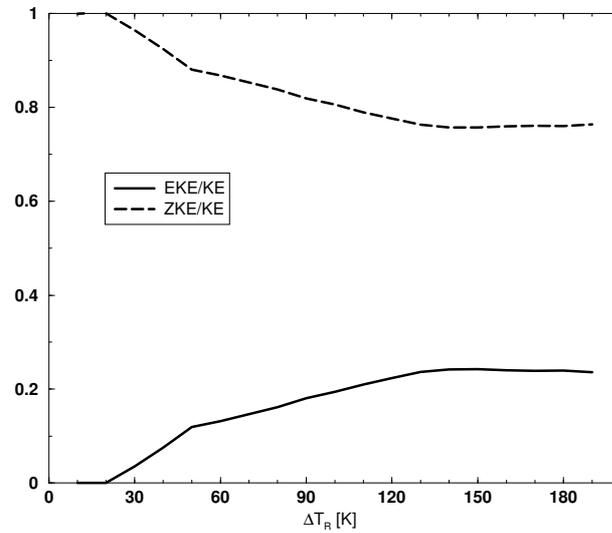


Abbildung 3.16: Rate zwischen EKE und KE (durchgezogene Linie) und Rate zwischen ZKE und KE (gestrichelte Linie).

EKE und kinetische Energie des zonalen Mittels der Strömung ZKE umgewandelt werden. In *Regime a* ist die EKE praktisch gleich null. Dieser Umstand erklärt sich aus der Tatsache, dass *Regime a* ein zonal symmetrisches Regime ist. Eine Zunahme von ΔT_R führt nur zu einer Zunahme von VPE. Diese führt dazu, dass der AAM in Abb. 3.2 am schnellsten mit ΔT_R wächst.

In den zonal asymmetrischen Regimen *b* und *c*, ist die EKE von null verschieden. Die EKE (hier nicht dargestellt) ist, wie die gesamte kinetische Energie KE, eine monoton wachsende Funktion von ΔT_R . Für das Verhältnis (EKE/KE) gilt dies jedoch nicht. EKE/KE wächst nach *Regime a* und ist konstant in *Regime c* (durchgezogene Linie in Abb. 3.16). Während die Störungen wachsen, nimmt der Anteil der Eddy-Kinetischen-Energie an der gesamten kinetischen Energie zu. So ist ein immer kleinerer Teil der gesamten kinetischen Energie ZKE (gestrichelte Linie, Abb. 3.16). Im *Regime c* kann die ZKE ihren Anteil an der KE halten.

Der AAM ist eng mit der ZKE verbunden. Daher sollte bei einer größeren ZKE auch ein größerer AAM beobachtet werden. Die unterschiedliche Aufteilung der KE in ZKE und EKE erklärt so die verschiedenen Wachstumsraten in *Regime a*, *Regime b* und *Regime c* bezüglich ΔT_R (Abb. 3.2). Sie erklärt jedoch nicht die geringe Steigung in der Übergangsphase zwischen *Regime b* und *Regime c*. Der Grund dafür scheint darin zu liegen, dass die Zirkulation in der Übergangsphase sehr irregulär ist und die Bewegungen stärker meridional orientiert sind

(Abb. 3.3d, Seite 34). Der AAM ist ein Maß für die zonale Bewegung in der Atmosphäre. Wenn mehr Energie in die meridionale Komponente geht, geht weniger in die zonale. Daher wächst der AAM langsamer.

Kapitel 4

Experiment mit transientem Antrieb

In diesem Experiment sollen nun mögliche Hystereseeffekte und plötzliche Regimewechsel untersucht werden. Dazu wird bei laufender Integration die Restorations-Temperaturdifferenz ΔT_R langsam erhöht bzw. gesenkt. Die Rate, mit der ΔT_R verändert wird, beträgt ein Kelvin pro 30 Tage. Auf Grund der transienten Änderung der Randbedingung ΔT_R wird das Experiment im Folgenden „*TRANSDT*“ genannt.

Da die hier betrachteten diagnostischen Größen der einzelnen Modellläufe eine beträchtliche Variabilität aufweisen, wird *TRANSDT* als ein Ensemble-Experiment aus jeweils 100 Integrationen für steigendes ΔT_R sowie für sinkendes ΔT_R durchgeführt. Es wird dadurch erreicht, dass die Mittelwerte der jeweiligen Ensembles den Zustand der Atmosphäre repräsentieren können. Die beiden Teilexperimente werden im Folgenden mit *TRANSDT-A* (ΔT_R wird angehoben) und *TRANSDT-B* (ΔT_R wird verringert) bezeichnet. Die Ausführung der insgesamt 200 Modellintegrationen ist auch mit einem einfachen Modell wie PUMA sowohl zeitlich als auch vom Speicherbedarf sehr aufwendig. Der betrachtete Parameterraum wird aus diesem Grund auf $\Delta T_R = 60$ K bis $\Delta T_R = 160$ K eingeschränkt. Die Wahl dieses Bereiches ermöglicht es, die beiden Rossby-Regime und deren Übergang zu untersuchen.

In Abb. 4.1 wird der AAM aus den Experimenten *DTEMP* und *TRANSDT* verglichen. In grau ist hier eine einzelne Modellintegration aus dem *TRANSDT*-Ensemble dargestellt. Die roten Punkte geben das Ensembledittel für die Integrationen, die mit niedrigem ΔT_R beginnen wieder, die blauen das Ensembledittel der Integrationen, die mit hohem ΔT_R beginnen. Zum Vergleich ist der relative Drehimpuls aus dem *DTEMP*-Experiment mit abgebildet. Es ist zu erkennen,

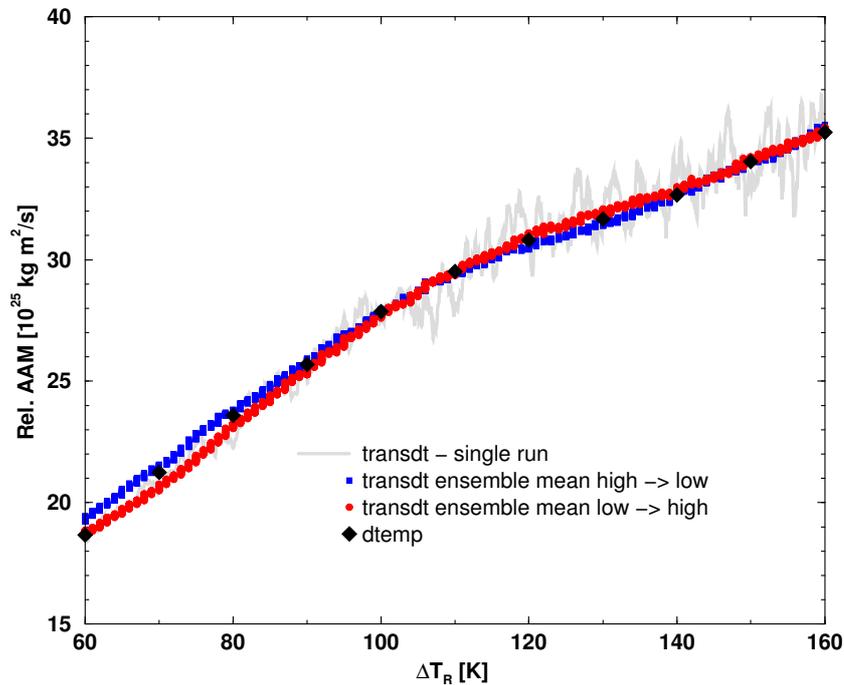


Abbildung 4.1: Relativer Drehimpuls aus den *TRANSDT*- und *DTEMP*-Modellläufen. Die roten Punkte geben den Drehimpuls des Ensemblemittels mit niedrigem Start- ΔT_R an, die blauen mit hohem, die schwarzen Rauten den relativen Drehimpuls aus dem *DTEMP*-Experiment an. In grau ist ein einzelner *TRANSDT*-Modelllauf dargestellt.

dass sich der AAM in *TRANSDT* ähnlich verhält wie in *DTEMP*. In der Tat sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Ensemblemitteln von *TRANSDT* und *DTEMP* sehr gering. Der AAM aus *DTEMP* liegt zumeist zwischen den beiden Ensemblemitteln von *TRANSDT*. Die Ensemblemittel weichen in zwei Bereichen (in *Regime b* und *Regime c* aus *DTEMP*) erkennbar von einander ab. Aus der grauen Kurve in Abb. 4.1 ist zu erkennen, dass die Variabilität des AAM eines einzelnen Modellaufs von mindestens gleicher Größe ist wie der Abstand der beiden Ensemblemittel. Es ist daher zunächst einmal fraglich, ob der Unterschied zwischen den beiden *TRANSDT*-Kurven statistisch signifikant ist. Aus diesem Grund wird bei $\Delta T_R = 70$ K ein t-Test für die Ensemblemittel durchgeführt. Er ergibt, dass die Hypothese, die beiden Mittelwerte seien gleich, auf einem Signifikanzniveau von 99% zurückgewiesen werden muss.

4.1 Unterschiedliche Zustände?

Wie im letzten Abschnitt festgestellt, unterscheiden sich die beiden Ensemblemittel des Drehimpulses statistisch signifikant. Daher soll nun die Zirkulation auf den beiden Ästen anhand ihrer Ensemblemittel untersucht werden. Das *DTEMP*-Experiment liefert dazu Vergleichswerte.

Der zonal gemittelte Bodendruck (Abb. 4.2) soll hier als ein erster Indikator für Unterschiede zwischen den beiden *TRANSDT*-Teilexperimenten dienen. Wie in Abb. 4.2a zu sehen ist, unterscheidet sich das zonal gemittelte Bodendruckfeld für alle drei (Teil-)Experimente nur minimal. In den mittleren und hohen Breiten sind die Unterschiede am deutlichsten ausgeprägt. Aus Abb. 4.2b und c geht hervor, dass der Bodendruck in *TRANSDT-A* in diesen Bereichen um bis zu 0,8 hPa größer ist als in *TRANSDT-B* und *DTEMP*. *DTEMP* und *TRANSDT-B* unterscheiden sich deutlich weniger voneinander (Abb. 4.2d). Der Umstand, dass der Bodendruck von *TRANSDT-A* in den mittleren Breiten höher ist, als in den anderen Experimenten gibt einen ersten Hinweis darauf, dass die Ferrelzelle etwas schwächer ist.

Die Primärzirkulation ist, wie Abb. 4.3a zeigt, in allen drei Fällen sehr ähnlich. In *TRANSDT-A* sind jedoch die polwärtigen Flanken des Jets schwächer ausgeprägt als in *TRANSDT-B* (Abb. 4.3b) und *DTEMP* (Abb. 4.3c). Die äquatorwärtige Seite des Jets in *TRANSDT-A* zeigt jedoch höhere Windgeschwindigkeiten als in den beiden anderen Experimenten. Weiter zeigt *TRANSDT-A*, anders als *TRANSDT-B* und *DTEMP*, im 100 hPa Niveau eine Ostströmung. Ähnlich dem Bodendruck lässt sich auch beim Zonalwind eine größere Ähnlichkeit zwischen *DTEMP* und *TRANSDT-B* feststellen als zwischen *TRANSDT-A* und einem dieser beiden. Unterschiede zeigen sich aber auch hier. Bei *TRANSDT-B* sind sowohl die Pol-Flanken des Jets als auch der äquatoriale Westwind im 100 hPa Niveau stärker als in *DTEMP*.

Abbildung 4.4a zeigt eine nahezu vollständige Übereinstimmung der zonal gemittelten Temperatur in *TRANSDT* und *DTEMP*. Unterschiede in der Temperaturverteilung der drei Experimente bewegen sich im Zehntelkelvin-Bereich (Abb. 4.4b-d). Die größten Abweichungen von bis zu 0,5 K finden sich hier nahe der Zentren der Strahlströme, an den Äquator-Seiten der Strahlströme sowie in den Polargebieten. Anders als beim zonal gemittelten Bodendruck und dem zonal gemittelten Zonalwind sind die Unterschiede zwischen *TRANSDT-A* und *TRANSDT-B* kleiner als die zwischen den einzelnen *TRANSDT*-Teilexperimenten und *DTEMP*.

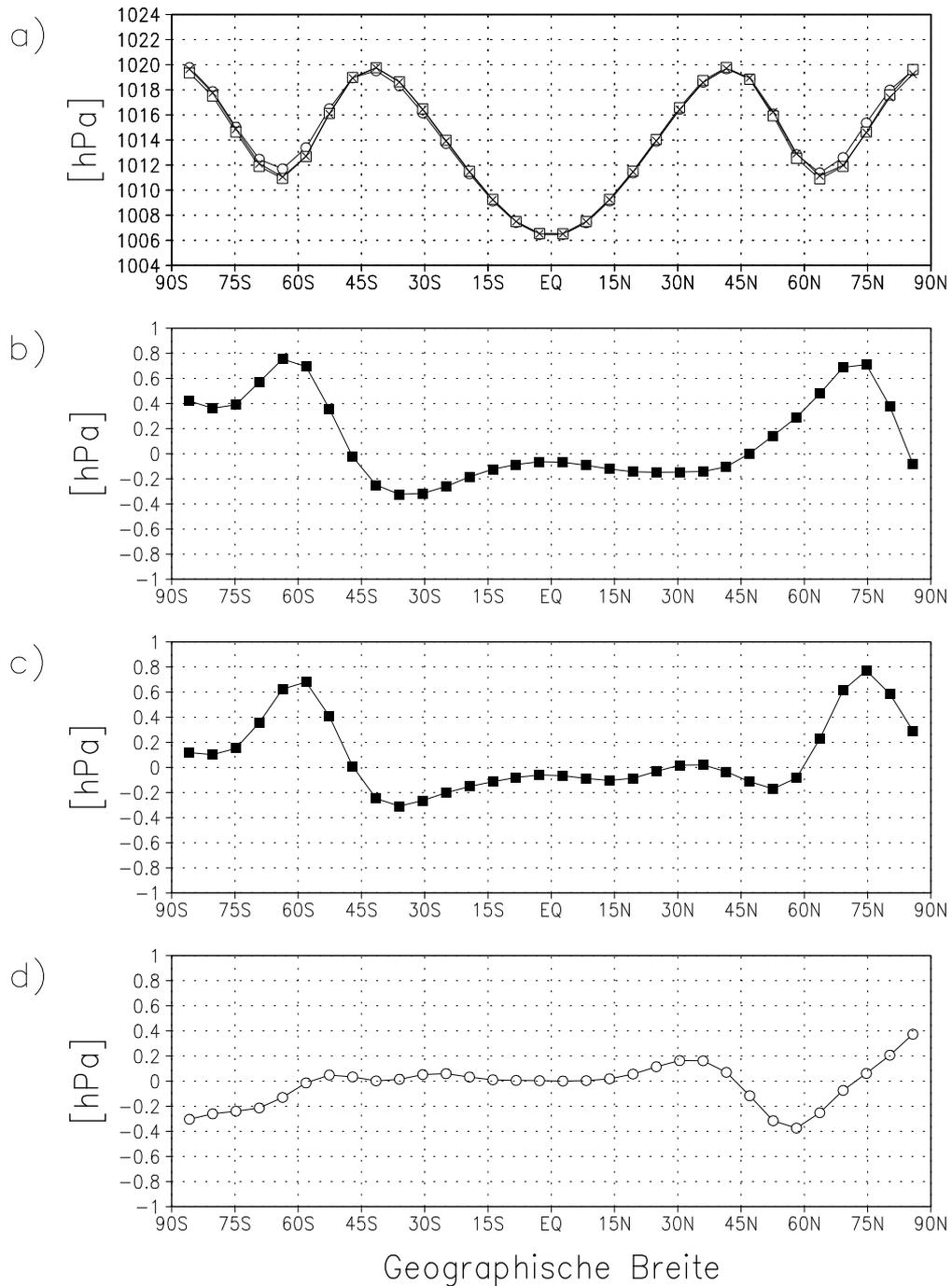


Abbildung 4.2: Zonal gemittelter Bodendruck des Ensemblemittels in *TRANSDT*. Abb. a) stellt den Bodendruck bei $\Delta T_R = 70$ K im aufsteigenden Ast (Kreise), den Bodendruck im absteigenden Ast (Quadrate) und den Bodendruck aus dem *DTEMP*-Experiment (Kreuze) bei $\Delta T_R = 70$ K dar. Die Abb. b), c) und d) zeigen die Differenzen zwischen dem Bodendruck im aufsteigenden Ast und absteigenden Ast ($[p_{TA}] - [p_{TB}]$), dem aufsteigendem Ast und *DTEMP* ($[p_{TA}] - [p_D]$) sowie dem absteigenden Ast und *DTEMP* ($[p_{TB}] - [p_D]$).

