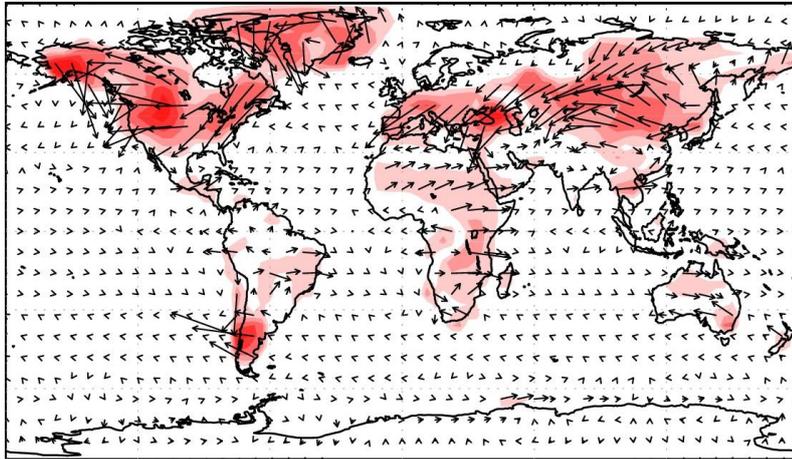


Benjamin Wolf

## Parametrisierung orographischer Schwerewellen





Universität  
Rostock



Traditio et Innovatio

LEIBNIZ-INSTITUTE  
OF  
ATMOSPHERIC  
PHYSICS



# Parametrisierung orographischer Schwerewellen

Diplomarbeit

eingereicht am Institut für Physik

Universität Rostock

Benjamin Wolf

18. Februar 2013

1. *Gutachter:* Erich Becker, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik e.V. an der Universität Rostock, Kühlungsborn
2. *Gutachter:* Christoph Zülicke, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik e.V. an der Universität Rostock, Kühlungsborn



Für meine Eltern.



# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Ziel . . . . .	2
1.3	Vorgehensweise . . . . .	3
2	Grundlagen	5
2.1	Interne Schwerewellen . . . . .	5
2.2	Schwerewellen mit schwacher Dämpfung . . . . .	7
2.2.1	WKB-Näherung . . . . .	10
2.2.2	Polarisationsgleichungen und Lösungen . . . . .	11
2.2.3	Dämpfung . . . . .	12
2.2.4	Vertikale Flüsse . . . . .	12
3	Orographisch angeregte Schwerewellen in Zirkulationsmodellen	15
3.1	Lindzens Sättigungstheorie . . . . .	15
3.2	Parametrisierung der orographischen Schwerewellenquellen . . . . .	17
3.3	Stabilitätsanalyse . . . . .	21
3.3.1	Anwendung der Sättigungshypothese . . . . .	22
3.3.2	Skalenwechselwirkung durch Vertikaldiffusion . . . . .	23
4	Einfluss orographischer Schwerewellen im KMCM	25
4.1	KMCM . . . . .	25
4.2	Modelkonfigurationen . . . . .	27
4.3	Ergebnisse . . . . .	29
4.3.1	Einfluss der oGW-Parametrisierung . . . . .	32
4.3.2	Relative Rolle von Kopplung und Rückkopplung . . . . .	34

4.3.3	Unterschiede zur klassischen Parametrisierung . . . . .	38
5	Ergebnisse	45
5.1	Zusammenfassung . . . . .	45
5.2	Ausblick . . . . .	46
	Literaturverzeichnis	49

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Ein zentrales Thema der Atmosphärenphysik und der Meteorologie ist der Austausch von Energie und Impuls in der Atmosphäre. Viele dieser Austauschprozesse können mathematisch durch Wellen beschrieben werden. Manche Wellenmuster lassen sich sogar mit bloßem Auge in den Wolken erkennen. Diese vergleichsweise kleinskaligen Ereignisse werden ausgelöst, wenn Luftvolumen schnell (adiabatisch) vertikal aus ihrer Ruhelage ausgelenkt und infolge der Dichteunterschiede – durch die Auftriebskraft – zurückbeschleunigt werden. Voraussetzung dafür ist eine stabile Schichtung der betrachteten Luftsäule. Das bedeutet, die Änderung der Umgebungstemperatur über die Höhe ist kleiner als die des ausgelenkten Luftpaketes. Diese Schwingungen werden als interne Schwerewellen bezeichnet. Sie heißen „intern“, weil sie innerhalb eines annähernd homogenen Mediums, also ohne Phasengrenzen, stattfinden.

Es ist bekannt, dass insbesondere interne Schwerewellen durch den von ihnen transportierten Impuls einen großen Einfluss auf die globale Zirkulation haben. Sie werden meist in der Troposphäre angeregt und können große Höhen erreichen ohne gedämpft zu werden. Schwerewellen brechen vor allem in der oberen Stratosphäre, der Mesosphäre und der unteren Thermosphäre. Dieser Vorgang ist eine Quelle für Turbulenz und Impulsdeposition.

Der Einfluss von Subskalen-Parametrisierungen in Modellen nimmt mit zunehmender Auflösung ab. Wegen ihrer Kleinskaligkeit ist es notwendig einige interne Schwerewellen selbst in aktuellen hochauflösenden Klima- und sogar Wettermodellen zu parametrisieren (Kim et al., 2003, sec. 6c). Dazu wird zwischen nicht-orographischen und orographischen Schwerewellen unterschieden. Quellen für nicht-orographische Schwerewellen (nGWs) können zum Beispiel Konvektion, Helmholtz-Instabilitäten oder geostrophischer Ausgleich

sein.

### Orographische Schwerewellen

Terraingenerierte (orographische) Schwerewellen zeichnen sich dadurch aus, dass die initiale, vertikale Auslenkung auf die Wechselwirkung vom Wind mit Landschaftsunregelmäßigkeiten zurückzuführen ist. Eine stabile atmosphärische Schichtung vorausgesetzt, kann jedes Gebirge als Schwerewellenquelle angesehen werden. Charakteristisch für diese Wellen ist ihr Stationarität, also eine verschwindende horizontale Phasengeschwindigkeit ( $c_x = c_y = 0$ ).

Orographische Schwerewellen (oGWs) können in Gebirgs- und Leewellen unterschieden werden (Nappo). Letztere erstrecken sich aufgrund ihrer vertikalen Wellenlänge nur einige Wellenlängen horizontal um die Quelle, breiten sich jedoch nicht vertikal aus. Sie sind zwischen der Oberfläche und einer Reflexionsschicht innerhalb der Troposphäre gefangen und haben daher kaum Einfluss auf die darüberliegende Atmosphäre. Die im Verlauf dieser Arbeit als „orographische Schwerewellen“ bezeichneten Wellen sollen daher ausschließlich als Gebirgswellen verstanden werden.

Jüngste Studien haben zudem belegt, dass parametrisierte orographische Schwerewellen einen bedeutenden, indirekten Einfluss auf die Winter-Mesosphäre haben, wo der Wellentrieb direkt durch nicht-orographische Schwerewellen (McLandress et al., 2012).

## 1.2 Ziel

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die klassische Parametrisierung von McFarlane (1987) für orographische Schwerewellen im Kühlungsborn Mechanistic General Cirulation Model (KMCM) zu implementieren und so zu erweitern, dass die Wechselwirkung zwischen aufgelösten Skalen, parametrisierten Skalen und der Turbulenzparametrisierung konsistent beschrieben wird. Eine kurze Beschreibung des KMCM findet sich in Abschnitt 4.1.

Die Dämpfung der Schwerewellen wird in einer solchen Parametrisierung nach McFarlane (1987) durch einen turbulenten Diffusionskoeffizienten beschrieben. Dieser Diffusionskoeffizient wirkt dabei in konventionellen Realisierungen der klassischen Parametrisierung ausschließlich auf die betrachteten Schwerewellen.

Im Gegensatz dazu soll die neu entwickelte Parametrisierung für orographische Schwerewellen konsistent an das Turbulenzmodell im KMCM gekoppelt werden. Dadurch soll es unter anderem ermöglicht werden, den Einfluss der Grenzschichtturbulenz auf die Schwerewellen einzubeziehen. Des Weiteren sollen auch Wechselwirkungen zwischen parametrisierten, orographischen und nicht-orographischen Schwerewellen berücksichtigt werden. Diese Kopplung wird insbesondere oberhalb der Stratosphäre wichtig, da nicht-orographische Schwerewellen dort dissipieren. Weiterhin kann die den orographischen Schwerewellen zugeordnete vertikale Wellenlänge im Bereich des Stratosphärenjets lokal die Größenordnung der Skalenhöhe deutlich übersteigen. Der Einfluss dieser charakteristischen Länge soll in der Parametrisierung ebenfalls enthalten sein. Um alle genannten Aspekte zu berücksichtigen, muss die Parametrisierung zudem alle Höhenbereiche des Modells einschließen.

### 1.3 Vorgehensweise

In Kapitel 2 wird die theoretische Behandlung von internen Schwerewellen skizziert. Zunächst wird das allgemeine Verhalten von vertikal propagierenden Schwerewellen beschrieben. Dann werden die Bewegungsgleichungen für planetare Strömungen vorgestellt und die wichtigsten Schwerewellenflüsse herausgearbeitet, welche Gegenstand von Parametrisierungen sind. Mit Hilfe der WKB-Näherung wird die korrekte Höhenabhängigkeit von schwach gedämpften Schwerewellen ermittelt. Für eine korrekte Stabilitätsanalyse untersuchen wir die echt komplexe Wellenzahl mittels der Dispersionsrelation, um die korrekte Dämpfungsfunktion zu bestimmen und berechnen zuletzt die Schwerewellenflüsse.

Kapitel 3 ist der theoretischen und praktischen Behandlung von orographischen Schwerewellen in globalen Zirkulationsmodellen gewidmet. Nach einer kurzen Erläuterung der Sättigungshypothes von Lindzen wird die Amplitude der orographischen Schwerewellen bestimmt und eine Stabilitätsanalyse durchgeführt. Zuletzt wird der welleninduzierte vertikale Diffusionskoeffizient berechnet.

Die Auswirkungen der neuen orographischen Schwerewellenparametrisierung auf die im Modell simulierte globale Zirkulation werden in Kapitel 4 diskutiert. Dazu wird kurz das KMCM vorgestellt und die vertikale Diskretisierung erläutert. Der Rest des Kapitels ist

der Präsentation und Diskussion von verschiedenen Modellläufe gewidmet, um die zu Grunde liegenden Mechanismen zu identifizieren.

Im letzten Kapitel findet sich schließlich eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse, sowie ein kurzer Ausblick.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Interne Schwerewellen

Der folgende Abschnitt ist der Behandlung von internen Schwerewellen in den führenden Gleichungen der Atmosphärendynamik – den primitiven Gleichungen – gewidmet.

Wie bereits eingehend erwähnt, ist es in Globalen Zirkulationsmodellen (General Circulation Model, GCM) nicht möglich alle klein- und mesoskaligen Schwerewellen aufzulösen. Die diesen Wellen zugeschriebenen Effekte müssen jedoch berücksichtigt werden, um eine adäquate Beschreibung der Atmosphäre zu erhalten. Dazu werden diese Wellen in den Differentialgleichungen (Primitive Equations, PE), welche die Dynamik der Atmosphäre beschreiben, herausgefiltert. In den Tendenzen der prognostischen Variablen werden Effekte durch Schwerewellen, wie etwa der Wellentrieb, dann zum Beispiel als Flüsse repräsentiert und müssen separat behandelt werden.

Becker (2004) liefert in seiner Arbeit eine ausführliche Darstellung der Vorgehensweise, inklusive der benötigten Näherungen. Man beachte insbesondere die Säulenapproximation. Das durchströmte Volumen wird in vertikale Säulen unterteilt. Es wird angenommen, dass Schwerewellen in unterschiedlichen Säulen nicht miteinander wechselwirken.