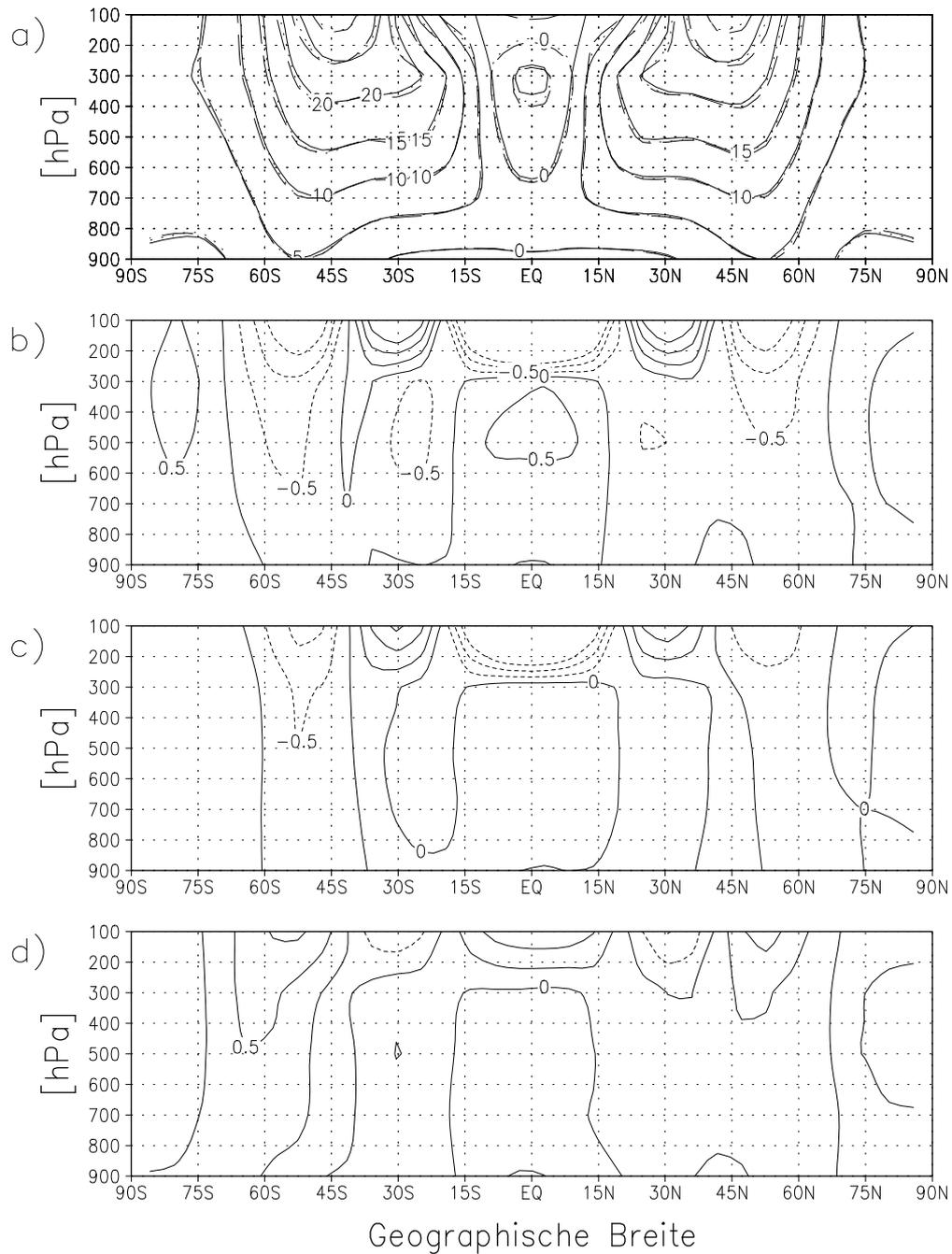


Abbildung 4.3: Zonal gemittelter Zonalwind des Ensemblemittels in *TRANSDT*. Abb. a) stellt den Zonalwind bei $\Delta T_R = 70$ K im aufsteigenden Ast (durchgezogene Konturen), den Zonalwind im absteigenden Ast (gestrichelt) und den Zonalwind aus dem *DTEMP*-Experiment (punktiert) bei $\Delta T_R = 70$ K dar. Die Abb. b), c) und d) zeigen die Differenzen zwischen dem Zonalwind im aufsteigenden Ast und absteigenden Ast ($[u_{TA}] - [u_{TB}]$), aufsteigendem Ast und *DTEMP* ($[u_{TA}] - [u_D]$) sowie absteigenden Ast und *DTEMP* ($[u_{TB}] - [u_D]$).

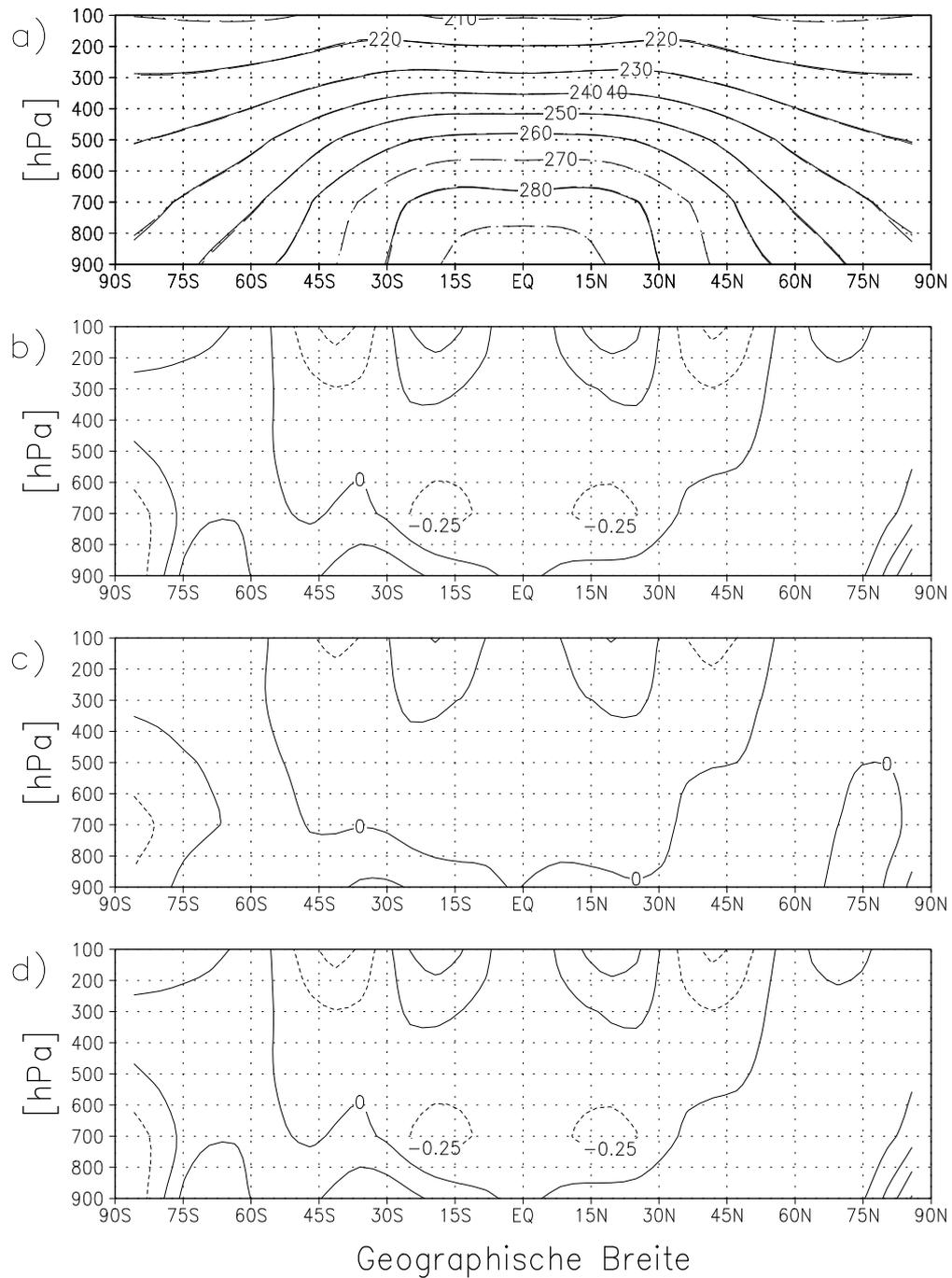
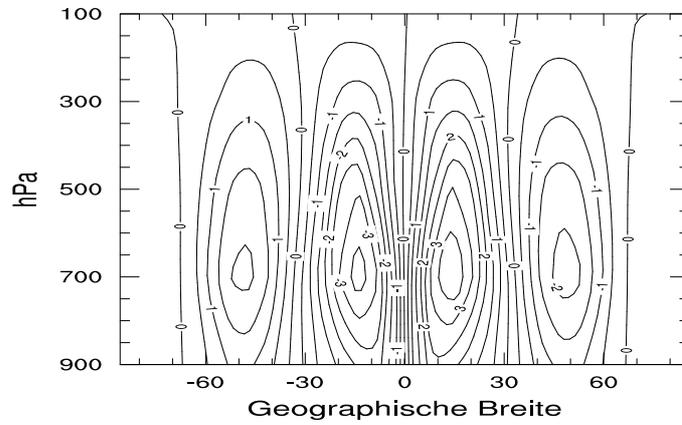
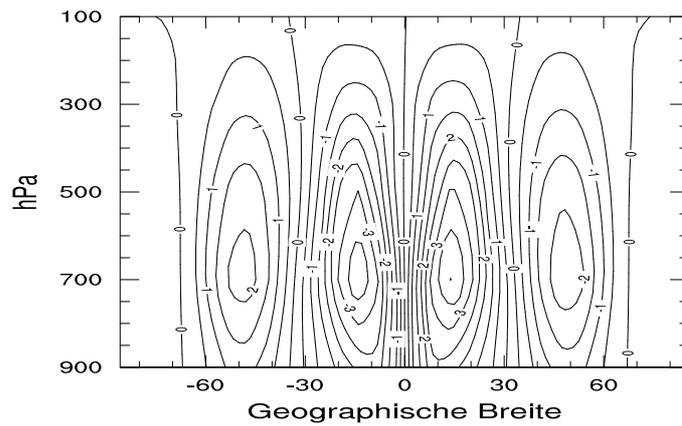


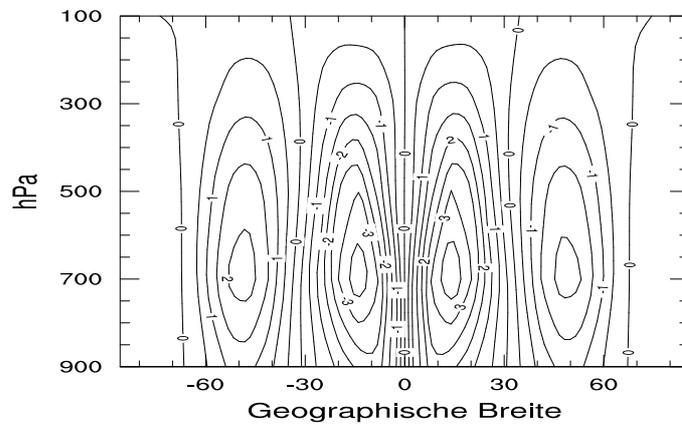
Abbildung 4.4: Zonal gemittelte Temperatur des Ensemblemittels in *TRANSDT*. Abb. a) stellt die Temperatur bei $\Delta T_R = 70$ K im aufsteigenden Ast (durchgezogene Konturen), die Temperatur im absteigenden Ast (gestrichelt) und die Temperatur aus dem *DTEMP*-Experiment (punktiert) bei $\Delta T_R = 70$ K dar. Abb. b), c) und d) zeigen die Differenzen zwischen dem Temperatur im aufsteigenden Ast und absteigenden Ast ($[T_{TA}] - [T_{TB}]$), aufsteigendem Ast und *DTEMP* ($[T_{TA}] - [T_D]$) sowie absteigenden Ast und *DTEMP* ($[T_{TB}] - [T_D]$).



(a)



(b)



(c)

Abbildung 4.5: Stromfunktionen für a) *TRANSDT-A*, b) *TRANSDT-B* und c) *DTEMP* in 10^{10} kg/s .

Die Massenstromfunktion zeigt die mittlere Meridionalzirkulation. In Abb. 4.5 sind die Stromfunktionen für die Zirkulation in *TRANSDT-A*, *TRANSDT-B* und *DTEMP* dargestellt. Auch hier zeigt sich die große Übereinstimmung zwischen den Zirkulationen der Experimente. Es treten aber auch wieder kleine Unterschiede auf: *TRANSDT-A* (Abb. 4.5a) verfügt über eine etwas schwächere Ferrelzelle als *TRANSDT-B* (Abb. 4.5b) und *DTEMP* (Abb. 4.5c).

Nachdem die Primär- und Sekundärzirkulation der einzelnen Experimente bei $\Delta T_R = 70$ K untersucht wurde, werden nun die Wellenregime begutachtet. Anders als im *DTEMP*-Experiment ist es in *TRANSDT* nicht möglich, lange Zeitreihen einer Variablen für ein festgelegtes ΔT_R zu betrachten. Aus diesem Grund kann die Zirkulation in *TRANSDT* nicht anhand von Wellenzahl-Frequenz-Spektren untersucht werden. Stattdessen werden die Ensemblemittel der Spektren verschiedener Variablen auf einzelnen Breitenkreisen betrachtet. Das Vorgehen ist mit dem im Abschnitt 3.3 weitgehend identisch, mit dem Unterschied, dass in *TRANSDT* die zeitlichen Mittel der Wellenzahlspektren durch Ensemblemittel ersetzt werden.

Abbildung 4.6 zeigt die Wellenzahlspektren für *TRANSDT* und *DTEMP* bei $\Delta T_R = 70$ K. Im oberen Diagramm ist das Spektrum der geopotentiellen Höhe im 500 hPa Niveau bei 45°N dargestellt, im unteren das Spektrum des Bodendrucks bei der gleichen geographischen Breite. Das Spektrum für *DTEMP* liegt in beiden Fällen fast ausschliesslich zwischen denen der beiden *TRANSDT*-Ensemble. Eine Ausnahme bildet das Spektrum des Bodendrucks bei den Wellenzahlen kleiner gleich zwei. Hier ist das Spektrum aus *DTEMP* größer. Insgesamt sind die Unterschiede zwischen den Spektra der Experimente sehr klein. Das Maximum des Spektrums der geopotentiellen Höhe befindet sich bei allen drei Experimenten zwischen den Wellenzahlen fünf und sechs. Im Gegensatz dazu ist bei den Spektra des Bodendrucks eine leichte Verschiebung des Maximums von den hohen zu den kleinen Wellenzahlen von *TRANSDT-A* über *DTEMP* bis zu *TRANSDT-B* zu erkennen.

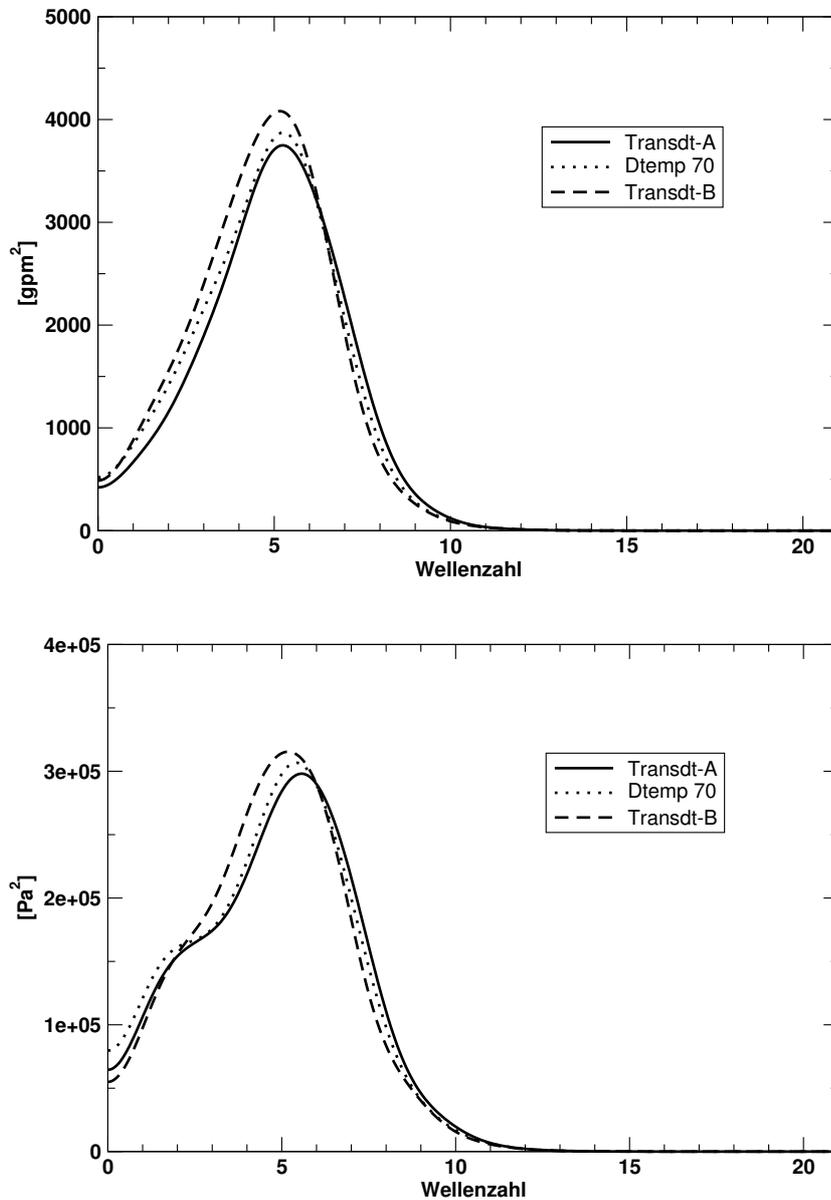


Abbildung 4.6: Spektrum der geopotentiellen Höhe auf 500 hPa, 45°N für *TRANSDT* und *DTEMP* (oben). Spektrum des Bodendrucks bei 45°N für *TRANSDT* und *DTEMP* (unten). Die durchgezogenen Linien zeigen jeweils *TRANSDT-A*, die gestrichelten *TRANSDT-B* und die punktierten *DTEMP*.

4.2 Regimewechsel

Wie im Kapitel 3 anhand des *DTEMP*-Experiments beschrieben, ändert sich das vorherrschende Wellenregime b bei einer Erhöhung von ΔT_R zu einem neuen Regime c. Dabei durchläuft die Zirkulation eine Zwischenphase, die beim AAM zu erkennen ist (Abb. 3.2). Das Experiment *TRANSDT* soll nun benutzt werden, um diese Übergangsphase etwas genauer zu untersuchen. Wie in den vorangehenden Abschnitten beschrieben, sind die Unterschiede zwischen den *TRANSDT*-Läufen und dem *DTEMP*-Experiment klein. Dies ist auch eindrucksvoll in Abb. 4.1 zu erkennen. Es spricht daher nichts dagegen, die aus *TRANSDT* gewonnenen Erkenntnisse über den Wechsel der Regime auf *DTEMP* zu verallgemeinern.

4.2.1 Drehimpuls und Energie

Um den Übergang zwischen den Regimen zu untersuchen, reicht es nicht aus, das Ensemble-Mittel, wie z.B. in Abb. 3.2, zu betrachten. Daher werden in Abb. 4.7 für drei einzelne *TRANSDT*-A-Läufe der AAM und das Verhältnis der EKE zur KE dargestellt. Wie in Abb. 4.1 zu erkennen ist, besitzt der AAM eine beträchtliche Varianz auf kurzen Zeitskalen. Dasselbe gilt auch für das Verhältnis der kinetischen Energie der Störungen EKE zur gesamten kinetischen Energie KE. Die beiden Größen werden hier aus diesem Grund mit einem 30-tägigen gleitenden Mittel geglättet. Auch nach dieser Glättung weist der AAM noch eine große Variabilität auf. Die beiden Regime und der Übergangsbereich dazwischen lassen sich gut erkennen. Es ist aber auf Grund der hohen Variabilität nicht möglich, einen bestimmten Punkt auszumachen, an dem das eine Regime verlassen wird bzw. das andere beginnt.

Wie in Abschnitt 3.6 dargestellt, lässt sich der Regimeübergang in dem Verhältnis der kinetischen Energie der Störungen EKE zur gesamten kinetischen Energie KE erkennen. In Abb. 4.7 ist daher neben dem AAM auch EKE/KE wiedergegeben. Für EKE/KE ist die Variabilität noch stärker ausgeprägt als beim AAM. Daher kann auch durch EKE/KE kein Wert für ΔT_R bestimmt werden, an dem ein Regimewechsel stattfindet.

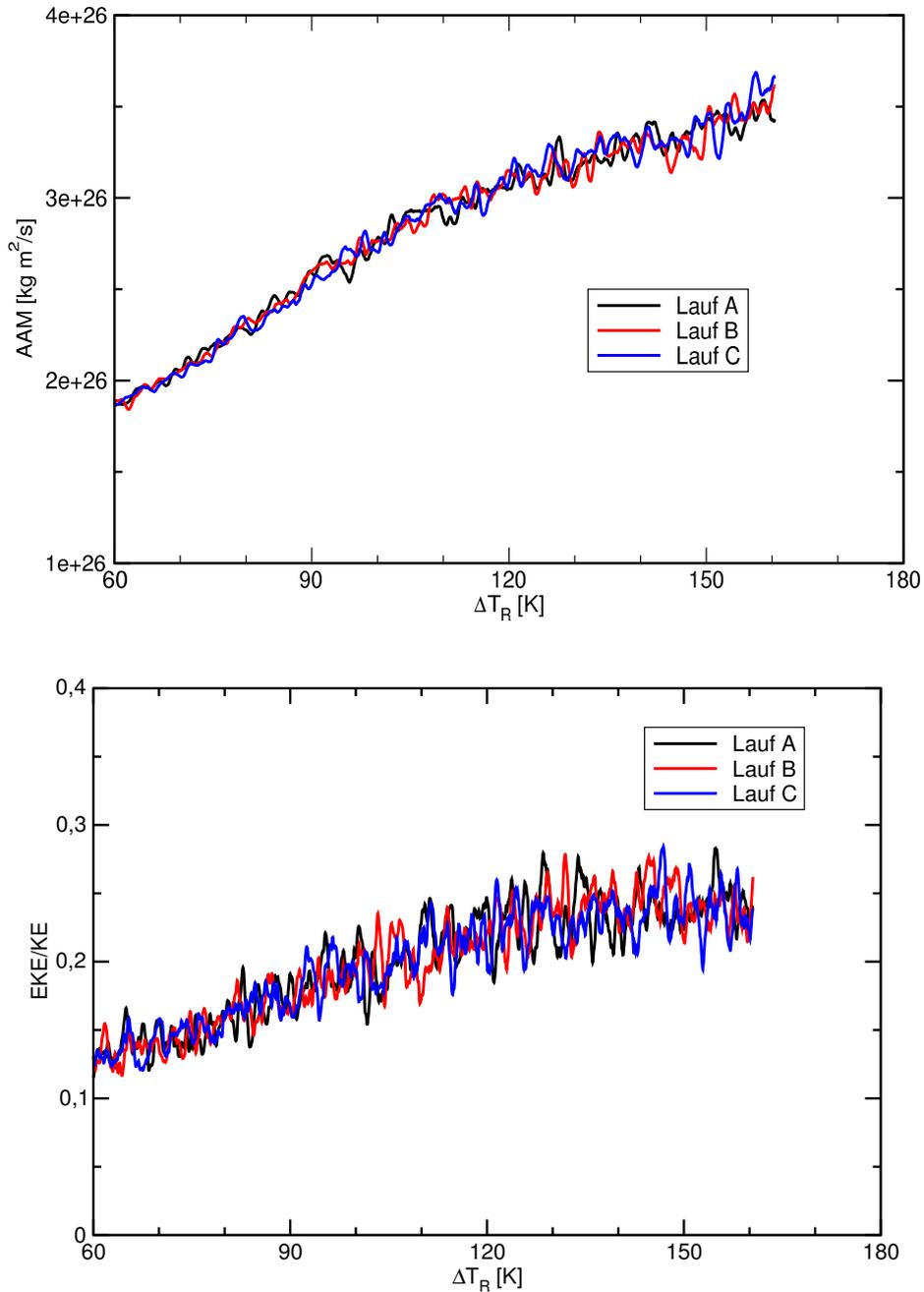


Abbildung 4.7: Vergleich des AAM (oben) und des Verhältnisses EKE zu KE (unten) dreier einzelner *TRANSDT-A*-Läufe. Alle Zeitreihen sind mit einem 30-tägigen gleitenden Mittel geglättet.

4.2.2 Bodendruck

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die zeitliche Entwicklung des zonal gemittelten Bodendruckfeldes für die drei im vorangehenden Abschnitt betrachteten *TRANSDT*-Einzelläufe und das Ensemblemittel. Alle Felder wurden mit einem 30-tägigen gleitenden Mittel geglättet. Keines der drei Einzelexperimente zeigt einen eindeutigen Sprung von einem Regime zum anderen. In der Übergangsphase von *Regime b* zu *Regime c* kann jedoch beobachtet werden, wie sich in den Polargebieten Zustände abwechseln, in denen hoher bzw. niedriger Bodendruck dominieren.

In Abb. 4.9 ist zu sehen, wie der Übergang im Ensemblemittel vor sich geht. Der Tiefdruckgürtel der mittleren Breiten wächst während *Regime b* Richtung Pol und Äquator, wie anhand des 1000 hPa bis 1005 hPa Intervalls in Abb. 4.9 zu sehen ist. In der Übergangsphase endet dieser Prozess, und das Minimum des Bodendrucks verschiebt sich polwärts, während die subtropischen Hochdruckgürtel sich ebenfalls in diese Richtung ausdehnen.

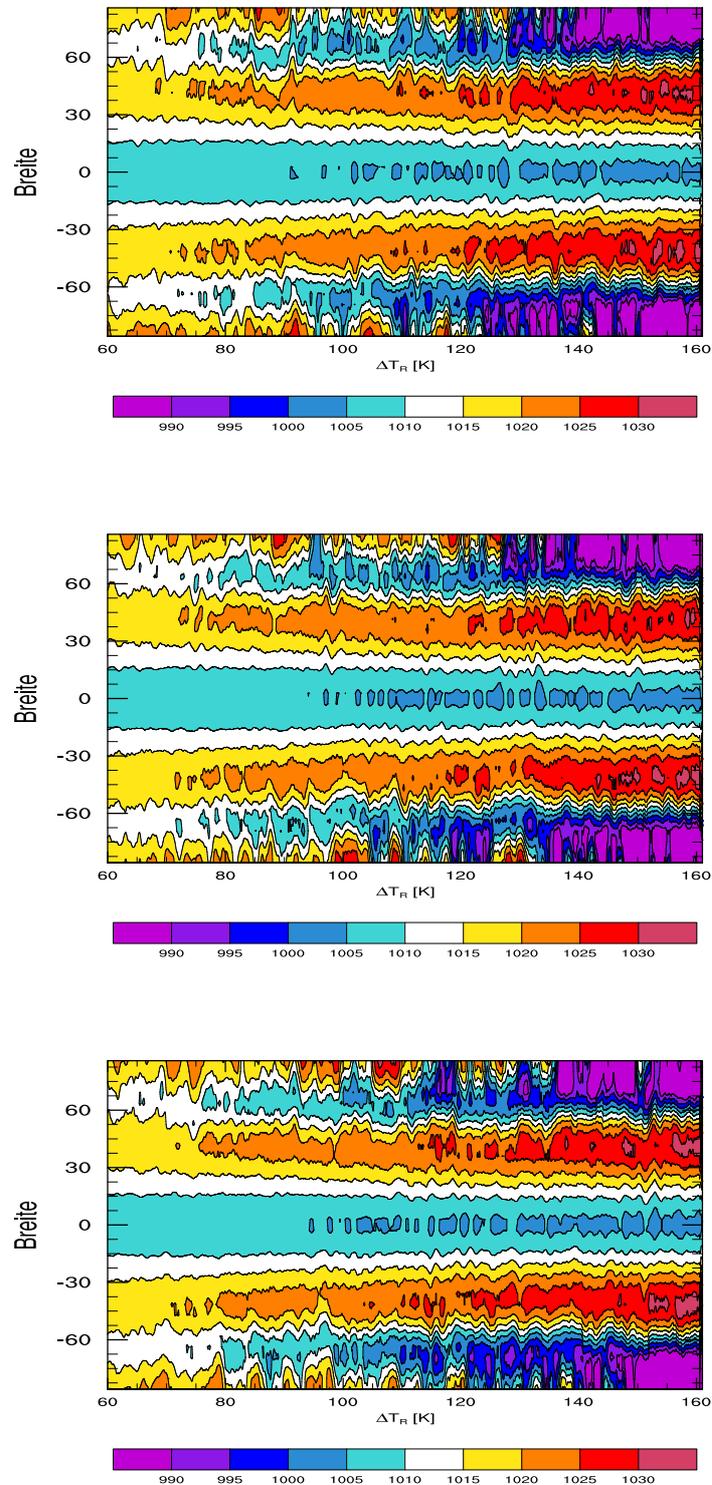


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung des Bodendrucks in drei einzelnen *TRANSDT-A*-Läufen.