Das aus den PE resultierende Gleichungssystem für planetare Strömungen mit herausgefil-

terten mesoskaligen Schwerewellen lautet:

$$\partial_t \vec{v} = \vec{v} \times (f + \xi) \vec{e}_z - w \partial_z \vec{v} - \nabla v^2 / 2 - \rho^{-1} \nabla p + \rho^{-1} \partial_z (\rho K_z \partial_z \vec{v} - \vec{F}) \quad (2.1)$$

$$0 = \partial_z p + g \rho \quad (2.2)$$

$$0 = \partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) + \partial_z (\rho w) \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} (\partial_t + \vec{v}_3 \cdot \nabla_3) h &= \rho^{-1} (\partial_t p + \vec{v}_3 \cdot \nabla_3 p) + c_p Q \\ &+ c_p \rho^{-1} \partial_z (\rho \Theta^{-1} T (Pr^{-1} K_z \partial_z \Theta - F_\Theta)) \\ &- \rho^{-1} \partial_z F_p - \rho^{-1} \vec{F} \cdot \partial_z \vec{v} + K_z (\partial_z \vec{v})^2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

$\vec{v}_3$  bezeichnet die Summe aus dem horizontal-Windvektor  $\vec{v}$  und dem vertikal-Windvektor  $w \vec{e}_z$ , analog ist  $\nabla_3$  der dreidimensionale Nablaoperator. Weiterhin finden sich in den Impulsgleichungen und der Kontinuitätsgleichung der Coriolisparameter  $f$ , die Vortizität  $\xi$ , die Dichte  $\rho$ , der Druck  $p$  und die Schwerebeschleunigung  $g$ . In der thermodynamischen Bewegungsgleichung ist die zeitliche Änderung der Enthalpie  $h$  zusätzlich von der Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$ , der diabatischen Erwärmungsrate  $Q$  sowie der Temperatur  $T$  und der potentiellen Temperatur  $\Theta$  abhängig. Die vertikalen Schwerewellenflüsse von horizontalem Impuls, Druck und potentieller Temperatur werden mit  $\vec{F}$ ,  $F_p$ , und  $F_\Theta$  bezeichnet,  $K_z$  ist der vertikale Impuls-Diffusionskoeffizient. Die Beschleunigung  $\rho \partial_z (-\rho^{-1} \vec{F})$  wird auch als Wellenantrieb (Gravity Wave Drag, GWD) bezeichnet. Man beachte, dass die Temperaturleitfähigkeit (Wärmediffusivität) durch das Verhältnis von Impuls-Diffusionskoeffizient und turbulenter Prandlzahl  $Pr$  ersetzt wurde.

Die korrekte Wahl der turbulenten Prandlzahl kann hier nicht abschließend geklärt werden: Lindzen (1981) nahm an, dass die turbulente Diffusion einheitlich auf Temperatur- und Impulsgradienten wirkt ( $Pr = 1$ ). Die Arbeit von Fritts and Dunkerton (1985) weist darauf hin, dass stark lokalisierte Turbulenz, hervorgerufen von instabilen monochromatischen Schwerewellen, mit einer großen Prandlzahl einhergeht ( $Pr = \infty$ ). Im folgenden gelte

$$Pr = 1. \quad (2.5)$$

## 2.2 Schwerewellen mit schwacher Dämpfung

Wie in 2.1 beschrieben, bedarf es einer gesonderten Behandlung der subskaligen internen Schwerewellen. Dazu folgen wir Becker (2004) und nehmen lineare, hydrostatische Schwerewellen vor einem näherungsweise isothermen Hintergrund an. Betrachtet wird nun eine Richtung  $\vec{e}_x$  mit dem zugehörigen, langsam veränderlichen Hintergrundwind  $U\vec{e}_x$  in einer Säule. Da alle Effekte, die mit der Corioliskraft oder Rotation verbunden sind, ausgeschlossen wurden, kann diese  $x$ -Richtung sowohl zonal, als auch meridional sein. Desweiteren sollen Dichteveriationen hinreichend klein sein und nur im Zusammenhang mit Entropieänderungen berücksichtigt werden:  $\rho'/\rho = -\Theta'/\Theta$ . Dies nennt man die Bousinesq-Näherung für Schwerewellen. Gestrichene Größen beziehen sich auf welleninduzierte Störungen, ungestrichene auf den Zustand des Hintergrundes.

Im Allgemeinen sind im Folgenden alle Größen zumindest schwach höhenabhängig, dies wird aber nur in Ausnahmefällen explizit gekennzeichnet. Die Abhängigkeit von Längen- und Breitengrad wird aufgrund der Säulenapproximation nicht kenntlich gemacht. Unter Verwendung des turbulenten Vertikal-Diffusionskoeffizienten  $D$  gelte in Analogie zum Reynold-Stress:

$$-\alpha \cdot (u', p') \equiv \rho^{-1} \partial_z (\rho D \partial_z (u', p')) \quad (2.6)$$

Diese Darstellung wird gewählt, da im späteren Verlauf  $\alpha$ , inklusive aller Ableitungen, sehr klein gegen alle anderen Summanden ist.  $\alpha$  wird daher zunächst wie eine Konstante behandelt. Weiterhin wird die Abkürzung  $d_t = \partial_t + U\partial_x$  verwendet. Damit lautet das resultierende System der führenden Gleichungen nach der Linearisierung:

$$\begin{aligned} (d_t + \alpha) u' &+ \rho^{-1} \partial_x p' &= 0 \\ N^2 w' &+ \rho^{-1} (d_t + \alpha) \partial_z p' &= 0 \\ \partial_x u' &+ (\partial_z - H^{-1}) w' &= 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

$N^2 = g\partial_z\theta/\theta$  ist die quadrierte Brunt-Vaisala-Frequenz,  $H = RT/g$  die Skalenhöhe und  $R$  bezeichnet die spezifische Gaskonstante für Luft. Dieses Gleichungssystem entspricht bis auf die Kontinuitätsgleichung dem von Becker (2004). Hier wurde die Höhenabhängigkeit der Dichte berücksichtigt. Desweiteren wurden Enthalpiegleichung und die hydrostatische

Näherung für die vertikale Impulsgleichung in der zweiten Gleichung (2.7) zusammengefasst.

Nach einigen algebraischen Umformungen und Differentiation erhalten wir aus den Gleichungen (2.7) eine einzige Differentialgleichung zweiter Ordnung für  $w'$  (2.8): Dabei ist zu beachten, dass aufgrund der vorausgesetzten Hydrostatik die vertikale Ableitung der Dichte in der Horizontalimpuls-Gleichung entfällt, denn dies wurde bereits in der anelastischen Näherung berücksichtigt. Daher ist  $\partial_z(p'/\rho)$  mit  $(\partial_z p')/\rho$  zu ersetzen.

$$(d_t + \alpha)^2 \left[ \partial_z^2 w' - H^{-1} \partial_z w' \right] + N^2 \partial_x^2 w' = 0 \quad (2.8)$$

Desweiteren kann die Gleichung bezüglich  $\alpha$  linearisiert werden. Die Wahl  $Pr = \infty$  anstelle von  $Pr = 1$  würde hier eine Verdopplung der Dämpfung  $\alpha$  und damit vom Diffusionskoeffizienten  $D$  bedeuten, da  $d_t^2 + 2 \cdot d_t \alpha$  durch  $d_t^2 + d_t \alpha$  zu ersetzen wäre.

Die Lösung der Gleichung (2.8) erfolgt mit Hilfe eines Ansatzes für ebene, monochromatische Wellen für  $w'$ :

$$w' = \tilde{w} \cdot \exp [i(kx - \omega t)] \quad (2.9)$$

Die Amplitude  $\tilde{w}$ , enthält die Höhenabhängigkeit aufgrund der Wellenbewegung.  $k$  ist die horizontale Wellenzahl und  $\omega$  ist die Kreisfrequenz der Welle. Wird bereits im Ansatz die auf die Dichte bezogenen Höhenabhängigkeit berücksichtigt, führt das zu einer Taylor-Goldsteingleichung für  $\tilde{w}$ . Wir extrahieren ausschließlich die horizontale und zeitliche Abhängigkeit und erhalten aus der Kombination der Gleichungen (2.8) und (2.9) für die vertikale Wellenbewegung die Differentialgleichung:

$$d_z^2 \tilde{w} - H^{-1} d_z \tilde{w} + \frac{k^2 N^2}{\omega_I^2 + i2\alpha\omega_I} \tilde{w} = 0 \quad (2.10)$$

$\omega_I = \omega - k \cdot U$  bezeichnet die intrinsische Kreisfrequenz, wobei  $\omega$  die raumfeste Kreisfrequenz ist, die wir als Separationskonstante behandeln.  $\tilde{w}$  ist nur noch von der Höhenkoordinate abhängig.

Wir können somit für ungedämpfte Schwerewellen ( $\alpha = 0$ ) anhand von Gleichung (2.10) die bekannte Dispersionsrelation für Schwerewellen mittlerer Frequenz direkt ablesen,

indem wir  $d_z$  durch  $im + 1/(2H)$  ersetzen (siehe Gleichung (2.11)).  $m$  ist die vertikale Wellenzahl der Schwerewelle.

$$\omega_I = \pm \sqrt{\frac{k^2 N^2}{m^2 + \frac{1}{4H^2}}} \quad (2.11)$$

Dasselbe Ergebnis erhält man, indem mithilfe des Ansatzes (2.19) die Koeffizientenmatrix des Gleichungssystems (2.7) für  $\alpha = 0$  aufgestellt und die Nullstelle der Determinante bestimmt wird.

Nach Fritts and Alexander (2003) ist (2.11) die Dispersionsrelation für interne Schwerewellen im mittleren Frequenzbereich. Es gilt folglich  $N^2 \gg \omega_I^2 \gg f^2$ , wie vorausgesetzt. Diese Wellen sind hydrostatisch ( $m^2 \gg k^2$ ).

Aus Gleichung (2.11) folgt, dass die vertikale Wellenzahl von internen Schwerewellen im wesentlichen durch den Hintergrundwind und die Auftriebsfrequenz bestimmt sind:

$$m^2 = \frac{N^2}{(U - c)^2} - \frac{1}{4H^2} \quad (2.12)$$

Diese Wellen werden für  $|N^2/(U - c)^2| \leq 1/(4H^2)$  mit der Höhe gedämpft (verhinderte Totalreflexion), bevor sie bei einer möglichen Vorzeichenumkehr des Realteiles von  $m^2$  total reflektiert werden können. Dieses Verhalten wird üblicherweise nur bei nicht-hydrostatischen Wellen berücksichtigt. Des Weiteren kann die Kreisfrequenz der Welle, aufgrund der linearen Dispersionsrelation, durch die Phasengeschwindigkeit  $c$  ersetzt werden:  $\omega = kc$ . Unter Vernachlässigung des quadratischen Terms in  $\alpha$  folgt:

$$d_z^2 \tilde{w} - H^{-1} d_z \tilde{w} + \frac{N^2}{(U - c)^2} \left( 1 + i \frac{2\alpha}{k(U - c)} \right) d_z \tilde{w} = 0 \quad (2.13)$$

Diese Gleichung kann mit Hilfe der WKB-Näherung gelöst werden.

### 2.2.1 WKB-Näherung

Wir wählen für die Amplitude  $\tilde{w}$  den Exponentialansatz:

$$\tilde{w} = A_w(z) \cdot \exp[\phi(z)] \quad (2.14)$$

$A_w(z)$  soll nur schwach höhenabhängig sein, die schnelle Höhenabhängigkeit wird durch  $\Phi(z)$  repräsentiert. Vertikale Ableitungen von  $A_w$  werden daher vernachlässigt. Für die resultierende nichtlineare Differentialgleichung erhalten wir in nullter Ordnung die Lösung:

$$\phi_0(z) = \int_{z_0}^z \left( \frac{1}{2H} \pm \underbrace{\sqrt{\frac{1}{4H^2} - \frac{N^2}{(U-c)^2} \left(1 + i \frac{2\alpha}{k(U-c)}\right)}}_{im_\alpha} \right) dz' \quad (2.15)$$

Die untere Integrationsgrenze wird mit  $z_0$  bezeichnet. Gleichung (2.15) enthält die führenden Höhenabhängigkeiten. Zerlegen wir die echt komplexe Wellenzahl  $m_\alpha$  in einen Real- und Imaginärteil:  $m_\alpha = m + im_i$ , dann ergibt sich für  $m_i \ll m$ :

$$\begin{aligned} m_\alpha &= -\sqrt{\frac{N^2}{(U-c)^2} - \frac{1}{4H^2}} + i \frac{N^2/(U-c)^2}{\sqrt{\frac{N^2}{(U-c)^2} - \frac{1}{4H^2}}} \left| \frac{\alpha}{k(U-c)} \right| \\ &= m + i \frac{m^2 + \frac{1}{4H^2}}{m} \left| \frac{\alpha}{k(U-c)} \right| \end{aligned} \quad (2.16)$$

Das negative Vorzeichen in Gleichung (2.15) entfällt, da das Integral im Grenzfall  $z \rightarrow \infty$  verschwinden soll, dies wird auch Abstrahlbedingung genannt. Der physikalische Grund ist jedoch ein anderer: Aus Gleichung (2.11) ist ersichtlich, dass die vertikale Gruppengeschwindigkeit  $c_{gz}$  proportional zur negativen vertikalen Wellenzahl ist:  $c_{gz} = \frac{\partial \omega}{\partial m} \propto -m$ . Das bedeutet, dass sich die Wellen nur nach oben ausbreiten, wenn der Realteil der vertikalen Wellenzahl negativ ist. Dies wird durch diese Vorzeichenwahl erreicht. Die WKB-Lösung erster Ordnung lautet:

$$\tilde{w} = A_w \left( \frac{m_\alpha(z_0)}{m_\alpha} \right)^{1/2} \cdot \exp \left[ \int_{z_0}^z (1/2H + im_\alpha) dz' \right] \quad (2.17)$$

Im folgenden werden Variablen  $X(z)$  am Ort  $z_0$  mit  $X_0$  bezeichnet. Mit  $w'(z_0) \equiv w'_0$  folgt damit für die Wellenstörung:

$$w' = w'_0 \left( \frac{m_\alpha(z_0)}{m_\alpha} \right)^{1/2} \cdot \exp \left[ \int_{z_0}^z (1/2H + im_\alpha) dz' + i(kx - \omega t) \right] \quad (2.18)$$

Man beachte, dass nun auch die Amplitude der Wellenstörung höhenabhängig ist. Alle Lösungen gehen im Grenzfall  $N^2/(U - c)^2 \gg 1/(4H^2)$  wieder in die bekannten Lösungen über.