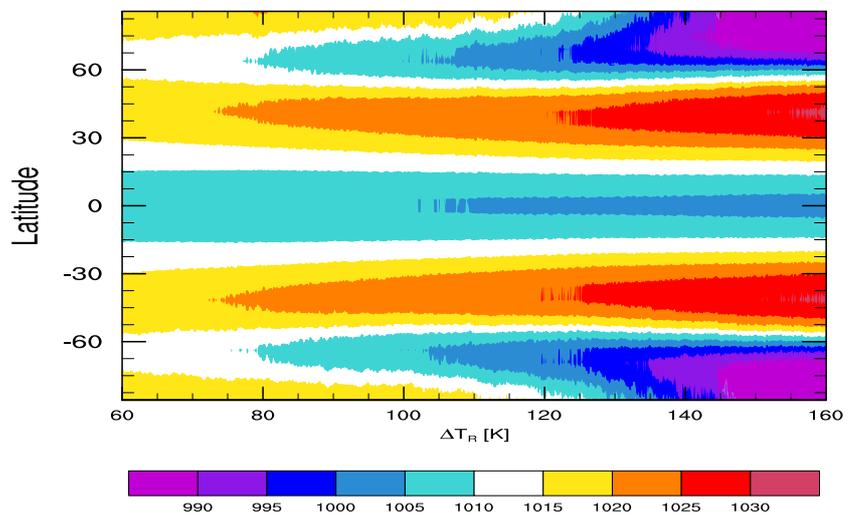


Abbildung 4.9: Zonal gemittetes Ensemblemittel des Bodendrucks [hPa] im *TRANSDT-A*-Experiment.

Kapitel 5

Orographie

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, soll in diesem Kapitel untersucht werden, welchen Einfluss Hindernisse auf den AAM haben. Zu diesem Zweck werden drei Experimente durchgeführt (siehe auch Tabelle 2.1). In den ersten beiden wird die Zirkulation durch ein 1,5 km bzw. 3 km hohes Gebirge in Nord-Süd Richtung gestört. Im dritten Experiment wird ein Orographiedatensatz verwendet, um die realen Kontinente und die Gebirge nachzustellen. Im Folgenden werden diese drei Experimente mit *ORO1500*, *ORO3000* und *REALORO* bezeichnet. Wie im *DTEMP*-Experiment wird in den Orographieläufen eine Integrationsdauer von zehn Jahren verwendet. Die Experimente werden mit einer Äquinox-Konfiguration durchgeführt (siehe Abschnitt 2.2.1). Auch die übrigen Modellparameter entsprechen dem des *DTEMP*-Experimentes bei $\Delta T_R = 60$ K. Die Orographie-Experimente werden deshalb mit der *DTEMP*-Integration bei $\Delta T_R = 60$ K verglichen. Diese wird hier als *Referenz* bezeichnet.

5.1 Verwendete Orographien

Für die Experimente *ORO1500* (Abb. 5.1, oben) und *ORO3000* (Abb. 5.1, Mitte) wird ein sich in Nord-Süd-Richtung erstreckendes Gebirge durch folgende Parametrisierung realisiert (Schneider, 2000):

$$z(\lambda, \varphi) = Z \exp\left(-\left[\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{b^2} + \frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{c^2}\right]\right) \quad (5.1)$$

Dies entspricht einer zwei-dimensionalen Gaußverteilung. Das Maximum wird in den drei Experimenten auf $\lambda_0 = 45^\circ\text{N}$ und $\varphi_0 = 180^\circ$ gelegt. Die Parameter $b = 11,5^\circ$ und $c = 28,125^\circ$ geben an, in wieviel Grad Abstand die Höhe des Gebirges H auf e^{-1} abgefallen ist.

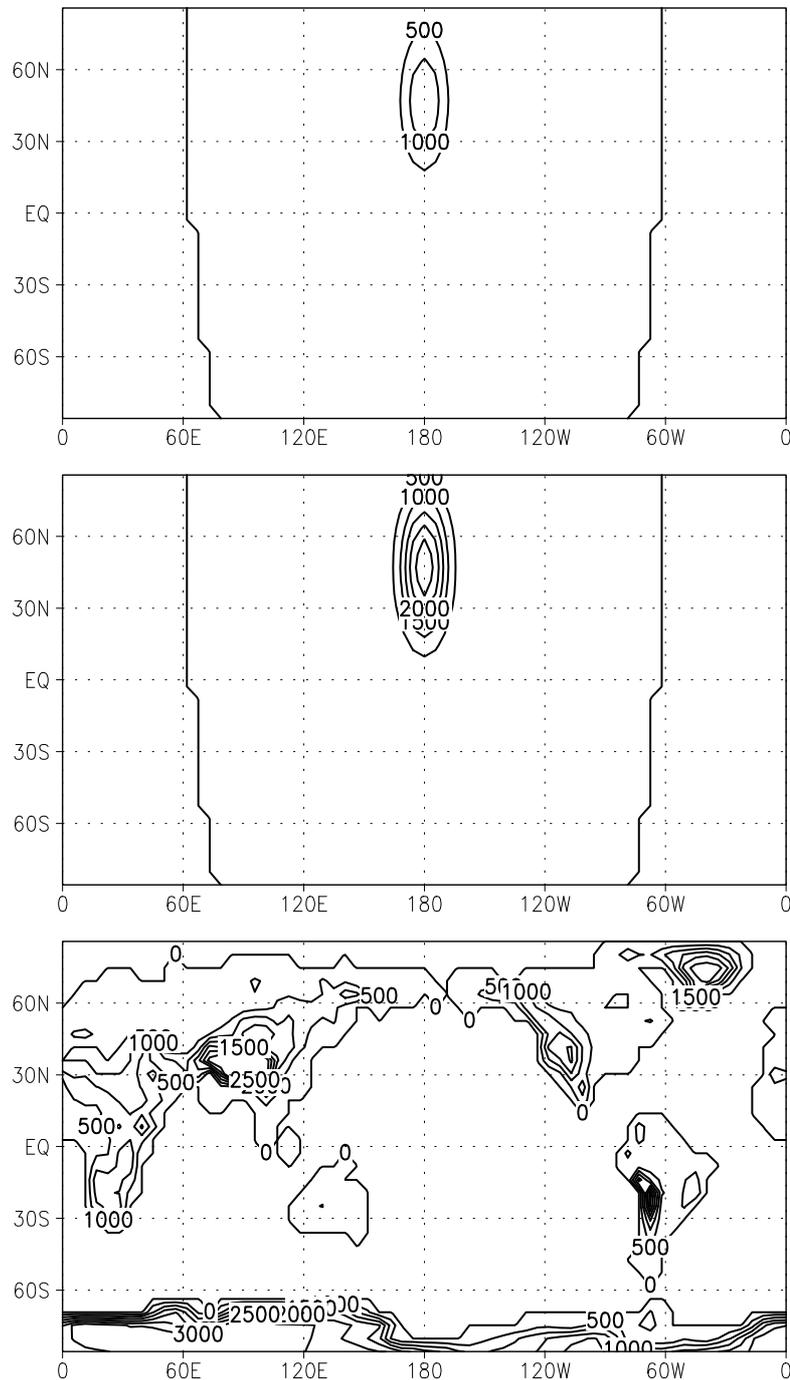


Abbildung 5.1: Die in dieser Arbeit benutzten Orographien: Oben ist die Höhenverteilung im *ORO1500*-Experiment wiedergegeben, in der Mitte die des *ORO3000*-Experimentes und unten die des *REALORO*-Experimentes.

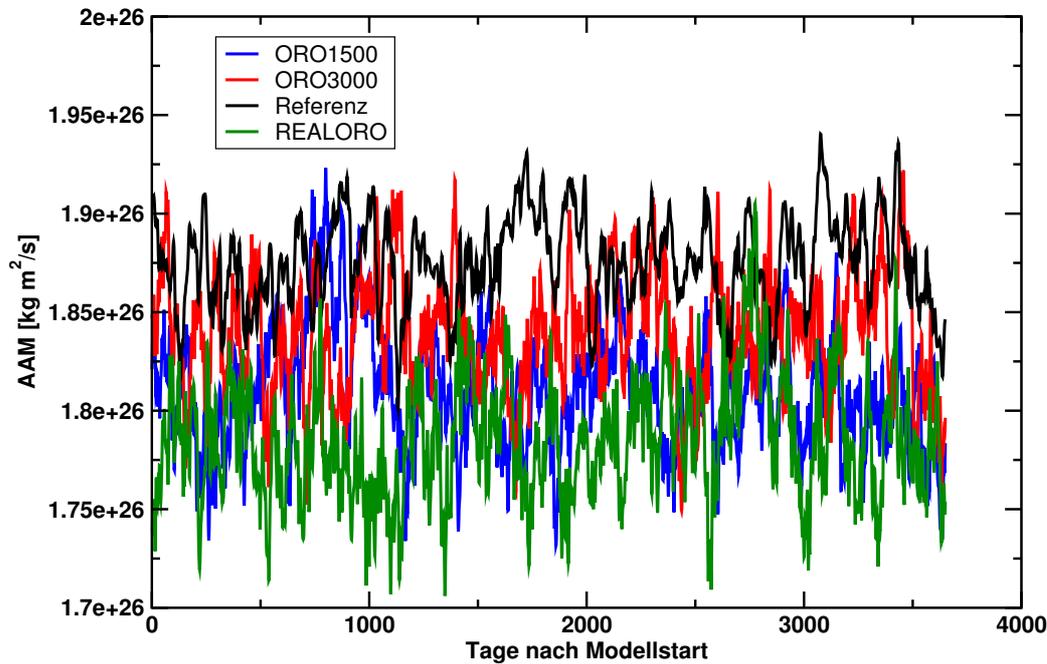


Abbildung 5.2: Der relative Drehimpuls in den Orographieläufen. In schwarz ist der AAM des *Referenz*-Laufs dargestellt. Die relativen Drehimpulse für *ORO1500*, *ORO3000* und *REALORO* sind in blau, rot bzw. grün abgebildet.

Im Experiment *REALORO* (Abb. 5.1, unten) wird eine aus dem *TerrainBase* Topographiedatensatz (siehe Anhang C, Seite 92) auf das in PUMA verwendete Gitter interpolierte Orographie eingesetzt. Durch die Interpolation der Höhendaten von einem $5' \times 5'$ Gitter auf ein $5,625^\circ \times 5,625^\circ$ Gitter ist die gewonnene Orographie deutlich flacher als die reale. Weil es in diesem Experiment in erster Linie um die Verteilung der Gebirge geht, wird die Abflachung der Orographie nicht kompensiert.

5.2 Der Drehimpuls

Der relative Drehimpuls der Atmosphäre ist für die drei Orographie-Experimente sowie für den *Referenz*-Lauf in Abb. 5.2 als Zeitreihe dargestellt. Der AAM ist in den Orographieläufen etwas geringer als im *Referenz*-Lauf. In Tabelle 5.1 sind die zeitlichen Mittelwerte und die Standardabweichung zusammengefasst. Wie dort zu sehen ist, liegen die Mittelwerte der einzelnen Läufe im Bereich einer Standardabweichung auseinander. Die Standardabweichung ist bei allen drei

Experiment	Mittelwert [$10^{26} \text{kg m}^2/\text{s}$]	Standardabweichung [$10^{24} \text{kg m}^2/\text{s}$]
<i>ORO1500</i>	1,81	3,02
<i>ORO3000</i>	1,84	3,00
<i>REALORO</i>	1,78	3,01
<i>Referenz</i>	1,88	2,30

Tabelle 5.1: Mittelwerte und Standardabweichungen des AAM in den Orographie-Experimenten und dem *Referenz*-Lauf.

Orographie-Experimenten fast identisch und liegt etwas über der Standardabweichung des AAM im *Referenz*-Lauf.

Wie zu erwarten war, behindern Gebirge die zonale Strömung und sorgen so für einen geringeren AAM. Es überrascht aber, dass der AAM im Experiment *ORO3000* größer ist als in *ORO1500*, in dem das Gebirge nur halb so hoch ist und welches daher die zonale Strömung schwächer stören sollte. Um dies genauer zu untersuchen, wird zunächst die zonale Komponente des Windes im 300 hPa Niveau betrachtet. In Abb. 5.3 ist diese Größe für die drei Orographieexperimente dargestellt. In Abb. 5.3a und b ist jeweils auf der Lee-Seite des Gebirges ein Jet zu erkennen. Dieser ist für *ORO3000* (Abb. 5.3b) deutlich stärker ausgeprägt als für *ORO1500* (Abb. 5.3a) und liegt etwas weiter südlich.

Neben dem Jet unterscheiden sich die *ORO1500*- und *ORO3000*-Experimente auch in der Wellentätigkeit. In *ORO1500* lässt sich im Gegensatz zu den anderen Experimenten eine Dominanz der Wellenzahl 7 feststellen (siehe Abb. 5.5). Die anderen Orographieexperimente zeigen zwar ebenfalls ein Maximum bei Wellenzahl 6,5 bis 7, besitzen aber deutlich mehr Varianz bei kleineren Wellenzahlen als *ORO1500*. Im zonalen Spektrum der geopotentiellen Höhe von Experiment *ORO3000* ist ein weiteres, lokales Maximum zu erkennen, das bei der Wellenzahl zwei liegt. Dieses lässt sich durch den kräftigen Trog erklären, der in Abb. 5.4b zu sehen ist. Die ausgeprägte stationäre Welle in *ORO3000* ist also offenbar für den großen Anteil der langen Wellen an der Gesamtvarianz des Geopotentialfeldes bei 45°N verantwortlich.

Das Experiment *REALORO* zeigt von allen drei Orographie-Läufen den geringsten relativen Drehimpuls. Dies ist überrascht nicht, da in *REALORO* die zonale Zirkulation gleich durch mehrere Gebirgszüge gestört wird: Während in *ORO1500* und *ORO3000* jeweils nur ein einzelnes Gebirge die Strömung in der nördlichen Hemisphäre stört, finden sich in *REALORO* mit dem Himalaya und den Rocky Mountains gleich zwei Hindernisse. Durch die Anden und das Ostafri-

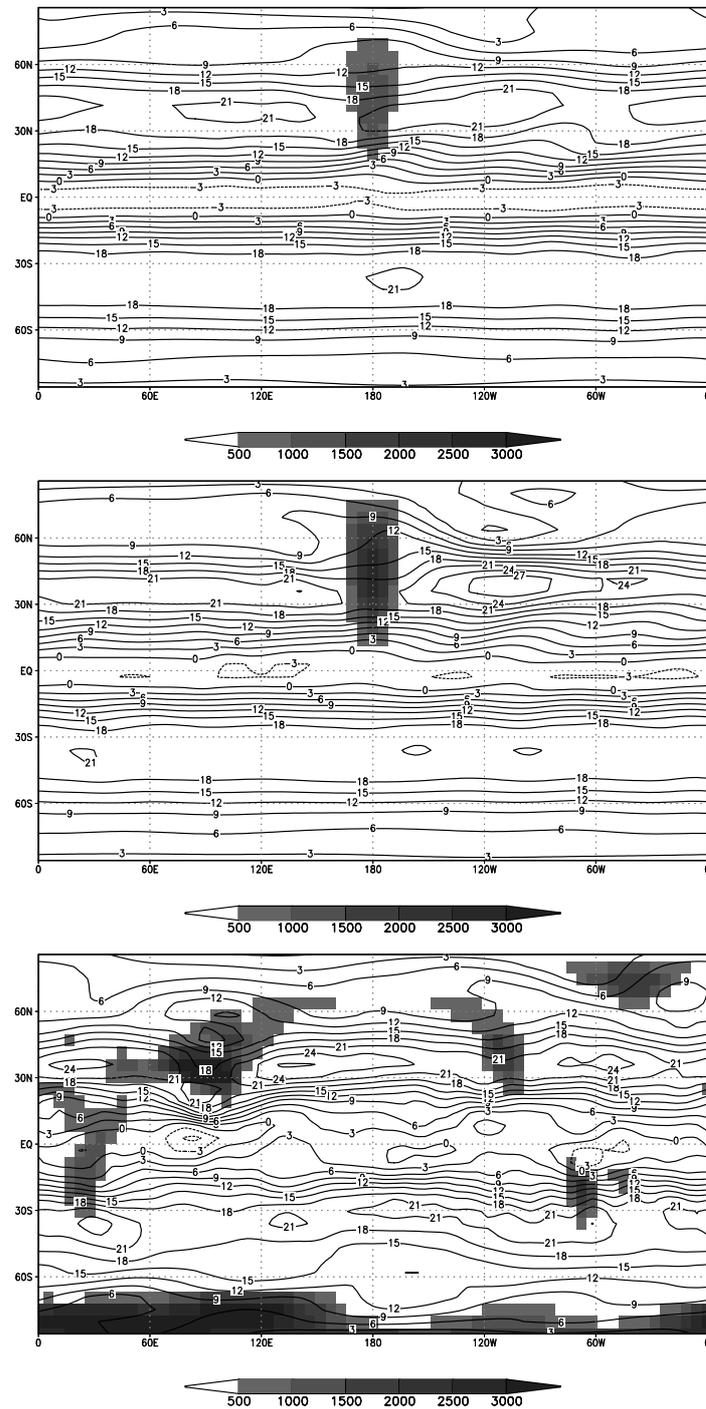


Abbildung 5.3: Zonale Komponente des Windes auf 300 hPa. Wiedergegeben werden die Mittelwerte der Zeitreihen für *ORO1500* (oben), *ORO3000* (Mitte) und *REALORO* (unten).

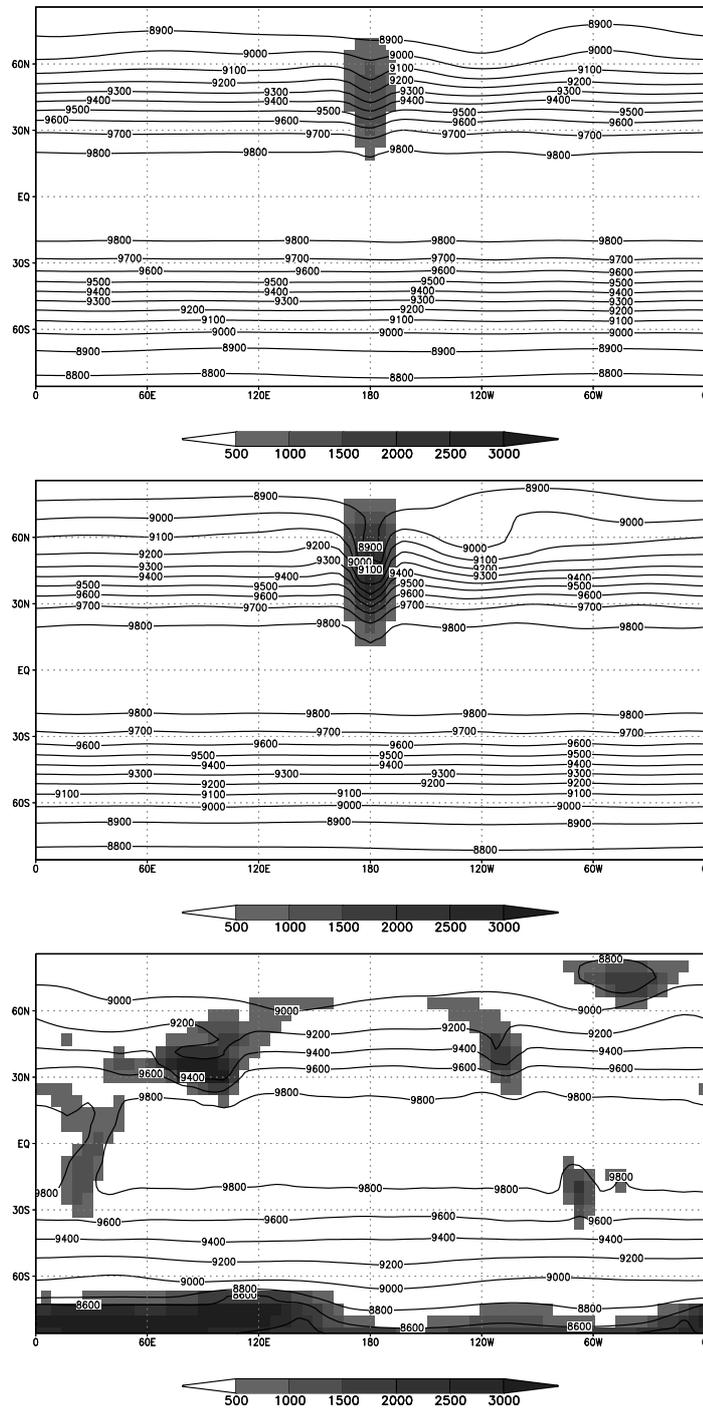


Abbildung 5.4: Geopotentielle Höhe auf 300 hPa. Wiedergegeben werden die Mittelwerte der Zeitreihen für *ORO1500* (oben), *ORO3000* (Mitte) und *REALORO* (unten).

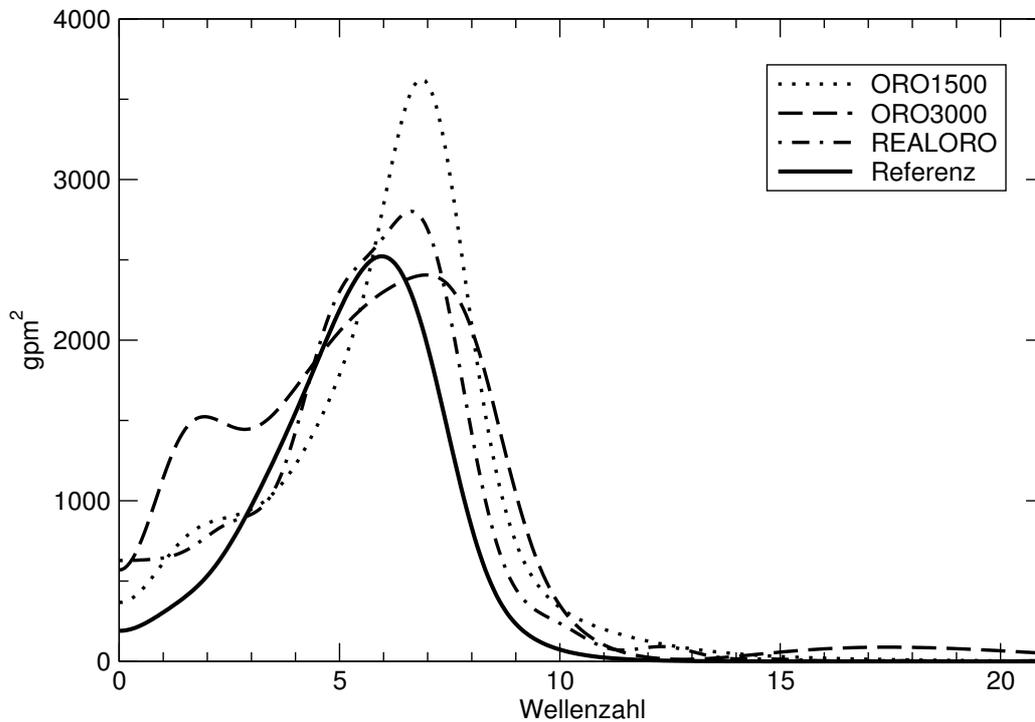


Abbildung 5.5: Zonales Spektrum der geopotentiellen Höhe auf 500 hPa bei 45°N für die drei Orographie-Experimente sowie den *Referenz*-Lauf.

kanische Hochland wird in *REALORO* ausserdem die zonale Zirkulation auf der Südhalbkugel beeinflusst, die in den anderen Orographie-Läufen ungestört ist. Gut zu erkennen sind diese Störungen der zonalen Strömung und die Verstärkung der Wirbeltätigkeit in der Standardabweichung der Geopotentiellen Höhe, die in Abb. 5.6 dargestellt ist.

5.3 Drehimpulsbilanz

In Abschnitt 1.2.3 wird die Drehimpulsbilanz von PUMA ohne Orographie vorgestellt. Wie dort ausführlich diskutiert wurde, besteht bei PUMA ein Problem mit der Erhaltung der Impulsbilanz, was sich aber durch die Vernachlässigung des Omega-Terms in Gl. (1.7) kompensieren lässt (Abb. 2.3, Seite 23). Mit dieser Einschränkung soll nun die Drehimpulsbilanz in den Orographie-Experimenten untersucht werden.

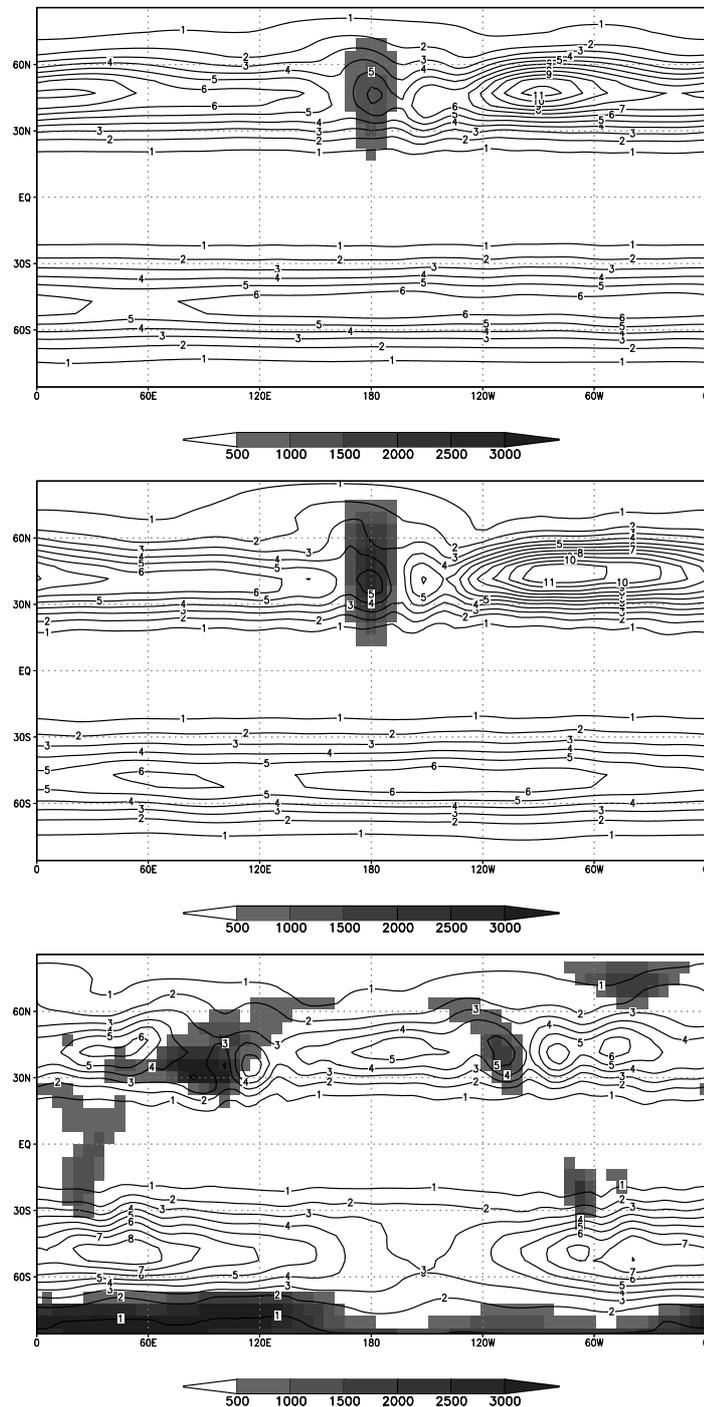


Abbildung 5.6: Nach Blackmon (1976) bandpass-gefilterte Standardabweichung der geopotentiellen Höhe auf 500 hPa für *ORO1500* (oben), *ORO3000* (Mitte) und *REALORO* (unten).