In diesem Abschnitt wurde die vertikale Wellenzahl bestimmt. Der Realteil beschreibt die ungedämpfte Welle, der Imaginärteil die Dämpfung. Diese Unterscheidung ist wichtig für die Stabilitätsanalyse in Schwerewellenparametrisierungen.

### 2.2.2 Polarisationsgleichungen und Lösungen

Um die fehlenden Terme  $u'$  und  $p'$  aus dem Gleichungssystem (2.7) zu berechnen, wird angenommen, dass alle Welleneigenschaften – außer der Amplitude – denen von  $w'$  entsprechen sollen.

$$\begin{Bmatrix} u' \\ w' \\ p' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{w} \\ \tilde{p} \end{Bmatrix} \exp \left[ \int_{z_0}^z (1/2H + im_\alpha) dz' + i(kx - \omega t) \right] \quad (2.19)$$

Da nun die vertikalen Abhängigkeiten bekannt sind, kann durch das Einsetzen des Wellenansatzes (2.19) in das Gleichungssystem (2.7) ein Zusammenhang zwischen den Wellenstörungen hergestellt werden.

Die folgenden Gleichungen (2.20) werden Polarisationsgleichungen genannt. Die schwache Höhenabhängigkeit der Amplituden, beziehungsweise die langsame Veränderlichkeit des

Hintergrundes, wird nach Voraussetzung vernachlässigt.

$$\begin{aligned}
(-i\omega_I + \alpha) u' &+ \rho^{-1} k p' &= 0 \\
N^2 w' &+ \rho^{-1} (-i\omega_I + \alpha) (1/(2H) + im_\alpha) p' &= 0 \\
iku' &+ (im_\alpha - 1/(2H)) w' &= 0
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Mit Hilfe der Polarisationsgleichungen (2.20) kann nun aus Gleichung (2.18) die Lösung für  $u'$  und  $p'$  angegeben werden. Für  $k > 0$  und  $(-i\omega_I + \alpha)(im_\alpha + 1/(2H)) \neq 0$  folgt:

$$\begin{Bmatrix} u' \\ p' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{im_\alpha - 1/(2H)}{ik} \\ \frac{\rho N^2}{(-i\omega_I + \alpha)(im_\alpha + 1/(2H))} \end{Bmatrix} w'(z) \tag{2.21}$$

### 2.2.3 Dämpfung

Weiterhin kann nun die Dämpfung  $\alpha$  bestimmt werden. Dabei ist nur der physisch wirksame Realteil von Interesse. Aus der Definition (2.6) und Gleichung (2.21) folgt, wiederum unter Annahme langsam veränderlicher Amplituden:

$$\begin{aligned}
\alpha(u', p') &\equiv D \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{H} (im_\alpha + \frac{1}{2H}) - (im_\alpha + \frac{1}{2H})^2 \right] (u', p') \\
&\Leftrightarrow \\
\alpha &= D \left[ m^2 + \frac{1}{(2H)^2} \right]
\end{aligned} \tag{2.22}$$

Damit vereinfacht sich die vertikale Wellenzahl  $m_\alpha$  aus Gleichung (2.16) zu:

$$\begin{aligned}
m_\alpha &= m + i \frac{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2}{m} \frac{D}{k |U - c|} \\
&\equiv m + im_i
\end{aligned} \tag{2.23}$$

### 2.2.4 Vertikale Flüsse

Nun können die in den Gleichungen (2.1) und (2.4) eingeführten vertikalen Flüsse berechnet werden. Dies wird exemplarisch an  $\vec{F}$  vorgeführt. Der mittlere vertikale Fluss von Horizontal-Impuls in Richtung  $\vec{e}_x$ , der durch die Schwerewellen transportiert wird, kann definiert

werden als:

$$F(z) = \tilde{c} \langle \rho \operatorname{Re}[u'] \operatorname{Re}[w'] \rangle_x \quad (2.24)$$

$$\tilde{c} \equiv c - U / |c - U| = \pm 1$$

Die äußere Klammer  $\langle \dots \rangle_x$  steht für ein horizontales Mittel in x-Richtung, aus Gründen der Übersichtlichkeit wird kein eigenes Formelzeichen für horizontal gemittelte Größen eingeführt. Die Distanz, über die gemittelt wird, sollte mindestens einer horizontalen Wellenlänge ( $2\pi/k$ ) entsprechen. Eine naheliegende Wahl ist es jedoch über die Grundfläche der betrachteten Säule zu integrieren, also z.B. die Modellaufösung als Mittelungslänge anzusetzen. Der Faktor  $\tilde{c}$  bewirkt, dass der Impulsfluss das korrekte Vorzeichen hat; er hat immer die Richtung  $\pm \vec{e}_x$ , bei stationären Wellen ( $c = 0$ ) ist er gegen den Hintergrundwind  $U$  gerichtet.

Nach einigen algebraischen Umformungen folgt unter der Verwendung von Gleichung (2.21):

$$F(z) = -\tilde{c} \frac{\rho}{4k} \left\langle 2m \cdot w' \hat{w}' + m \cdot (w'^2 + \hat{w}'^2) - \left( m_i + \frac{1}{2H} \right) (w'^2 - \hat{w}'^2) \right\rangle_x \quad (2.25)$$

$\hat{w}'$  steht für die komplex konjugierte Wellenstörung  $w'$ . Bei der horizontalen Mittelung verschwindet  $(w'^2 + \hat{w}'^2)$  nur, wenn über ein Vielfaches der halben Wellenlänge ( $n \cdot \pi/k$ ) integriert wird, gleiches gilt für  $w'^2 - \hat{w}'^2$ . Es folgt mit  $\rho(z_0)/\rho(z) = \rho_0/\rho = \exp[(z - z_0)/H]$ :

$$F(z) = -\tilde{c} \rho \frac{m}{2k} \langle w' \hat{w}' \rangle_x$$

$$= -\tilde{c} \frac{w_0'^2}{2k} \rho_0 m_0 \cdot \exp \left[ -2 \int_{z_0}^z \frac{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2}{m} \frac{D}{k |U - c|} dz' \right] \quad (2.26)$$

Da der Vorfaktor in Gleichung (2.26) für alle Höhen in einer Säule konstant ist, wird er zu  $F_0$  zusammengefasst.

$$F(z) = \tilde{c} F_0 \cdot \exp \left[ -2 \int_{z_0}^z m_i dz' \right] \quad (2.27)$$

Die Schwerewellen transportieren demnach negativen (positiven) Impuls der x-Komponente

nach oben für  $U_0 > 0$  und  $c \leq 0$  ( $U_0 < 0$  und  $c \geq 0$ ). Der Impulsfluss ist bei konservativer Wellenausbreitung ( $D = 0$ ) mit der Höhe konstant und genügt damit dem 2. Eliassen-Palm Theorem. Die Änderung des Impulsflusses mit der Höhe ( $\rho^{-1}\partial_z F$ ) wird auch als Schwerewellen-Antrieb (gravity wave drag, GWD) bezeichnet, der Impulsfluss selbst kann per Definition mit der Höhe nur kleiner werden.

Es wird deutlich, dass nicht nur für  $U - c = 0$  (Filterung) die Dämpfung beliebig stark wird, sondern ebenso bei  $|U - c| = N \cdot 2H$  (Reflexion). In beiden Fällen sind die Voraussetzungen für die WKB-Methode verletzt.

Dieses Kapitel behandelte die theoretische Darstellung von monochromatischen internen Schwerewellen mittlerer Frequenz unter der Berücksichtigung einer schwachen Dämpfung.

## 3 Orographisch angeregte Schwerewellen in Zirkulationsmodellen

Die bisherigen Rechnungen gelten allgemein für interne Schwerewellen mittlerer Frequenz mit schwacher Dämpfung. Im Folgenden werden speziell orographische Schwerewellen (oGWs) betrachtet. Dazu werden die im vorherigen Kapitel abgeleiteten Formeln für die Störungen  $w', u', p'$  und die vertikalen Flüsse  $\vec{F}, F_p, F_\Theta$  durch Annahmen über die Amplitude, sowie der horizontalen Phasengeschwindigkeit der oGWs erweitert.

### 3.1 Lindzens Sättigungstheorie

Das zentrale Thema der Schwerewellentheorie – und insbesondere der Schwerewellenparametrisierung – ist die vertikale Ausbreitung. Wie eingehend erwähnt, können sich in Bodennähe erzeugte Schwerewellen sehr hoch in die Atmosphäre ausbreiten bevor sie dissipieren.

Es wird gemeinhin angenommen, dass sich Schwerewellen in einer stabil geschichteten Umgebung konservativ ausbreiten. Das bedeutet, dass sie nicht mit der Umgebung wechselwirken; dies steht im Einklang mit dem 2. Eliassen-Palm-Theorem. Die Welle selbst wiederum nimmt durch ihre Schwingungen lokal Einfluss auf die Schichtungsstabilität. Es muss also untersucht werden, unter welchen Bedingungen keine konservative Ausbreitung mehr beobachtet werden kann, also Instabilitäten auftreten. Dazu hat Lindzen (1981) folgendes Kriterium vorgeschlagen:

$$\partial_z \Theta + \partial_z \Theta' \leq 0 \tag{3.1}$$

$\Theta$  ist die potentielle Temperatur des Hintergrundes,  $\Theta'$  die Variation der potentiellen Tem-

peratur durch die Schwerewelle. Das Kriterium (3.1) besagt, dass konvektive Instabilität in Zusammenhang mit Schwerewellen gerade dann auftritt, wenn die stabile Schichtung des Hintergrundes  $\partial_z \Theta > 0$  plus die schwerewelleninduzierte Störung labil, beziehungsweise instabil wird. Dieses Kriterium findet in „state of the art“ Zirkulationsmodellen wie CMAM und WACCM4.0 Verwendung (Scinocca et al., 2008; Neale and Chen, 2010), und wird in Abschnitt 3.3.1 zur Schließung des Schwerewellenproblems verwendet. Alternativ kann auch ein Richardsonzahl-Kriterium nach Palmer et al. (1986) benutzt werden, wie zum Beispiel in ECHAM5 (Roeckner and Bäuml, 2003).

Wie in den Abschnitten 2.2.2 und 2.2.1 gezeigt wird, sind Frequenz und damit Amplitude der Schwerewellen empfindlich vom Hintergrundwind abhängig. Andererseits können die Wellen nur dann konservativ propagieren, wenn der Hintergrund hinreichend stabil ist.

Wann brechen Schwerewellen?

Vereinfacht dargestellt treten Instabilitäten nach Gleichung (3.1) dann auf, wenn die Summe aus horizontaler Phasengeschwindigkeit und Hintergrundwindgeschwindigkeit „klein“ wird. Wie weiter oben gezeigt (siehe Gleichung (2.12)), wird die vertikale Wellenzahl in diesem Fall sehr groß, also die assoziierte Wellenlänge sehr kurz. Damit einher geht eine Abflachung der Wellenfronten und eine Vergrößerung der Schichtungsstörung (siehe Gleichung (2.18)). Die so erzeugten konvektiv instabilen Regionen sind eine Quelle für Turbulenz. Diese wirkt durch Mischen lokal dem negativen Gradienten der potentiellen Temperatur entgegen. Das turbulente Mischen wird in der Schwerewellentheorie durch eine turbulente vertikale Diffusion von Impuls und Wärme repräsentiert.