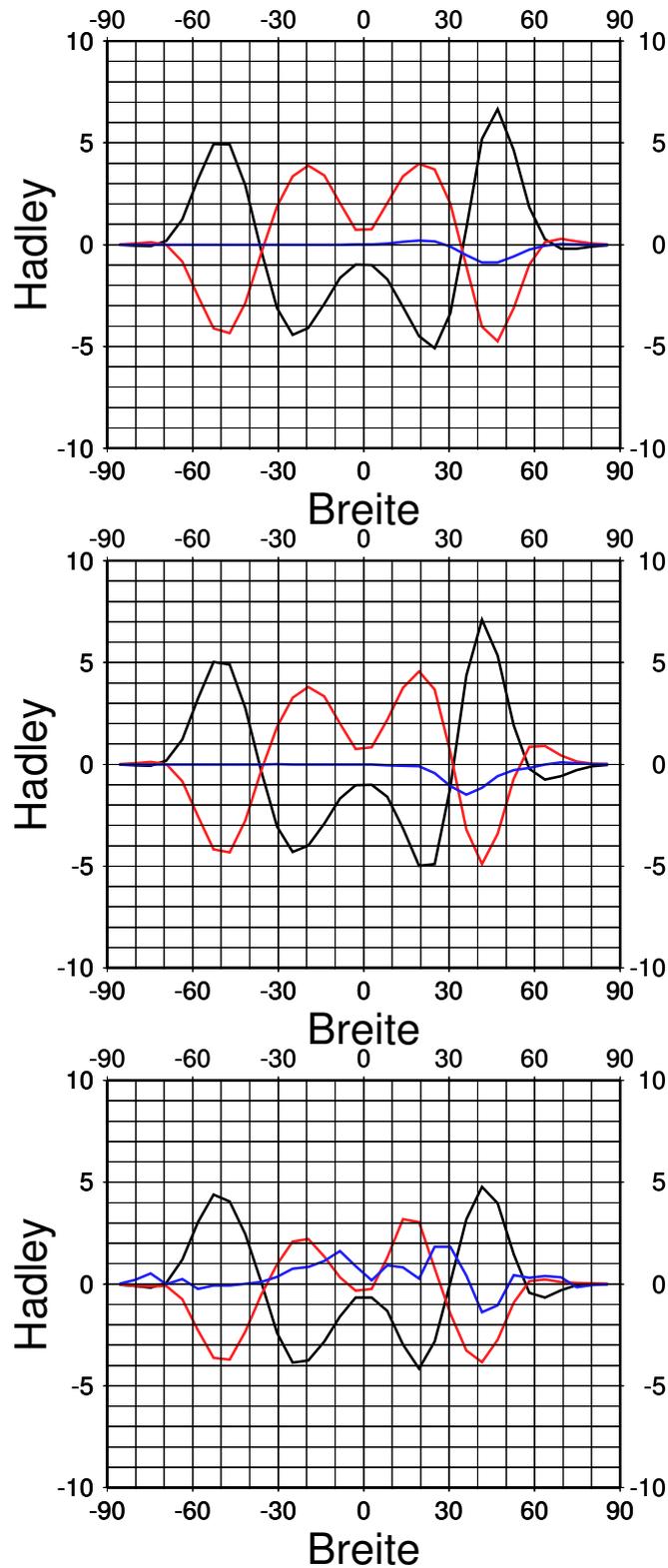


Abbildung 5.7: Drehimpulsbilanz für die drei Orographiexperimente. Die obere Abbildung zeigt die Bilanz für *ORO1500*, die mittlere die Bilanz für *ORO3000* und die untere die Bilanz für *REALORO*. Die rote Linie stellt dabei den Reibungsterm, die schwarze die Transportdivergenz und die blaue den Gebirgsterm dar.

Abbildung 5.7 zeigt die Drehimpulsbilanz für die drei Orographie-Läufe. Im Experiment *ORO1500* resultiert aus dem Gebirgsmoment eine Senke für den Drehimpuls. Das Minimum befindet sich, übereinstimmend mit dem Maximum der Erhebung, bei 45° nördlicher Breite. Bei *ORO3000* ist das Minimum um zehn Grad nach Süden verschoben. Dies kann mit dem im Vergleich zu *ORO1500* weiter nach Süden reichenden Leeseitentrog erklärt werden. In *REALORO* sorgt die Orographie zwischen 40°S und 35°N für ein positives Drehmoment. In den mittleren Breiten der nördlichen Halbkugel ist das Gebirgsdrehmoment negativ. In den nördlichen hohen Breiten wird das Drehmoment wieder positiv. Vergleicht man das Gebirgsdrehmoment in *REALORO* mit Messungen, so kann man eine relativ gute Übereinstimmung feststellen (Peixóto und Oort, 1992). Im Modell fehlt lediglich in der südlichen Hemisphäre das schwache Minimum zwischen 20° und 60° .

Kapitel 6

Resümee

Wie in der Einleitung beschrieben, war es das Ziel dieser Arbeit, mehr über die Abhängigkeit des relativen Drehimpulses der Atmosphäre und der allgemeinen Zirkulation von den thermischen Einflüssen und dynamischen Randbedingungen zu erfahren. In diesem Kapitel sollen nun die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst, diskutiert und bewertet werden.

6.1 Der thermische Antrieb

In den Kapiteln 3 und 4 wird der Einfluss des thermischen Antriebs auf den Drehimpuls untersucht. Wie anhand von Abb. 3.2 zu sehen ist, übt die unterschiedliche Heizung der Atmosphäre an verschiedenen Breiten eine sehr starken Einfluss auf den relativen Drehimpuls aus. Anders als bei der kinetischen Energie und der verfügbaren potentiellen Energie reagiert der relative Drehimpuls bei unterschiedlichem Antrieb verschieden stark auf eine Änderung des Antriebs. Wie im Kapitel 3 dargelegt, wird der AAM stark von dem vorherrschenden Zirkulationsregime beeinflusst. In dem betrachteten Parameterraum existieren drei verschiedene Regime, die den AAM unterschiedlich beeinflussen. Die größten Unterschiede ergeben sich dabei zwischen *Regime a* auf der einen und *Regime b* und *Regime c* auf der anderen Seite. *Regime a* kann als zonalsymmetrisches Regime am besten die VPE in eine zonale Strömung umsetzen (siehe Abschnitt 3.6). *Regime b* und *Regime c* sind beides Wellenregime (Abb. 3.3), deren auffälligster Unterschied die Größe ihrer Wirbel ist. Um nun genauer zu untersuchen, worin sich die beiden Rossby-Regime unterscheiden und wie sich dies auf den AAM auswirkt, werden in Kapitel 3 eine Vielzahl von diagnostischen Größen untersucht.

Als ersten augenscheinlichen Unterschied erkennt man dabei die unterschiedliche Größe der Wirbel in Abb. 3.3. Dies wird durch die Spektralanalyse in Abschnitt 3.3 bestätigt. Das Wellenregime wechselt von Wellenzahl 6 bei $\Delta T_R = 60$ K zu Wellenzahl 3 bei $\Delta T_R = 190$ K. Die Zeitskala, auf der die Wirbel dabei variieren, bleibt dabei innerhalb der synoptischen Zeitskala von 6 bis 10 Tagen (siehe Abb. 3.8). Die meridionale Zirkulation wechselt dabei von einem Zustand mit drei Zellen pro Hemisphäre in einen Zustand mit nur zwei Zellen (Abschnitt 3.2). Ein Vergleich des thermischen Windes in den verschiedenen Regimen mit einem Zwei-Schicht-Modell der baroklinen Instabilität offenbart, dass für *Regime b* die beobachtete Wellenlänge etwas unter der Wellenlänge des instabilsten Modes Λ_U , bei *Regime c* deutlich darüber liegt (Abschnitt 3.4). Dies deutet darauf hin, dass in *Regime c* zunehmend nicht-lineare Prozesse eine Rolle spielen, die das Zwei-Schicht-Modell nicht beinhaltet, da es ein linearisiertes Modell ist.

Die größeren Wirbel bewerkstelligen einen deutlich effektiveren meridionalen Impuls- und Wärmetransport. Letzterer führt zu dem schwächeren Anstieg der Äquator-Pol-Temperaturdifferenz mit zunehmendem ΔT_R (siehe Abb. 3.1). Diese Ergebnisse decken sich mit den Beobachtungen, die Hunt (1979b) in ihren Experimenten beobachtet. Hunt (1979b) erzeugt durch eine Erhöhung der Rotationsrate Regime mit kleineren Wirbeln und durch ein Verringern der Rotationsrate Regime mit größeren Wirbeln. Die Regime mit den großen Wirbeln sorgen dabei für einen stärkeren Wärmetransport, der den meridionalen Temperaturgradienten reduziert. In den Regimen mit kleinen Wirbeln ist das Gegenteil zu beobachten.

Um weitere Hinweise darauf zu finden, warum sich der AAM in den drei Regimen unterschiedlich verhält, wurde auch die Energetik der Regime untersucht. In Abb. 3.2 auf Seite 33 ist zu sehen, dass sowohl die gesamte kinetische Energie, als auch die verfügbare potentielle Energie im Gegensatz zum relativen Drehimpuls sehr glatt mit ΔT_R anwachsen. Das Verhältnis der zonal gemittelten kinetischen Energie und der Energie der Störungen zur gesamten kinetischen Energie gibt hier mehr Aufschluss. Es wurde gezeigt, dass die Anteile der zonalen Störungen an der gesamten kinetischen Energie sich von Regime zu Regime unterscheiden. In *Regime b* wächst der Anteil der EKE an der KE linear an. In *Regime c* bleibt er hingegen nahezu konstant. Während mehr kinetische Energie in Wirbel geht, nimmt der Anteil der ZKE an der KE ab. Der Absolutwert der ZKE nimmt dabei trotzdem weiter zu. Wie in Abschnitt 3.6 beschrieben, ist der AAM eng mit der ZKE verbunden. Dies hat zur Folge, dass bei einem schwächerem Anstieg der ZKE der AAM ebenfalls langsamer ansteigt.

Ziel des Experiments *TRANSDT* war es, AAM und Regimewechsel bei einer kontinuierlichen Änderung des thermischen Antriebs zu untersuchen. Zu diesem

Zweck wurde das Modell in zwei Teilexperimenten *TRANSDT-A* und *TRANSDT-B* integriert. Im ersten Fall wurde ΔT_R beginnend bei 60 K alle 30 Tage um 1 K, bis zu $\Delta T_R = 160$ K erhöht. Im zweiten Fall wird ΔT_R von 160 K alle 30 Tage um 1 K abgesenkt. Aus diesen Experimenten ergeben sich zwei Zeitreihen für den AAM (Abb. 4.1), die leicht von einander abweichen. In beiden Zeitreihen sind die im *DTEMP*-Experiment beobachteten Regimewechsel zu erkennen. Da die beiden *TRANSDT*-Kurven für den AAM statistisch signifikant auf einem Niveau von 99 % voneinander abweichen, wird die Zirkulation der beiden *TRANSDT*-Läufe bei $\Delta T_R = 70$ K miteinander und mit dem *DTEMP*-Lauf bei $\Delta T_R = 70$ K verglichen. Verglichen werden der zonal gemittelte Bodendruck (Abb. 4.2), die zonal gemittelte zonale Windkomponente (Abb. 4.3), die zonal gemittelte Temperatur (Abb. 4.4), die meridionale Massenstromfunktion (Abb. 4.5) und das zonale Wellenzahlspektrum (Abb. 4.6). In allen betrachteten Fällen sind die Unterschiede zwischen den drei Experimenten sehr klein. Die Werte für *DTEMP* liegen dabei fast ausschließlich zwischen denen der *TRANSDT*-Experimente. *TRANSDT-A* zeigt dabei durchgehend schwächere Zirkulationselemente. Bei *TRANSDT-B* sind die selben Elemente hingegen etwas stärker. Qualitativ lässt sich jedoch kein Unterschied zwischen den beiden Experimenten feststellen. Es ist daher anzunehmen, dass die beobachteten kleinen, nicht zufälligen Abweichungen durch die Trägheit der Zirkulationsystem erklärt werden können. Es ist wahrscheinlich, dass eine langsamere Änderung von ΔT_R den Unterschied zwischen *TRANSDT-A* und *TRANSDT-B* weiter verringern könnte. Ein Experiment zur Überprüfung dieser These würde aber zu einem Aufwand an Rechenzeit führen, der nicht mehr durch den zu erwartenden Erkenntnisgewinn zu rechtfertigen ist.

Die zweite Fragestellung, die mit dem *TRANSDT*-Experiment untersucht wurde, ist, wie sich der Regimewechsel zwischen *Regime b* und *Regime c* vollzieht. Die Analyse des AAM und EKE/KE aus einzelnen Integrationen aus dem *TRANSDT-A*-Experiment zeigt einen durch hohe Variabilität überlagerten stetigen Übergang zwischen den beiden Regimen. Es lässt sich weder feststellen, ob das Regime plötzlich umschlägt, noch ob der Wechsel stetig vollzogen wird. Bei dem Vergleich der drei Zeit-Breiten-Diagramme des Bodendrucks in Abb. 4.8 kann aber beobachtet werden, dass sich Zustände mit niedrigem Druck in den Polargebieten mit solchen mit hohem Druck in der Übergangsphase abwechseln.

In Abschnitt 3.4 wurde gezeigt, dass in *Regime b* und *Regime c* offenbar unterschiedliche barokline Prozesse für die Wirbelbildung verantwortlich sind. In der Zwischenphase treten sie offenbar beide auf. Die Atmosphäre ist daher offenbar „ungeordneter“ und damit weniger zonal ausgerichtet. AAM kann so nur schwach anwachsen und zeigt so die niedrigste Steigung innerhalb des betrachteten Bereichs für ΔT_R .

6.2 Orographie

Neben dem thermischen Antrieb und der internen Variabilität der Atmosphäre beeinflussen die Gebirge die zonale Strömung der Luft und somit den relativen Drehimpuls. Dieser Einfluss wurde in dieser Arbeit in Kapitel 5 untersucht. Die drei Orographieexperimente, die einen einzelnen Berg in Nord-Südrichtung mit 1500 m (*ORO1500*) bzw. 3000 m Höhe (*ORO3000*) sowie die reale Orographie (*REALORO*) implementieren, zeigen alle einen etwas geringeren relativen Drehimpuls als der Referenzlauf aus dem *DTEMP*-Experiment. Verglichen mit *DTEMP* sind die Veränderungen im AAM bei einer Änderung der Orographie allerdings klein. Es ist also festzuhalten, dass Gebirge die zonale Zirkulation in der Atmosphäre abschwächen. Überraschenderweise führt eine Erhöhung der Barriere dabei nicht zwangsläufig zu einer Verringerung des AAM. So weist das Experiment *ORO3000* mit seinem 3000 m hohen Gebirge einen um $3 \cdot 10^{24} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ höheren relativen Drehimpuls auf als *ORO1500* mit seinem 1500 m hohen Hindernis. Erklären lässt sich dieser Umstand durch den stärkeren Jet auf der Lee-Seite des Gebirges, der zudem um ein paar Grad nach Süden verschoben ist, was auf Grund des größeren Abstands zur Rotationsachse ebenfalls den AAM erhöht (Abb. 5.3). Dieser Strahlstrom entsteht durch den in *ORO3000* stärker ausgeprägten und weiter nach Süden vordringenden Trog (Abb. 5.4).

Die Drehimpulsbilanz lässt sich, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, unter der Einschränkung betrachten, dass der Omega-Term in Gl. (1.7), Seite 9 vernachlässigt wird (Abb. 2.3, Seite 23). Die Ergebnisse sind dementsprechend mit Vorsicht zu betrachten. Die einzelnen Gebirge in *ORO1500* und *ORO3000* erzeugen jeweils ein negatives Gebirgsdrehmoment und stellen somit eine Senke für den relativen Drehimpuls dar. Bei *ORO3000* liegt das Maximum des Drehmoments um etwa 5° südlich vom Maximum der Erhebung, was durch den weiter nach Süden reichenden Trog auf der Lee-Seite erklärt wird. In *REALORO* erkennt man sowohl negative als auch positive Gebirgsdrehmomente. Verglichen mit gemessenen Drehmomenten zeigt *REALORO* eine relativ gute Übereinstimmung, insbesondere, wenn man die Einschränkungen des Modells bezüglich horizontaler und vertikaler Auflösung berücksichtigt.

Insgesamt gesehen stellen die Gebirge Hindernisse für die zonale Zirkulation der Atmosphäre dar. Einzelne Gebirge in einer nach Osten gerichteten Strömung stellen dabei eine Senke für den AAM dar. Für Orographien, in denen mehrere Hindernisse auf demselben Breitenkreis existieren, lässt sich eine solche klare Aussage nicht machen. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass die stationären Wellen, die in Folge der Überströmung der einzelnen Gebirge entstehen, sich

überlagern und so die Drehmomente verändern. Die Auswirkungen unterschiedlicher Orographien auf den relativen Drehimpuls werden auch in Stenzel und von Storch (2004a) diskutiert.

6.3 Ergebnisse und Ausblick

Es war Ziel dieser Arbeit, die Abhängigkeiten des AAM vom thermischen Antrieb und der Orographie zu untersuchen. Dabei stellte sich heraus, dass der AAM sehr empfindlich auf eine Änderung des thermischen Antriebs reagiert. Je unterschiedlicher die Heizraten in den Tropen und den hohen Breiten sind, desto größer ist auch der relative Drehimpuls. Der AAM lässt sich allerdings nicht direkt aus der differentiellen Erwärmung herleiten, er ist vielmehr nur ein Maß für die Zonalität der atmosphärischen Zirkulation. Diese wird von dem vorherrschenden Zirkulationsregime bestimmt, welches wiederum vom thermischen Antrieb abhängt. In dem in dieser Arbeit betrachteten Parameterbereich von $0K \leq \Delta T_R \leq 190K$ treten drei verschiedene Regime auf: ein zonalsymmetrisches und zwei Rossby-Regime.

Das Hauptaugenmerk lag in dieser Studie darauf, zu bestimmen, worin sich die beiden Rossby-Regime unterscheiden, so dass der AAM bei einer Veränderung von ΔT_R unterschiedlich stark reagiert. Den Schlüssel zum Verständnis für die Unterschiede zwischen den beiden Rossby-Regimen liefert die Energetik: In *Regime c* nehmen die Wirbel einen größeren Anteil an der gesamten kinetischen Energie an als in *Regime b*. So wird im zweiten Rossby-Regime anteilig mehr verfügbare potentielle Energie in EKE umgewandelt als in ZKE. Daraus folgt, dass die mittlere zonale Strömung, die den Hauptanteil an der ZKE bildet, ebenfalls schwächer anwächst. Für den relativen Drehimpuls der Atmosphäre bedeutet dies, dass er ebenfalls schwächer anwachsen muss, da er das globale Integral über die mit dem Abstand zur Rotationsachse multiplizierten zonalen Strömung der Atmosphäre ist (Gl. 1.2, Seite 8).

Neben ihrer Bedeutung für den relativen Drehimpuls der Atmosphäre sind die unterschiedlichen Regime, die sich aus der Veränderung des thermischen Antriebs ergeben, selbst ein interessantes Ergebnis dieser Arbeit und werden auch ausführlich in Stenzel und von Storch (2004b) diskutiert. Vergleicht man die Ergebnisse der Experimente dieser Arbeit mit numerischen Experimenten, in denen die Rotationsperiode der Erde verändert wird (Hunt, 1979b), so erkennt man ähnliche Änderungen der Zirkulationsregime in den mittleren Breiten. Die Ursachen für die Regimewechsel sind allerdings unterschiedlich. Hunt (1979b) ändert mit der Rotationsgeschwindigkeit auch die Corioliskraft. Dadurch wird die Größe der

Wirbel verändert. Der Umstand, dass im Fall kleiner Wirbel ein großer und im Fall großer Wirbel ein kleiner meridionaler Temperaturgradient beobachtet wird, lässt darauf schließen, dass die großen Wirbel Wärme effektiver transportieren. In dieser Arbeit wird hingegen der Temperaturgradient mit Hilfe der differentiellen Erwärmung verstärkt, so dass die Atmosphäre mit stärkeren meridionalen Wärmetransporten reagiert. Diese Transporte werden durch größere und effektivere Wirbel erreicht, wie sie in ähnlicher Art von Hunt (1979b) gefunden werden. Abweichend von den Ergebnissen, die Hunt (1979b) für die Veränderung der Rotationsrate erhält, kann hier bei der Änderung des thermischen Antriebs keine Verbreiterung oder Schrumpfen der Hadleyzelle beobachtet werden. Die Breite der Hadleyzelle wird also in erster Linie durch die Rotationsrate der Erde bestimmt. Der thermische Antrieb hat nur wenig Einfluss.

Beim Vergleich des *DTEMP*-Experiments mit den Experimenten von Rind (1998) muss beachtet werden, dass sich die Art, wie der thermische Antrieb variiert wird, unterscheidet. Während in *DTEMP* der thermische Antrieb durch ein in φ und σ variierendes Feld verwirklicht wird, wird der Antrieb bei Rind (1998) nur an der unteren Grenze der Atmosphäre mit Hilfe der SST verändert. Die Änderung des Antriebs ist in *DTEMP* zonal symmetrisch, bei Rind (1998) nicht. Bei Rind wird das Forcing nur leicht geändert. Trotz dieser Unterschiede lassen sich in beiden Experimenten vergleichbare Ergebnisse beobachten. Insbesondere erkennt man eine Zunahme der Wirbelaktivität bei erhöhten meridionalen Temperaturgradienten und eine Abnahme der Wirbelaktivität bei verringerten meridionalen Temperaturgradienten. Da aber (siehe oben) die Amplitude der SST-Änderungen klein ist, können bei Rind (1998) keine Regimewechsel beobachtet werden. Weiter ist zu beachten, dass durch die Variation der meridionalen SST-Gradienten auch der Land-Ozean-Temperaturgradient verändert wird. Die beobachteten Änderungen der Zirkulationen müssen auch als Resultat dieser Randbedingung gesehen werden.

Geisler *et al.* (1983) variieren den thermischen Antrieb stärker als dies Rind (1998) tut. Allerdings konzentrieren sie sich auf das untere Ende des in dieser Arbeit verwendeten Parameterbereichs. Geisler *et al.* untersuchen das zonal symmetrische und das reguläre Wellenregime. Sie können in ihren Experimenten kein „oberes symmetrisches Regime“ produzieren, wie sie in Laborexperimenten mit rotierenden Flüssigkeiten auftreten (siehe z.B. Fultz *et al.* (1959)). In dieser Arbeit ist es gelungen zu zeigen, dass eine vergleichbare Abnahme der dominanten Wellenzahl bei irregulären Wirbeln auftritt. Es kann hier allerdings auch kein „oberes symmetrisches Regime“ innerhalb eines vernünftigen Parameterbereichs gefunden werden. Ein einzelnes Experiment außerhalb *DTEMP* mit $\Delta T_R = 350$ K zeigt aber, dass auch Wellenregime mit der Wellenzahl 2 möglich sind. Die Wind-

geschwindigkeiten, die in diesem Experiment beobachtet werden, sind extrem. Daher erscheint es nicht sinnvoll, ΔT_R weiter zu erhöhen. Die Grenzen, in denen PUMA realistische Ergebnisse liefern kann, würden so überschritten.

Durch das Experiment *TRANSDT* konnte gezeigt werden, dass bei den Übergängen zwischen den Regimen *b* und *c* keine echten Hystereseeffekte auftreten. Die Unterschiede beim AAM in den Experimenten *TRANSDT-A* und *TRANSDT-B* (Abb. 4.1, Seite 4.1) waren allein auf die Trägheit des Systems zurückzuführen, wie in Abschnitt 4.1 dargelegt wurde. Die Ergebnisse unterscheiden sich darin von denen, die Fultz *et al.* (1959) durchgeführt haben. Der Übergang zwischen den Regimen *b* und *c* verläuft fließend. In dieser Phase treten sowohl Wirbel des in *Regime b* vorherrschenden Typs als auch des in *Regime c* vorherrschenden Typs auf. Je nachdem, wie groß ΔT_R ist, sind sie von unterschiedlich großer Bedeutung für die allgemeine Zirkulation.

Gebirge behindern die zonale Zirkulation und vermindern so auch den relativen Drehimpuls der Atmosphäre. Der Zusammenhang zwischen Orographie und AAM ist dabei allerdings nicht linear. Dies wird offensichtlich durch den Vergleich der Experimente *ORO1500* und *ORO3000*. Als Ursache dafür kommen die unterschiedlichen Einflüsse der Lee-Seiten-Tröge auf den Jet sowie veränderte Wirbel-Zonalstrom-Interaktion bei unterschiedlich großer Anregung von transienten Wirbeln in Frage. Wie in den Experimenten *ORO1500* und *ORO3000* zu erkennen ist, bildet ein einzelnes Gebirge in einer westlichen Strömung eine Senke in der Drehimpulsbilanz. Liegen aber mehrere Gebirgszüge auf einem Breitenkreis hintereinander, wie dies bei *REALOR* oder Fall ist, so kann die Interaktion der durch die Gebirge entstehenden Wellen zu einem gesamten Gebirgsdrehmoment führen, das gleich null bzw. positiv ist.

Die Experimente, die in dieser Arbeit präsentiert wurden, sind stark idealisiert. Sie stellen somit nicht die vollständige Reaktion der Atmosphäre auf die Veränderung des Antriebs und der Orographie nach. Es wäre interessant einige der Experimente mit einem umfassenderen Modell, wie dem PUMA Nachfolger Planetsimulator, zu wiederholen und zu überprüfen, inwiefern die Rückkopplungen durch die erweiterten physikalischen Prozesse die Ergebnisse beeinflussen. Trotz dieser Einschränkungen lassen sich die Ergebnisse auf Grund der Verwendung der primitiven Gleichungen als realistische Reaktion des dynamischen Systems der Atmosphäre auf den veränderten Antrieb und Randbedingungen interpretieren.

In dieser Arbeit wurde ein starker Zusammenhang zwischen relativem Drehimpuls und dem Wellenregime der mittleren Breiten festgestellt. Daraus lässt sich ableiten, dass gemessene Veränderungen des AAM als Hinweise für Änderungen

der Zirkulation der mittleren Breiten im Zuge eines Klimawandels interpretiert werden können.

Die Erkenntnisse über Regimeübergänge, die in Folge der Änderung des thermischen Antriebs auftreten, können für die Interpretation von paläoklimatischen Änderungen benutzt werden. Ein Beispiel dafür ist die weiträumige Vereisung der hohen Breiten, die dort zu einer gesteigerten Albedo führt. Dies hat, trotz einer niedrigeren globalen Durchschnittstemperatur, eine Verstärkung der Unterschiede in der Heizrate zwischen hohen Breiten und Tropen zur Folge. Der thermische Antrieb würde so verstärkt. Die Experimente, die in dieser Arbeit präsentiert wurden, zeigen, dass eine Verstärkung des thermischen Antriebs zu größeren und stärkeren Wirbeln führt. Diese Wirbel transportieren mehr Wärme polwärts, was einer weiter äquatorwärts voranschreitenden Vereisung entgegenwirkt. Eine solche negative Rückkopplung könnte eine vollständige Vereisung der Erde verhindern (Poulsen *et al.*, 2002).

Anhang A

Symbole, Konstanten und Abkürzungen

$a = 6.371.000 m$	Erdradius
AAM	Relativer atmosphärischer Drehimpuls
$\alpha = 1/\rho$	Spezifisches Volumen
$\beta = df/dy$	Meridionalgradient des Coriolisparameters
c_p	Spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck
C_X	Kreuzkovarianz
EZMW	Europäisches Zentrum für Mittelfristige Wettervorhersage
φ	geographische Breite
$f = 2\Omega \sin \varphi$	Coriolisparameter
FT	Fouriertransformation
$g = 9,81 m s^{-2}$	Erdbeschleunigung
k	Zonale Wellenzahl [$1/m$]
KE	Gesamte kinetische Energie
K_O	Kospektrum
λ	Geographische Länge
λ	Stabilitätsfunktion im Zwei-Schicht-Modell
Λ_K	Kritische Wellenlänge
Λ_U	Wellenlänge des instabilsten Modes
M_Ω	Ω -Drehimpuls der Atmosphäre
M_r	Relativer Drehimpuls der Atmosphäre
M_{total}	Gesamter Drehimpuls der Atmosphäre
$\mu = \sin \varphi$	Sinus der geographischen Breite
ν	Frequenz
$P_l^m(\mu)$	Assoziierte Legendre-Funktionen
p	Luftdruck

p_s	Luftdruck am Boden
Q	Quadratspektrum
ρ	Luftdichte
R	Gaskonstante trockener Luft
SHK	Südhalbkugel
$\sigma_s = -\alpha d \ln \theta / dp$	Statische Stabilität
SST	Sea surface temperature – Ozeanoberflächentemperatur
$\theta = T \left(\frac{1000hPa}{p} \right)^{(R/c_p)}$	Potentielle Temperatur
ΔT_R	Pol-Äquator-Differenz der Restorationstemperatur am Boden
$U = u \cos \varphi$	Skalierte zonale Komponente der Windgeschwindigkeit
U_T	Thermischer Wind
u	Zonale Komponente der Windgeschwindigkeit
$V = v \cos \varphi$	Skalierte meridionale Komponente der Windgeschwindigkeit
v	Meridionale Komponente der Windgeschwindigkeit
VPE	Verfügbare potentielle Energie
$Y_l^m(\mu)$	Kugelflächenfunktion
Ω	Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation

Anhang B

Konfiguration von PUMA

ΔT_R	60 K
ΔT_{NS}	0 K
τ_F	(0,0,0,0,1) Tage
τ_r	15 Tage, in allen Schichten
$dtrop$	12000 m
$dttrp$	2 K
alr	0,0065 K/m

Tabelle B.1: Standardkonfiguration von PUMA

Anhang C

Fremde Datensätze

Zur Erstellung dieser Arbeit wurden folgende Fremddatensätze verwendet:

- TerrainBase
Topographiedatensatz vom National Geophysical Data Center der NOAA
der USA