Lindzen (1981) forderte, dass diese Effekte die Wellen gerade derart dämpfen, dass der totale potentielle Temperaturgradient nach Gleichung (3.1) gerade noch stabil, also positiv bleibt; Dabei sollen – bis Amplitude und vertikaler Wellenzahl – alle Welleneigenschaften erhalten bleiben. Dies bezeichnet man als Lindzens Sättigungshypothese.

McFarlane (1987) weist darauf hin, dass solche gesättigten Regionen durchaus mehrfach, in verschiedenen Höhen auftreten können. Die Dämpfung der Amplitude führt zu Konvergenzen in den Schwerewellenflüssen und damit zu einer nichtlinearen Wechselwirkung mit der Hintergrundströmung. Diese Wechselwirkung wird auch als Wellenantrieb bezeichnet.

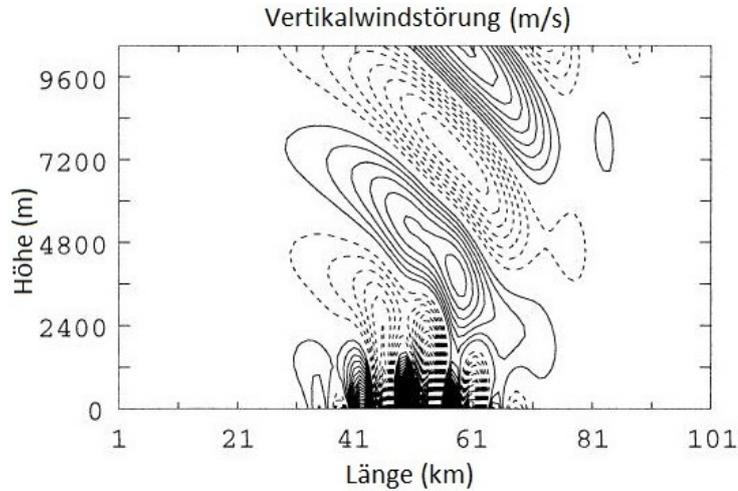
Im Extremfall verschwindet die Summe aus Phasengeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit. Die vertikale Wellenlänge geht dann gegen Null - die Wellenphasen verlaufen horizontal. Dies wird kritische Absorption oder Filterung genannt. Die Welle dissipiert in solchen Regionen vollständig.

### 3.2 Parametrisierung der orographischen Schwerewellenquellen

Im Gegensatz zur Amplitude von nGWs ist es möglich, die Amplitude von oGWs mit Hilfe einiger Annahmen zu bestimmen. Dieses Problem wird in den verschiedenen GCMs unterschiedlich gelöst, die grundlegende Vorgehensweise ist jedoch identisch.

Zunächst wird angenommen, dass die untere Randbedingung für die Vertikalwind-Störung durch den Überlapp vom mittleren Horizontalwind in Bodennähe  $U_0$  und dem Gradienten der orographischen Höhenfunktion bestimmt ist. Die Höhenfunktion wird im Wesentlichen durch die Amplitude – oder Rauigkeit – und die Geometrie der orographischen Störung bestimmt. Wie Abbildung 3.1 zeigt, werden Wellen, die an Hindernissen mit vergleichsweise kurzen horizontalen Ausdehnungen angeregt werden, schon in geringen Höhen gefiltert oder reflektiert. Die sich vertikal ausbreitende Welle folgt im wesentlichen der Einhüllenden der Störung. Dadurch motiviert kann die gesamte Störung hydrostatisch, im einfachsten Fall, mit einer Kosinusfunktion der Wellenlänge  $2\pi/k$  approximiert werden, deren Maximum in der Mitte der beschriebenen Störung liegt. Die trigonometrische Funktion entfällt bei der Mittelung über das Gebiet, dessen Ausdehnung etwa der halben Wellenlänge entsprechen sollte. Die charakteristische horizontale Wellenzahl  $k$  ist dementsprechend über die Auflösung definiert, wird aber üblicherweise als einstellbarer Parameter verstanden.

Um die Rauigkeit des Terrains unterhalb der horizontalen Auflösung des Modells zu bestimmen werden Filterungsalgorithmen verwendet. McFarlane (1987) nutzte dazu Kartenmaterial mit einer Winkelauflösung von 10 Bogenminuten. Die Höhendaten wurden über ein definiertes Gitter gemittelt und die Standardabweichung über jede Gitterzelle mit der statischen Rauigkeit  $h_s$  assoziiert. Nach Alexander et al. (2009) kann es notwendig sein, zusätzliche Korrekturen an  $h_s$  vorzunehmen, zum Beispiel um Inseln zu berücksichtigen, die deutlich kleiner als die Auflösung sind. Die im KMCM (siehe 4.1) verwendete Rauigkeitsverteilung orientiert sich an der von McFarlane (1987).



**Abbildung 3.1:** Analytische Lösung der Vertikalwind-Störung einer orographisch angeregten Welle für nicht-hydrostatische Modelle, entnommen aus Schär and Leuenberger (2002). Konturintervalle entsprechen 0,05 bzw. 0,09 m/s.

McFarlane (1987) führt sowohl für die statische Rauigkeit  $h_s$  als auch für die horizontale Wellenzahl  $k$  repräsentative Größen ein und versieht  $w'_0$  mit einem Effizienzfaktor, wodurch die Amplitude einstellbar wird. Wie Beispielrechnungen zeigen (ohne Abbildung), liegt bei Verdopplung, beziehungsweise Halbierung von  $h_s$  die absolute Änderung des Schwerewellenantriebes in der Größenordnung von 20% des Referenzwertes. Grund dafür ist der Einfluss der kritischen inversen Froudezahl  $f_c$  (zur Definition siehe Abschnitt 3.3). In dieser Arbeit wird der Effizienzfaktor ( $E$ ) direkt auf die Amplitude bezogen. Diese oder vergleichbare Bedingungen werden z.B. im ECHAM5 (Lott and Miller, 1997) mit dem Unvermögen der Strömung verbunden, komplett über die orographische Störung zu fließen und stattdessen teilweise seitlich auszuweichen (blocked flow). Hier ist aber schon die Annahme hinreichend, dass nur stabile Wellen abgestrahlt werden. Dadurch wird die statische Rauigkeit  $h_s$  wie folgt durch die effektive Rauigkeit ersetzt:

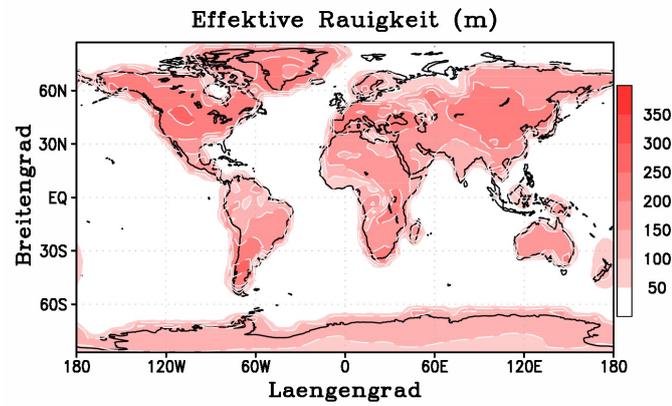
$$h = E \cdot \min \left[ h_s, f_c \cdot \frac{U_0}{N_0} \right] \quad (3.2)$$

Während  $h_s$  für eine feste Modellauflösung zu allen Zeiten gleich bleibt, hängt  $h$  von den aktuellen Hintergrund-Bedingungen am betrachteten Ort ab. Die effektive Rauigkeit

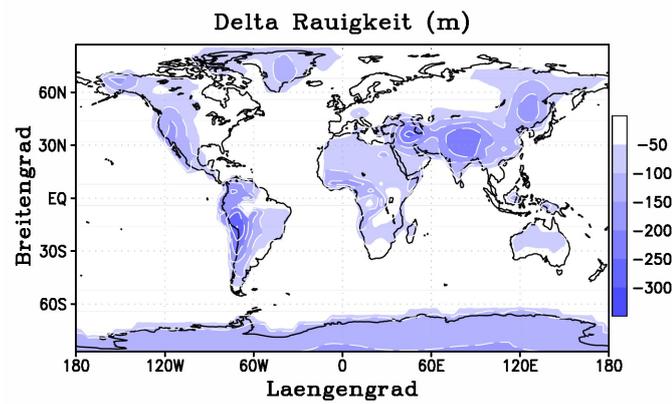
ist beispielhaft in Abbildung 3.2 für einen Winter (Dezember, Januar, Februar; DJF) dargestellt, sie wird für jeden Zeitschritt neu ermittelt. Die Differenz zwischen der statischen Rauigkeit  $h_s$  und der effektiven Rauigkeit  $h$  im Winter ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Es wird deutlich, dass die Wahl von  $f_c$ , neben der Amplitude an sich, insbesondere die Höhenverteilung variiert. Abbildung 3.4 zeigt den dynamisch induzierten Unterschied der effektiven Rauigkeit zwischen Sommer (Juni, Juli, August; JJA) und Winter; In mittleren und hohen Breiten der jeweiligen Winterhemisphäre wird  $h$  durch den stärkeren Bodenwind  $U_0$  vergrößert. Nach der Mittelung ergibt sich demnach für die Vertikalwind-Störung:

$$w'_0 = hkU_0 \quad (3.3)$$

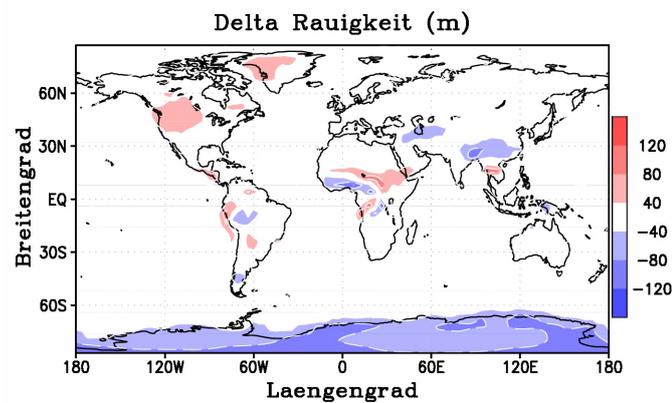
Dies ist eine der einfachsten Approximationen für orographische Schwerewellenquellen. Aufwendigere Ansätze, die unter anderem die Anisotropie der Orographie berücksichtigen, werden zum Beispiel von J.F. Scinocca (2000) und Lott and Miller (1997) vorgestellt. Der Ansatz von McFarlane (1987) zeichnet sich jedoch dadurch aus, dass er ein Minimum an einstellbaren Parametern enthält.



**Abbildung 3.2:** Effektive Rauigkeit nach Gleichung (3.2) im KMCM in einem beliebigen Winter (DJF).



**Abbildung 3.3:** Dynamisch induzierte Abweichung nach Gleichung (3.2) für  $h - h_s$  in einem beliebigen Winter (DJF).



**Abbildung 3.4:** Abweichung der effektiven Rauigkeit nach Gleichung (3.2) zwischen Winter (DJF) und Sommer (JJA).

### 3.3 Stabilitätsanalyse

Unter Verwendung der bereits in (2.7) benutzten thermodynamischen Bewegungsgleichung

$$(d_t + \alpha) \theta' = -w' \partial_z \Theta, \quad (3.4)$$

sowie der Lösung für die Vertikalwind-Störung (2.18) können nun mit dem Lindzen-Kriterium (3.1) konvektiv instabile Regionen identifiziert werden. Analog zu McFarlane (1987) werden höhere Ableitungen in  $\theta$  vernachlässigt und  $\partial_z \theta > 0$  vorausgesetzt, also die Trivillösung ausgeschlossen. Ebenfalls werden speziell Terme in  $\alpha$  vernachlässigt, die turbulente Wärmediffusion beschreiben, wie Fritts and Dunkerton (1985) für konvektiv instabile Regionen vorschlagen ( $Pr \approx \infty$ ). Damit vereinfacht sich Gleichung (3.4) im Sinne der Polarisationsgleichung (2.20) zu:  $(ikU) \theta' = -w' \partial_z \theta$ . Das Lindzen-Kriterium (3.1) vereinfacht sich unter Vernachlässigung von Termen der Ordnung  $\partial_z^2 \Theta$  zu:

$$\left\{ 1 - \left| i \frac{\partial_z w'}{kU} \right| \right\} \partial_z \theta \leq 0 \quad (3.5)$$

Dabei wurde  $c = 0$  gesetzt, wie für oGWs üblich. Um die vollzogenen Näherungen sowie unberücksichtigte Effekte zu kompensieren wird  $f_c$ , die kritische inverse Froudezahl, eingeführt und ersetzt die 1 in Gleichung 3.5. Wir erweitern Gleichung (3.5) mit  $1/\partial_z \Theta$ ; nach Einsetzen von  $w'$  ((2.18) und (3.3)) und Betragsbildung folgt dann:

$$\underbrace{h \frac{N}{U} \sqrt{\frac{\rho_0 U_0^2 m_0}{\rho U^2 m}}}_{f(z)} \cdot \underbrace{\exp \left[ - \int_{z_0}^z m_i dz' \right]}_{\Phi(z)} \geq f_c \approx 1 \quad (3.6)$$

Ist die Ungleichung (3.6) für eine Höhe  $z$  erfüllt, so muss dort von konvektiven Instabilitäten, also Dissipation von Wellenenergie ausgegangen werden. Durch die Definition der effektiven Rauigkeit (3.2) gilt auf Anregungsniveau offenbar immer  $f_0 \leq f_c$  und  $\Phi_0 = 1$ .

$f(z)$  entspricht im Grenzfall  $N^2/U^2 \gg 1/(2H)^2$  der von McFarlane (1987) eingeführten inversen Froudezahl. Sie ist der wichtigste einstellbare Parameter im hier vorgestellten Konzept.  $f(z)$  beeinflusst nicht nur empfindlich die Höhe in welcher oGWs dissipieren, sondern auch die Amplitude der Wellen (siehe (3.2)).

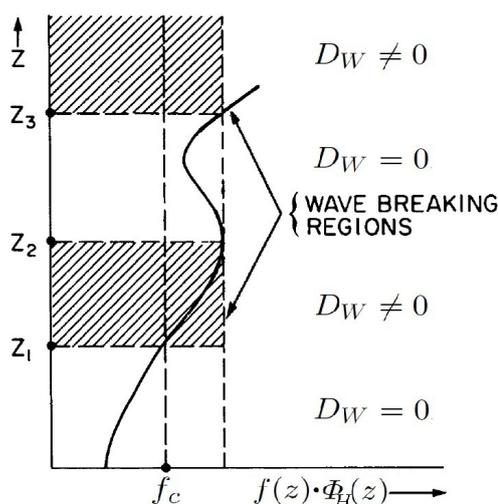
Im Gegensatz zu der Arbeit von McFarlane (1987) ergibt sich die Dämpfungsfunktion  $\Phi(z)$  bei der hier vorgestellten Rechnung ganz natürlich aus der Betragsbildung über die Vertikalwind-Störung und muss nicht nachträglich eingeführt werden (siehe auch Gleichung (2.26)).

### 3.3.1 Anwendung der Sättigungshypothese

Der grundlegende Mechanismus der hinter Schwerewellenbrechen vermutet wird, wurde bereits in Abschnitt 3.1 vorgestellt. Um diesem gerecht zu werden, muss bestimmt werden wie stark die welleninduzierte Turbulenz ist. Dazu wird der in Gleichung (2.6) eingeführte turbulente Vertikal-Diffusionskoeffizient zerlegt.

$$D(z) = D_H(z) + D_W(z) \quad (3.7)$$

$D_H$  beschreibt die durch den Hintergrundzustand vorgegebene Diffusivität, also etwa molekulare Diffusion, oder das Mischen durch Grenzschichtturbulenz.  $D_W$  repräsentiert die von den oGWs selbst erzeugte Diffusion. Dementsprechend kann auch die Exponentialfunktion zerlegt werden in  $\Phi(z) = \Phi_H \cdot \Phi_W$ .  $\Phi_H$  beschreibt die Dämpfung durch den Hintergrund,  $\Phi_W$  die durch Wellenbrechen. Bei konservativer Wellenausbreitung gilt demzufolge  $D = 0$  und damit insbesondere  $D_W = 0$ . Der Sättigungshypothese folgend wird nun angenommen, dass die oGWs in konvektiv instabilen Regionen genau soviel Wellenenergie turbulent dissipieren, dass die Welle gerade noch stabil ist; Damit gilt:  $f(z) \cdot \Phi(z) = f_c$ . Dies ist in Abbildung 3.5 veranschaulicht. Ebenfalls wird dort gezeigt, dass die nur durch den Hintergrund gedämpfte inverse Froudezahl mit wachsender Höhe immer die der letzten konvektiv instabilen Regionen übertreffen



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung der vertikalen Struktur der Sättigungsbedingung.  $f(z)$  ist die inverse Froudezahl,  $f_c$  die kritische inverse Froudezahl.  $\Phi_H$  beschreibt die Dämpfung durch den Hintergrund. Geändert, nach McFarlane (1987).

muss, damit die Welle abermals instabil wird. Dies wird genau durch

$$\Phi(z) = \frac{f_c}{f(z)} \quad (3.8)$$

verhindert.

Damit sind ebenfalls die Flüsse, die in Abschnitt 2.2.2 abgeleitet wurden, für jede Höhe bestimmt. Unter Verwendung der Gleichung (3.3) ergibt sich für den vertikalen Fluss von horizontalem Impuls:

$$\begin{aligned} F(z) &= \tilde{c}F_0 \cdot \Phi^2(z) \\ &= \tilde{c} \frac{kh^2}{2} \rho_0 m_0 U_0^2 \cdot \exp \left[ -2 \int_{z_0}^z \frac{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2}{m} \frac{D}{k|U|} dz' \right] \end{aligned} \quad (3.9)$$

Mit den Polaristaionsgleichungen (2.21) kann analog der Druckfluss  $F_p = -\rho U F(z)$  und der Fluss von potentieller Temperatur  $F_\Theta = \frac{k^2 U^2 N}{g} \Theta F(z)$  abgeschätzt werden, um somit alle Tendenzen (Gleichung (2.1) und (2.4)) zu ergänzen.

### 3.3.2 Skalenwechselwirkung durch Vertikaldiffusion

Ein Alleinstellungsmerkmal der vorgestellten Parametrisierung ist die Berücksichtigung der dem Problem zugrunde liegenden Skalenwechselwirkung, also aufgelöste Skalen, parametrisierte Schwerewellen und Turbulenz. Dazu ist es unumgänglich, die durch oGWs erzeugte turbulente Diffusion zu bestimmen. Klassische Parametrisierungen begnügen sich mit der Lösung (3.8), die Diffusion  $D_W$  wirkt dort ausschließlich auf die oGWs, auch wird die Hintergrunddiffusion  $D_H$  in der Parametrisierung ignoriert.

Da die Hintergrunddiffusion, sowie  $\Phi_0$  bekannt sind, ist es möglich  $\Phi_W(z)$  iterativ – von  $z_0$  bis  $z$  – für alle Höhen zu bestimmen. Für  $z > z_0$  gilt unter der Voraussetzung schwacher Dämpfung:

$$\Phi(z) = \Phi_H(z) \Phi_W(z - \Delta z) \cdot \left[ 1 - \int_{z-\Delta z}^z \frac{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2}{m} \frac{D_W(z)}{kU} dz' \right] \quad (3.10)$$

Im Sinne von Abschnitt 4.1 ist damit auch  $D_W(z)$  für alle Schichten mit nichtverschwindendem Abstand  $\Delta z$  bestimmt.

$$D_W(z) = \left( \Delta z \cdot \frac{(m(z)^2 + \frac{1}{4H(z)^2})^2}{k m(z) U(z)} \right)^{-1} \cdot \left( 1 - \frac{\Phi(z)}{\Phi_H(z) \Phi_W(z - \Delta z)} \right) \quad (3.11)$$

Für  $N = \text{konstant}$ ,  $D_H \equiv 0$ ,  $f_c = 1$  und  $N^2/(U - c)^2 \gg 1/(4H^2)$  stimmt dieses Ergebnis mit dem von Lindzen (1981, Formel (17)) überein.

## 4 Einfluss orographischer Schwerewellen im KMCM

In den vorherigen Abschnitten wurde eine neue Parametrisierung für orographische Schwerewellen in GCMs vorgestellt. Dazu wurde der Einfluss der turbulenten Vertikal-Diffusion, insbesondere der Grenzschicht, auf die oGWs, sowie die Rückwirkung der durch oGWs erzeugten turbulenten Diffusion auf alle anderen Skalen berücksichtigt. Um die Parametrisierung zu überprüfen und den Einfluss der einzelnen Erweiterungen zu evaluieren, wurden verschiedene Experimente mit dem KMCM gemacht.

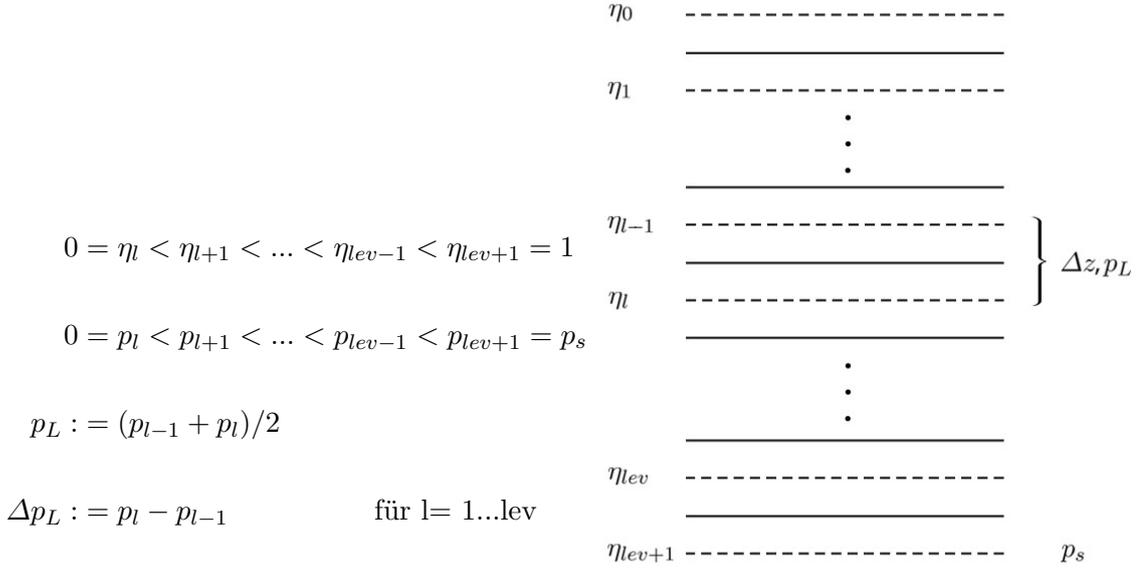
### 4.1 KMCM

Um den Einfluss von oGWs unter Berücksichtigung der zugrundeliegenden Skalenwechselwirkungen zu überprüfen, wird das KMCM verwendet. Das KMCM ist ein mechanistisches Modell der atmosphärischen Zirkulation (Simple General Circulation Model, SGCM), beschreibt diese also unter idealisierten physikalischen Bedingungen. Die prognostischen Variablen sind horizontale Divergenz und Wirbelstärke, Temperatur und Oberflächendruck.

Wie Becker (2003) schreibt, sind die grundlegenden numerischen Verfahren:

- vertikale Diskretisierung nach Simmons and Burridge (1981)
- horizontale Darstellung in Kugelflächenfunktionen nach Machenhauer and Rasmussen (1972)
- semi-impliziter Zeitschritt nach Asselin (1972); Hoskins and Simmons (1975)

Da in der vorgestellten oGW-Parametrisierung horizontale Kopplungen vernachlässigt werden (Säulenapproximation), ist die vertikale Diskretisierung von besonderer Bedeutung. Im KMCM werden geländeverfolgende Hybridkoordinaten verwendet. Es werden zunächst Halbschichten (Index  $l$ )  $\eta_l$  definiert, wobei  $\eta_l = 1$  am Boden und  $\eta_l = 0$  in der obersten



**Abbildung 4.1:** Vertikale Schichtung im KMCM. Gestrichelte Linien entsprechen den Halbschichten  $\eta_l$ , durchgezogene Linien den Vollschichten.

Modellschicht gesetzt wird. Den so definierten Schichten werden dann die entsprechenden Drucklevel  $p_l$  zugeordnet. Die assoziierten Drücke  $p_L$  auf Vollschichten (Index L), bzw. Differenzen, werden zwischen den jeweiligen Halbschichten definiert, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Alle prognostischen Variablen werden auf vollen Schichten berechnet, indem die Tendenzen über die benachbarten Halbschichten ausgewertet werden. Dies erlaubt eine Drehimpuls- und Energieerhaltende Formulierung des dynamischen Kerns. Die aufgelöste Orographie wird gemäß der Arbeit von Simmons and Jiabin (1991) berücksichtigt, wobei die Referenztemperatur der der Arbeit von Becker (2003) entspricht. Es werden idealisierte latente Wärmequellen verwendet. Zusätzlich zu den in Becker (2003) beschriebenen Charakteristika enthält die verwendete Version des KMCM ein kontinuierliches Strahlungstransferschema nach Knöpfel and Becker (2011). Subskalige nicht-orographische Schwerewellen (nGWs) werden mit einer erweiterten „Doppler-spread“-Parametrisierung (DSP), gemäß Becker and McLandress (2009), beschrieben. Die axiomatische, konsistente Grenzschichtdiffusion und Horizontaldiffusion sind in Becker (2003) beziehungsweise

Becker and Burkhardt (2007) beschrieben. Um die konsistente Skalenwechselwirkung der parametrisierten GWs zu vervollständigen, wurde das Modell im Rahmen dieser Arbeit um das oGW-Schema von McFarlane (1987) erweitert, bei dem zusätzlich die Energiedeposition und die turbulente Diffusion berücksichtigt wurde.