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schema der vorherrschenden Windrichtung	10
2.1	Änderung der Restorationstemperatur mit der Höhe	18
2.2	Referenztemperatur	19
2.3	Drehimpulsbilanz von PUMA in der Standardkonfiguration	23
2.4	Zeitserie des AAM im Referenzlauf	24
2.5	Die Auswirkung der Länge des Zeitschritts auf die Impulsbilanz des Modells	26
3.1	Restorations-Temperaturparameter ΔT_R und die daraus resultie- renden Äquator-Pol Temperaturdifferenzen $\Delta T_{P\bar{A}}$ auf 900 hPa	32
3.2	AAM, kinetische Energie und verfügbare potentielle Energie	33
3.3	<i>DTEMP</i> Bodendruck	34
3.4	<i>DTEMP</i> Stromfunktion und u	36
3.5	Standardabweichung Geopotentielle Höhe	38
3.6	Varianz-Spektrum 500 hPa	40
3.7	Varianz-Spektrum Bodendruck	41
3.8	Frequenz-Wellenzahlspektrum <i>DTEMP</i>	42
3.9	Zwei-Schicht-Modell.	43
3.10	Meridionaler Temperaturgradient	45
3.11	Stabilitätsdiagramm der baroklinen Instabilität nach dem Zwei- schichtmodell	47
3.12	Meridionaler Wärmetransport – Störungen	49
3.13	Meridionaler Wärmetransport – mittlere Zirkulation	50
3.14	Meridionaler Wärmetransport – Störungen	52
3.15	Meridionaler Wärmetransport – mittlere Zirkulation	53
3.16	Rate zwischen EKE und KE sowie ZKE und KE	54
4.1	AAM <i>TRANSDT</i> und <i>DTEMP</i>	58
4.2	<i>TRANSDT</i> Bodendruck	60
4.3	<i>TRANSDT</i> Zonales Mittel von u	61

4.4	<i>TRANSDT</i> Zonales Mittel von T	62
4.5	Stromfunktion, <i>TRANSDT</i> und <i>DTEMP</i>	63
4.6	Spektrum der geopotentielle Höhe auf 500 hPa in <i>TRANSDT</i> und <i>DTEMP</i>	65
4.7	AAM und EKE/KE für drei <i>TRANSDT-A</i> -Läufe	67
4.8	Zeitliche Entwicklung des Bodendrucks in drei einzelnen <i>TRANSDT-A</i> - Läufen.	69
4.9	Zonal gemittetes Ensemblemittel des Bodendrucks [hPa] im <i>TRANSDT-A</i> -Experiment.	70
5.1	Orographien	72
5.2	Rel. Drehimpuls in den Orographieläufen	73
5.3	Zonale Komponente des Windes	75
5.4	Zonale Komponente des Windes	76
5.5	Zonales Spektrum der geopotentiellen Höhe auf 500 hPa bei 45°N für die drei Orographie-Experimente sowie den <i>Referenz</i> -Lauf. . .	77
5.6	$\sqrt{z'z'}$, Bandpass gefiltert	78
5.7	Drehimpulsbilanz für <i>ORO1500</i> , <i>ORO3000</i> und <i>REALORO</i> . . .	79

Tabellenverzeichnis

2.1	Durchgeführte Experimente	14
2.2	Definition der Variablen	17
5.1	Mittelwerte und Standardabweichungen des AAM in den Orographie- Experimenten und dem <i>Referenz</i> -Lauf.	74
B.1	Standardkonfiguration von PUMA	91

Literaturverzeichnis

- Acker, T. L., L. E. Buja, J. M. Rosinski und Truesdale** 1996. *User's guide to NCAR CCM3*. NCAR.
- Blackmon, M. L.** 1976. A Climatological Spectral Study of the 500 mb Geopotential Height of the Northern Hemisphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 33, 1607–1623.
- Boer, G. J.** 1990. Earth-Atmosphere Exchange of Angular Momentum Simulated in a General Circulation Model and Implications for the length of Day. *Journal of Geophysical Research*, Band 95 (D5), 5511–5531.
- de Viron, O., J. O. Dickey und S. L. Marcus** 2002. Annual atmospheric torques: Processes and regional contributions. *Geophysical Research Letters*, Band 29 (7). DOI 10.1029/2001GL013859.
- Del Genio, A. D. und R. J. Suozzo** 1987. A comparative study of rapidly and slowly rotating dynamical regimes in a terrestrial general circulation model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 44, 973–986.
- Deland, R. J.** 1964. Travelling Planetary Waves. *Tellus*, Band 16 (2), 271–273.
- Doms, G., J. Steppeler und G. Adrian** 2002. Das Lokal-Modell LM. *Promet*, Band 28 (3/4), 123–128.
- Eliassen, A., B. Machenhauer und E. Rasmusen** 1970. On a numerical method for integration of the hydrodynamical equations with a spectral representation of the horizontal fields. Technischer Bericht 2, Institute for Theoretical Meteorology, Copenhagen University, Copenhagen.
- Fraedrich, K. und H. Böttger** 1978. A Wavenumber-Frequency Analysis of the 500 mb Geopotential at 50°N. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 35, 745–750.
- Fraedrich, K., E. Kirk und F. Lunkeit** 1998. Portable University Model of the Atmosphere. Technischer Bericht 16, Deutsches Klimarechenzentrum.

- Franzke, C.** 2002. Dynamics of low-frequency variability: Barotropic mode. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 59 (20), 2897–2909.
- Franzke, C., K. Fraedrich und F. Lunkeit** 2001. Teleconnections and low-frequency variability in idealized experiments with two storm tracks. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Band 127, 1321 – 1339.
- Frisius, T., F. Lunkeit, K. Fraedrich und I. James** 1998. Storm-track organization and variability in a simplified atmospheric global circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Band 124, 1019 – 1043.
- Fultz, D., R. R. Long, G. V. Owens, W. Bohan, R. Kaylor und J. Weil**, Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large-scale atmospheric motions. Band 4 von *Meteorological Monographs*, Seiten 1–104. (American Meteorological Society, 1959).
- Geisler, J. E., E. J. Pitcher und R. C. Malone** 1983. Rotating-fluid experiments with an atmospheric general circulation model. *Journal of Geophysical Research*, Band 88, 9706–9716.
- Haltiner, G. J. und R. T. Williams**, *Numerical Prediction and Dynamic Meteorology*. (John Wiley & Sons, 1980), 2. Auflage.
- Hayashi, Y.** 1971. A Generalized Method of Resolving Disturbances into Progressive and Retrogressive Waves by Space Fourier and Time Cross-Spectral Analyses. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 49 (2), 125–128.
- Hayashi, Y.** 1981. Space-Time Cross Spectral Analysis Using the Maximum Entropy Method. *Journal of Meteorological Society of Japan*, Band 59 (5), 620–624.
- Hayashi, Y.** 1982. Space-Time Spectral Analysis and its Applications to Atmospheric waves. *Journal of Meteorological Society of Japan*, Band 60 (1), 156–171.
- Held, I. M. und A. Y. Hou** 1980. Nonlinear Axially Symmetric Circulations in a Nearly Inviscid Atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 37, 515–533.
- Hide, R.** 1977. Experiments with rotating fluids. *Quart. J. R. Met. Soc.*, Band 103 (435), 1–28.
- Holton, J. R.**, *An Introduction to Dynamic Meteorology*. International Geophysics Series. (Academic Press, 1992), 3. Auflage.

- Hoskins, B. J.** und **A. J. Simmons** 1975. A multi-layer spectral model and the sem-implicit method. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Band 101, 637–655.
- Huang, H., P. Sardeshmukh** und **K. Weickmann** 1999. The balance of global angular momentum in a long-term atmospheric data set. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, Band 104 (D2), 2031 – 2040.
- Hunt, B. G.** 1979a. The effects of past variations of the Earth's rotation rate on climate. *Nature*, Band 281, 188–191.
- Hunt, B. G.** 1979b. The influence of the Earth's Rotation Rate on the General Circulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 36, 1392–1408.
- James, I. N.** und **P. M. James** 1992. Spatial structure of ultra-low-frequency variability of the flow in a simple atmospheric circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Band 118, 1211–1233.
- James, P. M., K. Fraedrich** und **I. N. James** 1994. Wave-zonal-flow interactions and ultra-low-frequency variability in a simplified global circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Band 120, 1045–1067.
- Jenkins, G. M.** und **D. G. Watts**, *Spectral Analysis and its Application*. (Holden-Day, 1968).
- Kalnay, E., M. Kanamitsu, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K. C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, R. Reynolds, R. Jenne** und **D. Joseph** 1996. The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Band 77 (3), 437–471.
- Kao, S.-K.** 1970. Wavenumber-Frequency Spectra of Temperature in the Free Atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 27, 1000–1007.
- Kapitza, H.** und **D. P. Eppel** 1992. The Non-Hydrostatic Mesoscale Model GE-SIMA. Part I: Dynamical Equations and Tests. *Beitr. Phys. Atmosph.*, Band 65, 129–146.
- Keith, D.** 1995. Meridional Energy-Transport — Uncertainty in Zonal Means. *Tellus*, Band 47 (1), 30 – 44.
- Klinker, E.** und **P. Sardeshmukh** 1992. The Diagnosis of Mechanical Dissipation in the Atmosphere from large-scale Balance Requirements. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 49 (7), 608–627.

- Lejenas, H., R. Madden** und **J. Hack** 1997. Global atmospheric angular momentum and Earth-atmosphere exchange of angular momentum simulated in a general circulation model. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, Band 102 (D2), 1931 – 1941.
- Lorenz, E. N.** 1955. Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation. *Tellus*, Band 7 (2), 157–167.
- Luksch, U.** und **H. von Storch** 1987. Monte Carlo Experiments with frequency-wavenumber spectra. Technischer Bericht 10, Max-Planck-Institut für Meteorologie.
- Mole, N.** und **I. N. James** 1990. Baroclinic adjustment in a zonally varying flow. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Band 116 (492), 247–268.
- Munk, W. H.** und **R. L. Miller** 1950. Variation in the Earth's Angular Velocity Resulting from Fluctuations in Atmospheric and Oceanic Circulation. *Tellus*, Band 2 (93–101).
- Navarra, A.** und **G. Boccaletti** 2002. Numerical general circulation experiments of sensitivity to Earth rotation rate. *Climate Dynamics*, Band 19, 467–483. DOI 10.1007/s00382-002-0238-8.
- Newton, C. W.** 1971. Global Angular Momentum Balance: Earth Torques and Atmospheric Fluxes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 28, 1329 – 1341.
- Newton, C. W.**, Southern hemisphere general circulation in relation to global energy and momentum balance requirements. In C. W. Newton, Hg., *Meteorology of the southern Hemisphere*, Band 13 von *Meteorol. Monogr.*, Seiten 215–245. (Am. Meteorol. Soc., Boston, Mass., 1972).
- Oort, A. H.** und **J. Peixóto** 1983. Global angular momentum and energy balance requirements from observations. *Adv. Geophys.*, Band 25, 355–490.
- Orszag, S. A.** 1970. Transform Method for the Calculation of Vector-Coupled Sums: Application to the Spectral Form of the Vorticity Equation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Band 27, 890–895.
- Pedlosky, J.**, *Geophysical Fluid Dynamics*. (Springer Verlag, 1987), 2. Auflage.
- Peixóto, J. P.** und **A. H. Oort**, *Physics of Climate*. (American Institute of Physics, 1992).

- Phillips, N. A.** 1954. Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model. *Tellus*, Band 6, 273–286.
- Pichler, H.**, *Dynamik der Atmosphäre*. (Spektrum Akademischer Verlag, 1997), 3. Auflage.
- Poulsen, C. J., R. L. Jacob, R. T. Pierrehumbert und T. T. Huynh** 2002. Testing paleogeographic controls on a Neoproterozoic snowball Earth. *Geophysical Research Letters*, Band 29 (11).
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery**, *Numerical Recipes in Fortran – The Art of Scientific Computing*. (Cambridge University Press, 1992), 2. Auflage.
- Rind, D.** 1998. Latitudinal temperature gradients and climate change. *Journal of Geophysical Research*, Band 103 (D6), 5943 – 5971.
- Robert, A.** 1966. The integration of a low order spectral form of the primitive meteorological equations. *Journal of Meteorological Society of Japan*, Band 44, 237–245.
- Robert, A.**, The Integration of a Spectral Model of the Atmosphere by the Implicit Method. In *Proceedings of the WMO/IUGG Symposium on Numerical Weather Prediction*, Seiten VII–19 – VII–24. (Meteorological Society of Japan, Tokyo, 1968).
- Robert, A., J. Henderson und C. Turnbull** 1972. An Implicit Time Integration Scheme for Baroclinic Models of the Atmosphere. *Monthly Weather Review*, Band 100 (5), 329–335.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dumenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese und U. Schulzweida** 1996. The atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of present-day climate. Technischer Bericht 218, Max-Planck-Institut für Meteorologie.
- Rosen, R. D.** 1993. The axial momentum balance of earth and its fluid envelope. *Surveys in Geophysics*, Band 14, 1 – 29.
- Schlünzen, K. H., K. Bigalke, C. J. Lenz, C. Lüpkes, U. Niemeier und K. von Salzen** 1996. Concept and realization of the mesoscale transport and fluid model METRAS. METRAS Reports 5, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg.

- Schneider, H.** 2000. *Einfluß der Orographie auf die Wechselwirkung zweier Stormtracks in einem vereinfachten globalen Zirkulationsmodell*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Meteorologisches Institut.
- Simmons, A. J.** und **D. M. Burridge** 1981. An energy and angular-momentum conserving vertical finite difference scheme and hybrid vertical coordinates. *Monthly Weather Review*, Band 109, 758–766.
- Simmons, A. J., B. J. Hoskins** und **D. M. Burridge** 1978. Stability of the Semi-Implicit Method of Time Intergration. *Monthly Weather Review*, Band 106, 405–412.
- Starr, V. P.** 1948. An Essay on the General Circulation of the Earth's Atmosphere. *J. Meteor.*, Band 5, 39–43.
- Starr, V. P.** und **R. M. White** 1954. Balance requirements of the general circulation. Technischer Bericht 35, Air Force Cambridge Research Center.
- Stenzel, O. J.** und **J.-S. von Storch** 2004a. The effect of orography on the global AAM and the general circulation. work in progress.
- Stenzel, O. J.** und **J.-S. von Storch** 2004b. On the effect of thermal forcing on the global atmospheric angular momentum and the general circulation. *Climate Dynamics*. in print.
- von Storch, H.** und **F. W. Zwiers**, *Statistical Analysis in Climate Research*. (Cambridge University Press, 1999).
- Ulrych, T. J.** und **T. N. Bishop** 1975. Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, Band 13, 183–200.
- Wahr, J. M.** 1988. The Earth's Rotation. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, Band 16, 231–249.
- Washington** und **Parkinson**, *An Introduction to Three-Dimensional Climate Modeling*. (University Science Books, 1986).

Danksagung

Ich bedanke mich bei Dr. Jin-Song von Storch für die engagierte Betreuung meiner Arbeit. Weiterer Dank gilt Prof. Dr. Fraedrich sowie Dr. Edilbert Kirk für zahlreiche Anregungen und konstruktive Kritik.

Mein besonderer Dank gilt meiner Verlobten Sandra Nietz für ihre Geduld und Untersützung.

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich diese Arbeit selbständig angefertigt habe und dass ich keine ausser den angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die aus anderen Werken wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Hamburg, März 2004

(Oliver Stenzel)