## 4.2 Modelkonfigurationen

Die verwendete Version des KMCM wurde in Abschnitt 4.1 bereits kurz vorgestellt. Sie wurde mit einer konventionellen Auflösung von T32 betrieben, das heißt, die horizontale Auflösung entspricht etwa 400 km, die kleinste aufgelöste Wellenlänge liegt also im Bereich von 1200 km. Entsprechend wird die horizontale Wellenlänge der oGWs im Sinne von Abschnitt 2.2.4 und 3.2 gewählt. Vertikal wurden 70 Hybridschichten verwendet, von der Grenzschicht bis in 120 km Höhe. Zunächst wird der Hintergrundwind ausgewertet. Ist in einer Säule die Filterbedingung ( $U = 0$ ) erfüllt, wird nur bis zu maximal dieser Höhe gerechnet. Die relevanten Flüsse und die Vertikal-Diffusion der oGWs werden auf der untersten Modellschicht initialisiert und kontinuierlich über alle Höhen berechnet, bis die Wellenenergie entweder vollständig dissipiert, oder die Welle gefiltert wurde. Es wird also auf keinen unbenötigten Schichten gerechnet.

Das vorgestellte Schema rechnet nur mit einer monochromatischen Welle, der Hintergrundwind  $U$  hat dementsprechend den Betrag  $U = \sqrt{u^2 + v^2}$ , wobei  $u \cdot \vec{e}_x$  und  $v \cdot \vec{e}_y$  der Zonalbeziehungsweise Meridionalwind sind. Entsprechend werden die Flüsse nach ihrer Berechnung in die x- und y-Komponente zerlegt. Dies macht die verwendete Parametrisierung sehr effizient (es wird wenig Rechenzeit benötigt).

Für GW-Parametrisierungen in GCMs wird üblicherweise ein stabiler Hintergrund vorausgesetzt, da kleinskalige Instabilitäten durch die jeweilige Turbulenzparametrisierung behandelt werden und nicht durch Schwerewellenbrechen. Im KMCM wird die Hintergrundstabilität, repräsentiert durch die quadratische Brunt-Vaisala-Frequenz (BVFq), bis zu einem Mindestwert  $N_{min}^2$  aus dem Modellzustand berechnet und verwendet:

$$N^2 = \max \left[ N_{Modell}^2, N_{min}^2 \right]$$

Unterschreitet  $N_{Modell}^2$  jedoch einen kritischen Wert  $N_{krit}^2 \ll N_{min}^2$  wird ein konvektiv instabiler Hintergrund angenommen und die parametrisierte orographische Schwerewelle gefiltert.

In Tabelle 4.1 sind alle verwendeten Parameter zusammengefasst. Da die effektive Rau-

$f_c$	$E$	$k$	$N_{min}^2$	$N_{krit}^2$
0,5	0,8	$\frac{2\pi}{400\text{km}}$	$4 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-2}$

**Tabelle 4.1:** Zusammenfassung der verwendeten Schwerewellenparameter: kritische inverse Froudezahl  $f_c$ , Effizienzfaktor  $E$ , horizontale Wellenzahl  $k$ , Mindestwert der BVFq  $N_{min}^2$  und kritische BVFq  $N_{krit}^2$ .

igkeit  $h$  und die horizontale Wellenzahl  $k$  im wesentlichen über die Auflösung definiert sind,  $N_{krit}^2$  auch vernachlässigt werden kann und für  $N_{min}^2$  ein charakteristischer Wert zu wählen ist, bleibt  $f_c$  der einzige echte einstellbare Parameter. Auch der Effizienzfaktor  $E$  für die effektive Rauigkeit kann vernachlässigt werden, ist aber derzeit noch im Modell enthalten.

Um die Einflüsse der verschiedenen Neuerungen zu untersuchen, wurden verschiedene Modellläufe aufgesetzt. Es handelt sich jeweils um freie Integrationen, die vom selben Anfangszustand (Modell-Zustandsvektor) starten. Nachdem das Modell „eingeschwungen“ ist, wird derart gemittelt, dass nur klimatische Unterschiede zwischen den Läufen verglichen werden. Es zeigt sich, dass dies zu statistisch robusten Ergebnissen führt, wenn über jeweils acht Winter (Dezember, Januar, Februar; DJF), beziehungsweise acht Sommer (Juni, Juli, August; JJA) gemittelt wird. Dies wird im Weiteren als „Wintermittel“, beziehungsweise „Sommermittel“ bezeichnet.

Name	Kürzel	oGWs	Kopplung	Rückkopplung
Kontrolle	C	X	X	X
Diffusionsfrei	D	X	X	
Hintergrundfrei	H	X		X
Klassisch	HD	X		
Vergleich	V			

**Tabelle 4.2:** Zusammenfassung der verschiedenen Modellläufe und den enthaltenen Effekten. Kopplung bezieht sich auf die Berücksichtigung von  $D_H$ , Rückkopplung auf  $D_W$ .  $X$  zeigt an, dass das jeweilige Merkmal enthalten ist.

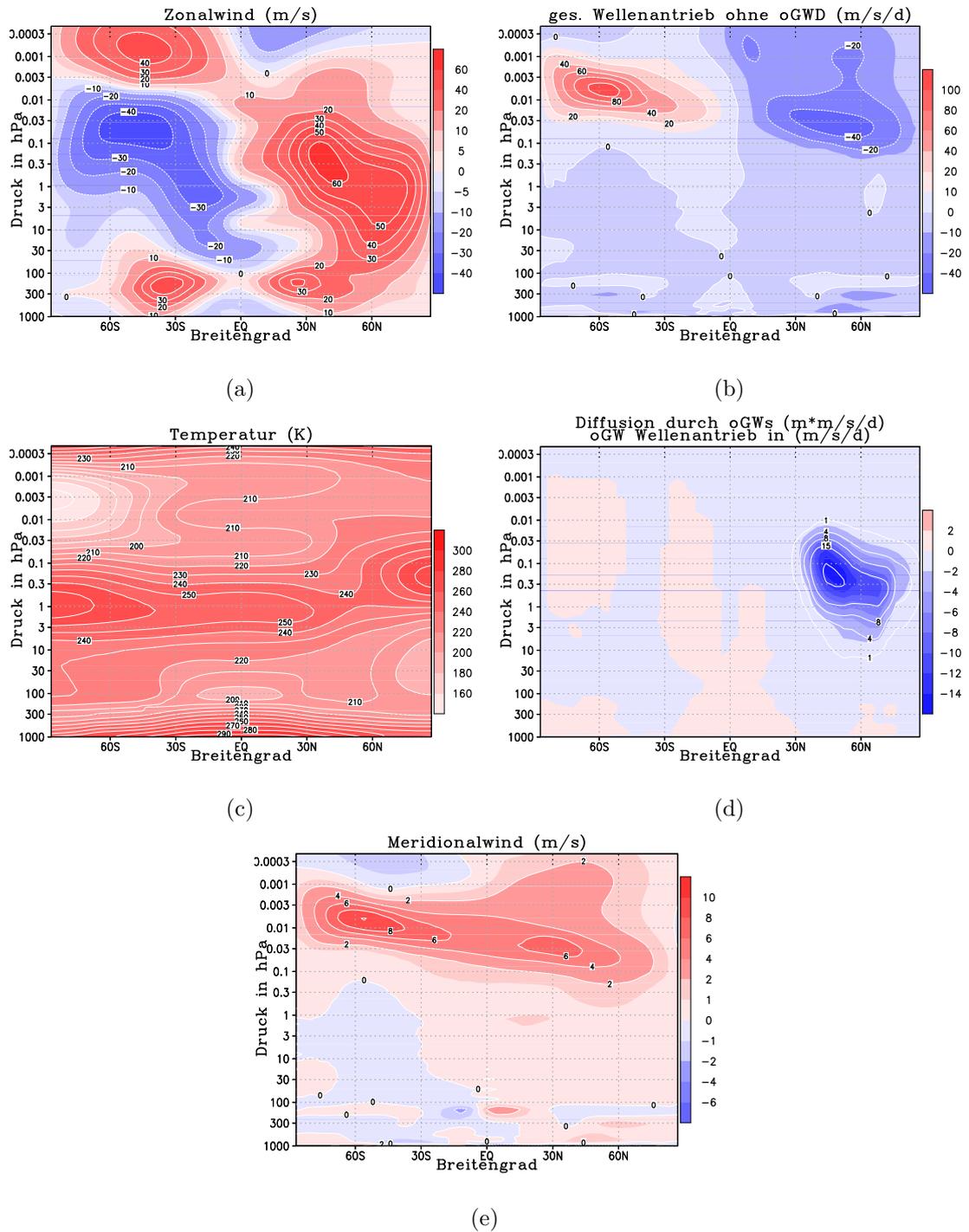
Tabelle 4.2 zeigt die Charakteristika der 5 Läufe. Ein „X“ zeigt an, dass ein Merkmal erfüllt ist. So ist beispielsweise in allen Läufen ausser „V“ eine oGW-Parametrisierung enthalten. Das Merkmal „Kopplung“ zeigt an, ob die Auswirkung der Hintergrunddiffusion auf die oGWs berücksichtigt wurde, „Rückkopplung“ ob die oGW-induzierte Diffusion auf die Dynamik und die nGW-Parametrisierung wirkt. Die Parametrisierung in Lauf „HD“ entspricht der klassischen Arbeit von McFarlane (1987), bei der lediglich die Impulsdeposition der oGWs in den Gleichungen des GCMs berücksichtigt wird.

### 4.3 Ergebnisse

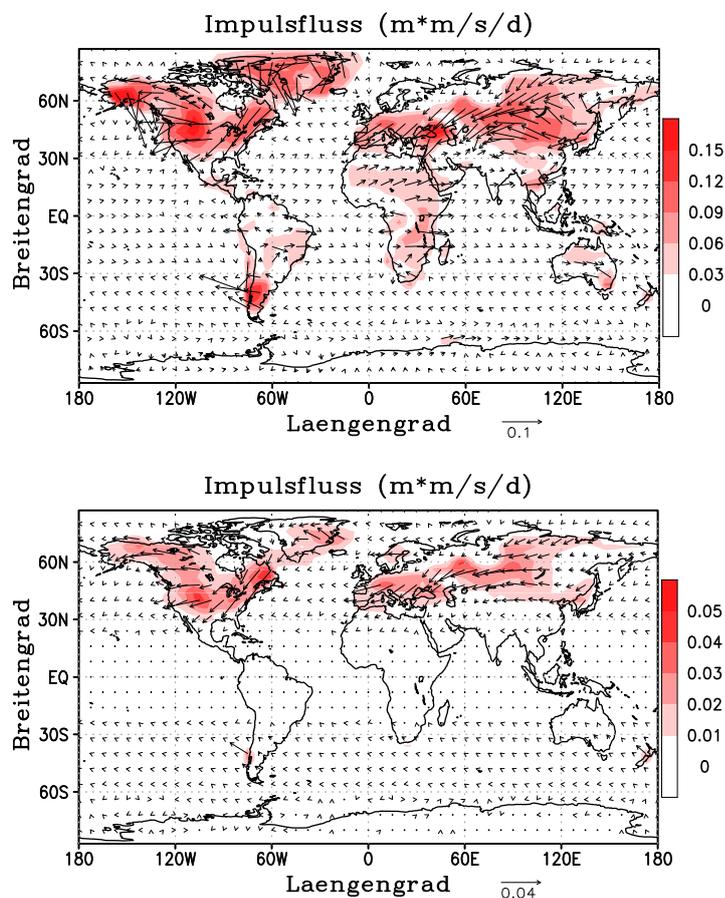
Im Weiteren werden die Ergebnisse der unterschiedlichen Simulationen vorgestellt und verglichen. Abbildung 4.2 fasst die Klimatologie im Wintermittel des Kontrolllaufes zusammen. Dieser wird zuerst gezeigt, da er als Referenz für alle weiteren Simulationen dient. Es werden immer zonale Mittel gezeigt. In Abbildung 4.2 (a) und (d) sind jeweils nur die zonale Komponente des Windes, beziehungsweise des Schwerewellenantriebes zu sehen. Der gesamte Schwerewellenantrieb ist die Eliassen-Palm-Fluss-Divergenz plus der Antrieb durch parametrisierte Wellen, siehe Becker (2011). Abbildung 4.2 (d) ist in sofern eine Ausnahme, dass die Konturen die durch die oGWs erzeugte turbulente Vertikaldiffusion darstellt, während die Farbschattierungen die zonale Impulsdeposition (Wellenantrieb) durch oGWs (oGWD) zeigen.

Der Wellenantrieb in Abbildung 4.2 (b) setzt sich aus der gesamten Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses, also dem Antrieb durch aufgelöste Wellen, sowie dem Antrieb durch parametrisierte nGWs zusammen. Der Vergleich der Teilabbildungen 4.2 (b) und (d) zeigt, dass oGWs in geringeren Höhen als beispielsweise die nGWs dissipieren, welche den Wellenantrieb in der Mesosphäre dominieren. Dadurch beeinflussen oGW-induzierte Änderungen in der Stratosphäre (Wind, Vertikaldiffusion), auch die Mesosphäre, da so indirekt die nGWs beeinflusst werden.

In Abbildung 4.2 (e) wird der Meridionalwind gezeigt. Die residuelle Zirkulation ist in der Mesosphäre klar vom Sommer- zum Winterpol gerichtet, als weiteres Merkmal kann man klar die Äste der Hadley-Zirkulation um die äquatoriale Tropopause erkennen. Abbildung 4.2 (c) zeigt die zonal gemittelte Temperatur; die Tropopause, Stratopause beziehungsweise Mesopause liegen Breitengradabhängig bei circa. 10 km, 50 km und 85 km.



**Abbildung 4.2:** Zonal gemittelte Klimatologie der Kontrollsimulation (C) im Wintermittel (DJF): (a) Zonalwind, (b) gesamter Wellenantrieb ohne oGWD, (c) Temperatur, (e) residueller Meridionalwind und (d) vertikaler Diffusionskoeffizient durch oGWs (Konturen) sowie oGW Wellenantrieb in (Farbschattierungen). In (a), (b),(c) und (e) zeigen Farbschattierungen und Konturen jeweils dieselbe Größe.



**Abbildung 4.3:** Vertikaler Fluss von Horizontalimpuls im selben Winter (DJF) wie in Abbildung 3.2, transportiert durch oGWs. Oben in der untersten Modellschicht ( $\eta = 0,99$ ), unten bei 100hPa (ca. 18 km). Farbschattierungen entsprechen den aufaddierten Beträgen der x- und y-Komponente. Die Farbskalen unterscheiden sich um den Faktor drei.

Die Abbildungen 4.3 zeigen ein Wintermittel des Impulsflusses, der von den oGWs transportiert wird, in der untersten Modellschicht ( $\eta = 0,99$ ), sowie bei etwa 100 hPa (ca. 18 km). Da nicht nur die effektive Rauigkeit (Abbildung 3.2), sondern auch der bodennahe Wind in die Berechnung eingehen, sind statische Rauigkeit und Impulsfluss nicht streng korreliert. Der Vergleich der beiden Höhengniveaus belegt, was schon in den Teilabbildungen 4.2 (a) und (d) gezeigt wird: Die oGWs können sich aufgrund der Hintergrundbedingungen (Windumkehr in der sommerlichen Stratosphäre) nur in der Winterhemisphäre effizient in die mittlere Atmosphäre ausbreiten, dementsprechend findet sich dort der wesentliche

Wellenantrieb pro Masse.

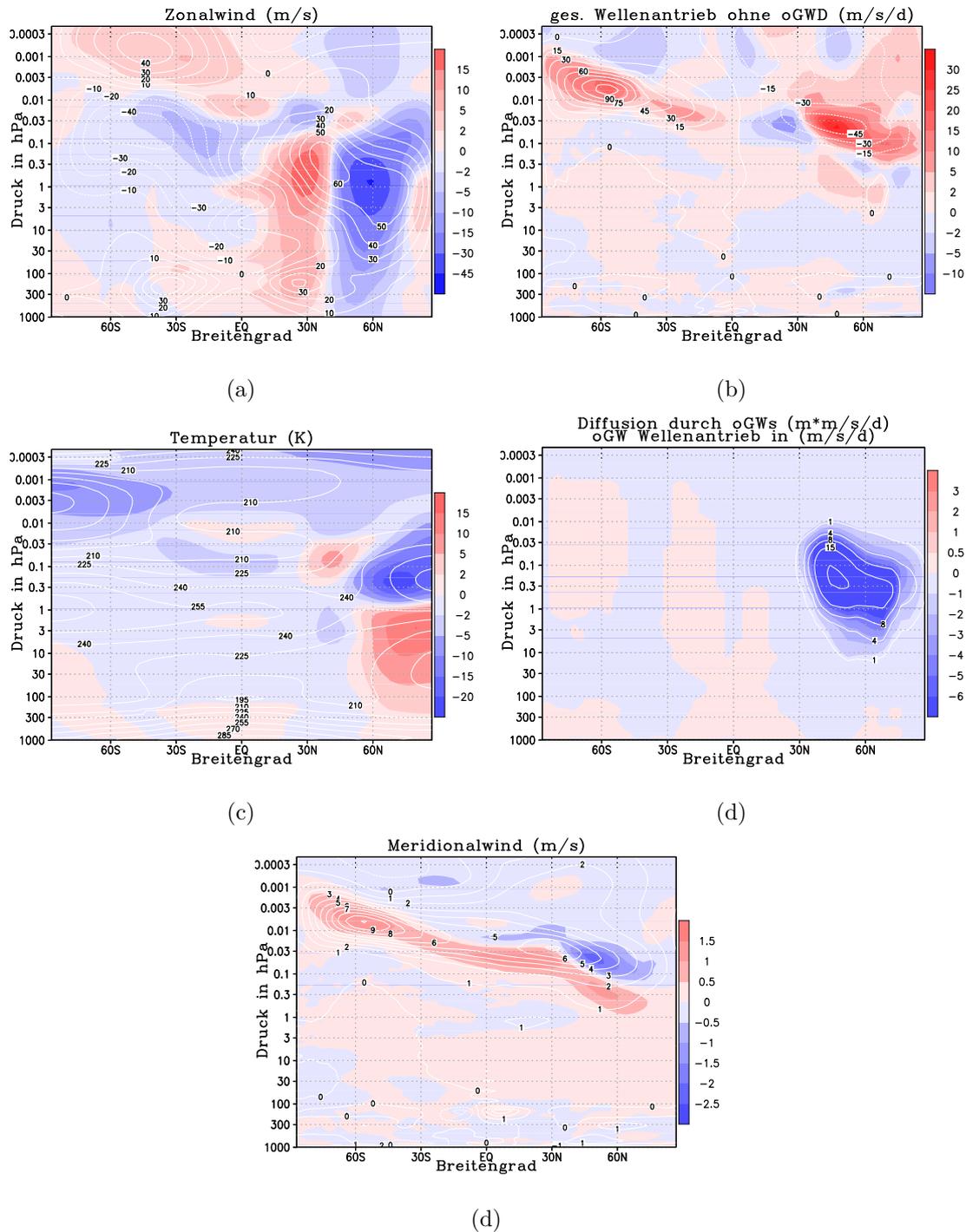
#### 4.3.1 Einfluss der oGW-Parametrisierung

Die Einführung von oGWs in ein GCM hat signifikante Auswirkungen, wie man den Abbildungen 4.4 entnehmen kann. Die vergleichsweise kleine Störung des Stratosphärenjets durch oGW-Antrieb und Vertikaldiffusion zieht eine Variation in der Ausbreitung der planetaren Rossby-Wellen (ohne separate Abbildung, enthalten in Teilabbildung 4.4 (b)) nach sich. Dies induziert eine Abschwächung des westwärts gerichteten Wellenantriebes in der polaren Wintermesosphäre. McLandress et al. (2012) hat festgestellt, dass die Änderung im Ausbreitungsverhalten der planetaren Wellen dabei hochgradig nichtlinear ist.

Durch die Änderung des Wellenantriebes wird der mesosphärische Ast der residuellen Zirkulation global nach unten verschoben (Abbildung 4.4 (d)). Dies führt zu einer polseitigen Erwärmung (Abkühlung) der polaren Stratosphäre (Mesosphäre). Dies ist ein Teil des Effektes der in Abbildung 4.4 (c) zu sehen ist.

Der thermisch balancierte Zonalwind (Teilabbildung 4.4 (a)) wird entsprechend den veränderten Temperaturgradienten polseitig (äquatorseitig) von ca. 40° Nord abgeschwächt (verstärkt). Die veränderten Filterbedingungen führen dazu, dass sich der Wellenantrieb durch parametrisierte und aufgelöste nGWs in Richtung Äquator verschiebt, was den Effekt verstärkt. Der Haupteffekt ist dabei auf die parametrisierten nGWs zurückzuführen und in den mittleren Breiten der Wintermesosphäre lokalisiert.

Die Abbildungen 4.4 sind als Ergebnis dieser Ereigniskette zu verstehen. Es ist ebenfalls erkennbar, dass diese Störung der Winterhemisphäre – denn oGWs wirken im wesentlichen nur dort – auch Einfluss auf die Sommerhemisphäre hat. Dieser ist auf die Mesosphäre und untere Thermosphäre beschränkt. Dieses Muster entspricht nicht der interhemisphärischen Kopplung, wie sie von Körnich and Becker (2010) beschrieben wurde, da die Vorzeichen der Änderungen in der polaren winterlichen Atmosphäre nicht zu denen am Äquator, beziehungsweise am Sommerpol passen.



**Abbildung 4.4:** Farben zeigen die Zonal gemittelte Änderung (C-V) durch die Einführung der oGW-Parametrisierung im Wintermittel (DJF): (a) Zonalwind, (b) gesamter Wellenantrieb ohne oGWD, (c) Temperatur, (d) oGWD und (e) Meridionalwind. Konturen in (a), (b), (c) und (e) zeigen die zonal gemittelte Klimatologie von C im Wintermittel (DJF). Die Kontur in (d) die Änderung der Vertikaldiffusion durch oGWS. Da der Vergleichslauf keine oGWs enthält, ist Abbildung (d) identisch mit der des Kontrolllaufes.

### 4.3.2 Relative Rolle von Kopplung und Rückkopplung

Die im vorherigen Abschnitt gezeigten Effekte können als die Summe der eingeführten Neuerungen (Kopplung und Rückkopplung) verstanden werden. Es wird nun untersucht, welche Mechanismen hinter den einzelnen Prozessen stecken.

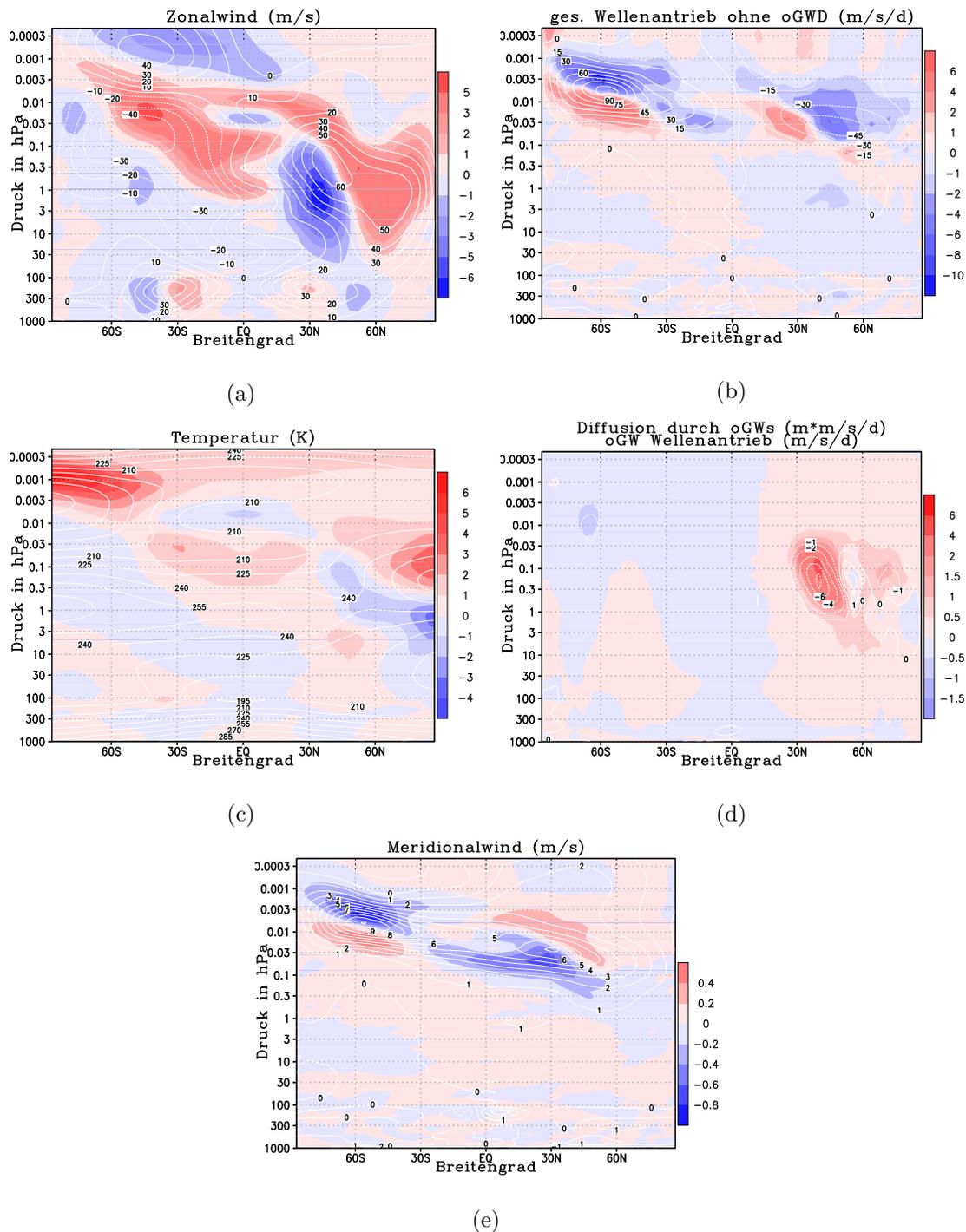
Zunächst wird die Kopplung der oGWs an die Vertikaldiffusion des Hintergrundes betrachtet, also die Unterschiede zwischen dem Kontrolllauf (C) und dem Lauf ohne Berücksichtigung der Vertikaldiffusion des Hintergrundes (H). Wie aus Abbildung 4.5 (d) ersichtlich ist, ändert die zusätzliche Dämpfung der oGWs durch die Hintergrunddiffusion nicht deren Ausbreitungsverhalten; der transportierte Impuls wird in der gleichen Höhe deponiert wie im Kontrolllauf. Lediglich die Amplitude wird beeinflusst, so dass der Betrag des Antriebes und die erzeugte Turbulenz in der Stratopausenregion verringert wird, nicht jedoch deren Lage. Dies führt zu einer leichten Abschwächung der in Abschnitt 4.3.1 diskutierten Effekte. Da der oGWD westwärts gerichtet ist (negatives Vorzeichen), führt dies zu einer positiven Differenz in Abbildung 4.5 (d).

Entsprechend kann um die Winterstratopause ein gegenläufiger Trend im Wellenantrieb sowie Wind und Temperatur beobachtet werden. Die residuelle Zirkulation in der Wintermesosphäre wird durch Berücksichtigung des Kopplung – also in der Kontrollsimulation (C) – leicht nach oben verschoben.

In der sommerlichen mittleren Atmosphäre sind die Auswirkungen entgegengesetzt:

Die Windumkehr in der Mesosphäre (zwischen 0.01 und 0.003hPa) wird nach oben verschoben. Dies führt dazu, dass insbesondere nGWs früher gefiltert werden und ihren ostwärts gerichteten Impuls dementsprechend tiefer in der Atmosphäre deponieren (siehe Abbildung 4.5 (b)). Die abgesenkte residuelle Zirkulation in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre sorgt für eine Erwärmung der äquatorialen Stratopause sowie der polaren Mesosphäre und unteren Thermosphäre. Der Grund dafür könnte eine leichte Abschwächung des durch nGWs in die Mesosphäre transportierten Impulses sein, hervorgerufen durch die zusätzliche Dämpfung der nGWs durch die in der Troposphäre dissipierenden oGWs.

Der Grund für die Lageänderung des Troposphärenjets, der leicht in Richtung Äquator verschoben wird, ist unklar. Es kann sich dabei um interne Variabilität handeln.



**Abbildung 4.5:** Farben zeigen die Zonal gemittelte Änderung (C-H) durch die Berücksichtigung der Kopplung im Wintermittel (DJF): (a) Zonalwind, (b) gesamter Wellenantrieb ohne oGWD, (c) Temperatur, (d) oGWD und (e) Meridionalwind. Konturen in (a), (b), (c) und (e) zeigen die zonal gemittelte Klimatologie von C im Wintermittel (DJF). Die Kontur in (d) zeigt die Änderung der Vertikaldiffusion durch oGWS.

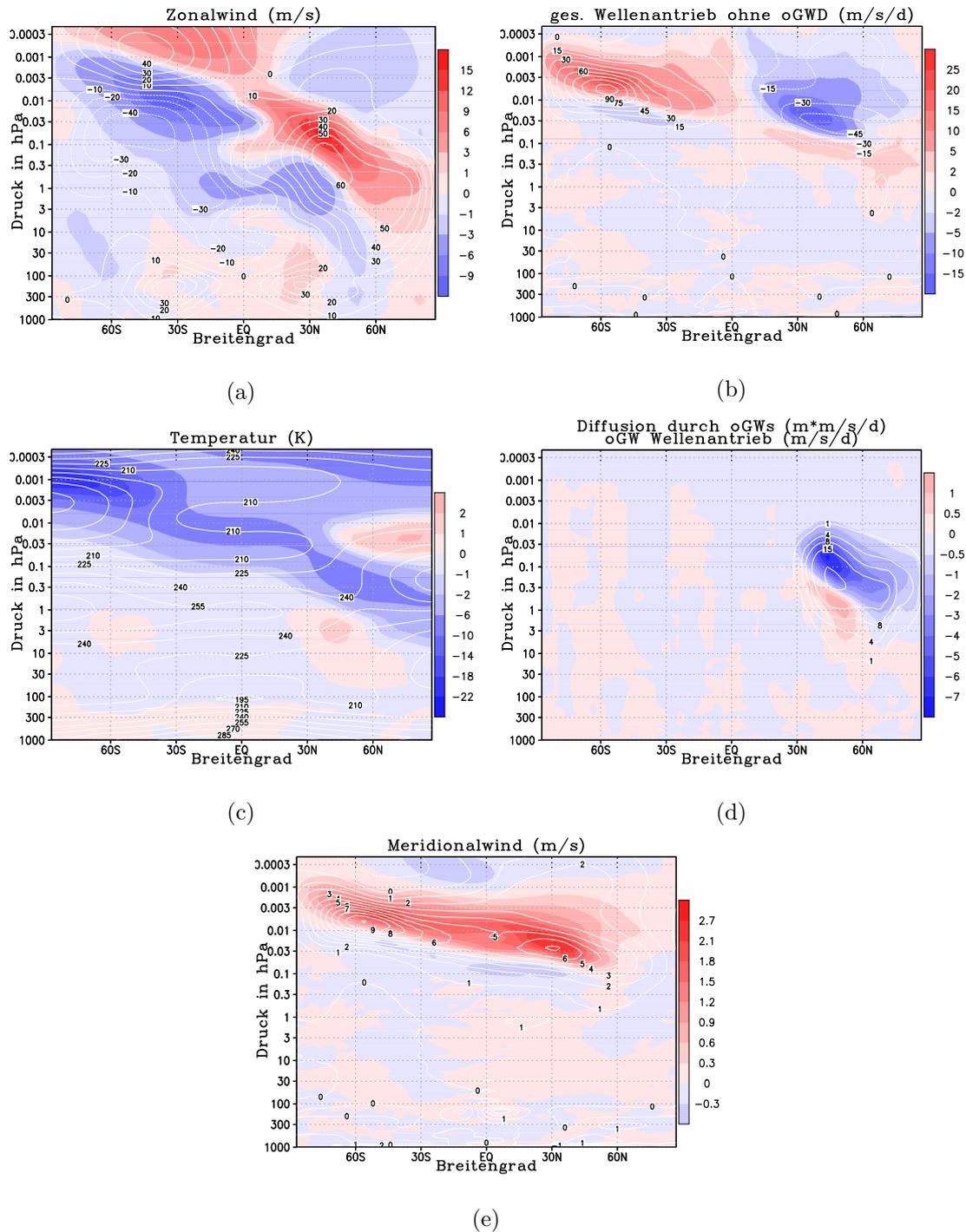
Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Änderungen durch die Berücksichtigung der Kopplung sind die Effekte, die durch Berücksichtigung der Rückkopplung hervorgerufen werden, anderer Natur:

Erwartungsgemäß beeinflusst die Rückkopplung nicht die Amplitude der oGWs, da die Dämpfung dieselbe bleibt. Jedoch sind Auswirkungen auf die Ausbreitungsbedingungen für alle betroffenen Wellenfraktionen zu erwarten.

Die Abbildungen 4.6 vergleichen den Kontrolllauf (C) mit dem Lauf ohne Berücksichtigung der durch oGWs erzeugten Vertikaldiffusion (D).

Wie Abbildung 4.6 (a) zeigt, verringert die zusätzliche Vertikaldiffusion in der Kontrollsimulation (C) den vertikalen Windgradienten im Bereich der Winterstratopause. Entsprechend brechen die oGWs erst später und der oGWD wird nach oben verlagert, wie in Abbildung 4.6 (d) zu sehen ist. Das führt auch zu einer Verstärkung des Wellenantriebes, da dieser (bei gleicher Impulsflusskonvergenz  $\partial_z \vec{F}$ ) invers von der Dichte abhängig ist.

Ebenso werden die anderen atmosphärischen Wellen vom veränderten Hintergrundwind beeinflusst. Auch sie brechen nun höher in der Winterhemisphäre, wie Abbildung 4.6 (b) zeigt. Dieser Effekt wird sogar noch verstärkt, da die dadurch vergrößerte residuelle Zirkulation zu einer Abkühlung (Erwärmung) der polaren Winterstratosphäre (Wintermesosphäre) führt und damit zu einer Verstärkung der zonalen Zirkulation. Dies induziert eine Abkühlung der äquatorialen Mesosphäre. Die aus dem verringerten Temperaturgradienten – zwischen der sommerlichen und äquatorialen Mesosphäre – resultierende Änderung der thermisch balancierten zonalen Winde führt dazu, dass sich die nGWs nun höher ausbreiten. Dies hat eine Abkühlung der sommerlichen Mesosphäre und unteren Thermosphäre zur Folge. Dieser Mechanismus entspricht der von Körnich and Becker (2010) beschriebenen interhemisphärischen Kopplung; im Gegensatz zu Abbildung 4.6 ist die Temperaturänderung in der sommerlichen Mesosphäre und unteren Thermosphäre und über dem Äquator negativ und passt damit zur Abkühlung (Erwärmung) der winterlichen polaren Stratosphäre (Mesosphäre).



**Abbildung 4.6:** Farben zeigen die Zonal gemittelte Änderung (C-D) durch die Berücksichtigung der Rückkopplung im Wintermittel (DJF): (a) Zonalwind, (b) gesamter Wellenantrieb ohne oGWD, (c) Temperatur, (d) oGWD und (e) Meridionalwind. Konturen in (a), (b), (c) und (e) zeigen die zonal gemittelte Klimatologie von C im Wintermittel (DJF). Die Kontur in (d) die Änderung der Vertikaldiffusion durch oGWs. Da der diffusionsfreie Lauf keine Vertikaldiffusion durch oGWs enthält, ist die Kontur in Abbildung (d) identisch mit der des Kontrolllaufes.

Während also die Kopplung im Wesentlichen die Amplitude variiert, ändert die Rückkopplung die Ausbreitungsbedingungen. Der Vergleich der Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigt, dass die induzierten Effekte in Wind, Wellenantrieb, Temperatur und Meridionalwind durch Berücksichtigung der beiden verschiedenen Erweiterungen in der Sommerhemisphäre gegenläufig sind. Im Gegensatz dazu haben die Änderungen in der Winterhemisphäre das gleiche Vorzeichen, mit Ausnahme der deutlichen Abkühlung der gesamten Thermosphäre im Rückkopplungs-Experiment. Der quantitative Einfluss der Rückkopplung ist generell größer als der Einfluss der Kopplung. Grund dafür ist die stärkere Wirkung auf den Grundstrom und damit die effizientere Beeinflussung der aufgelösten und parametrisierten Wellen.

#### 4.3.3 Unterschiede zur klassischen Parametrisierung

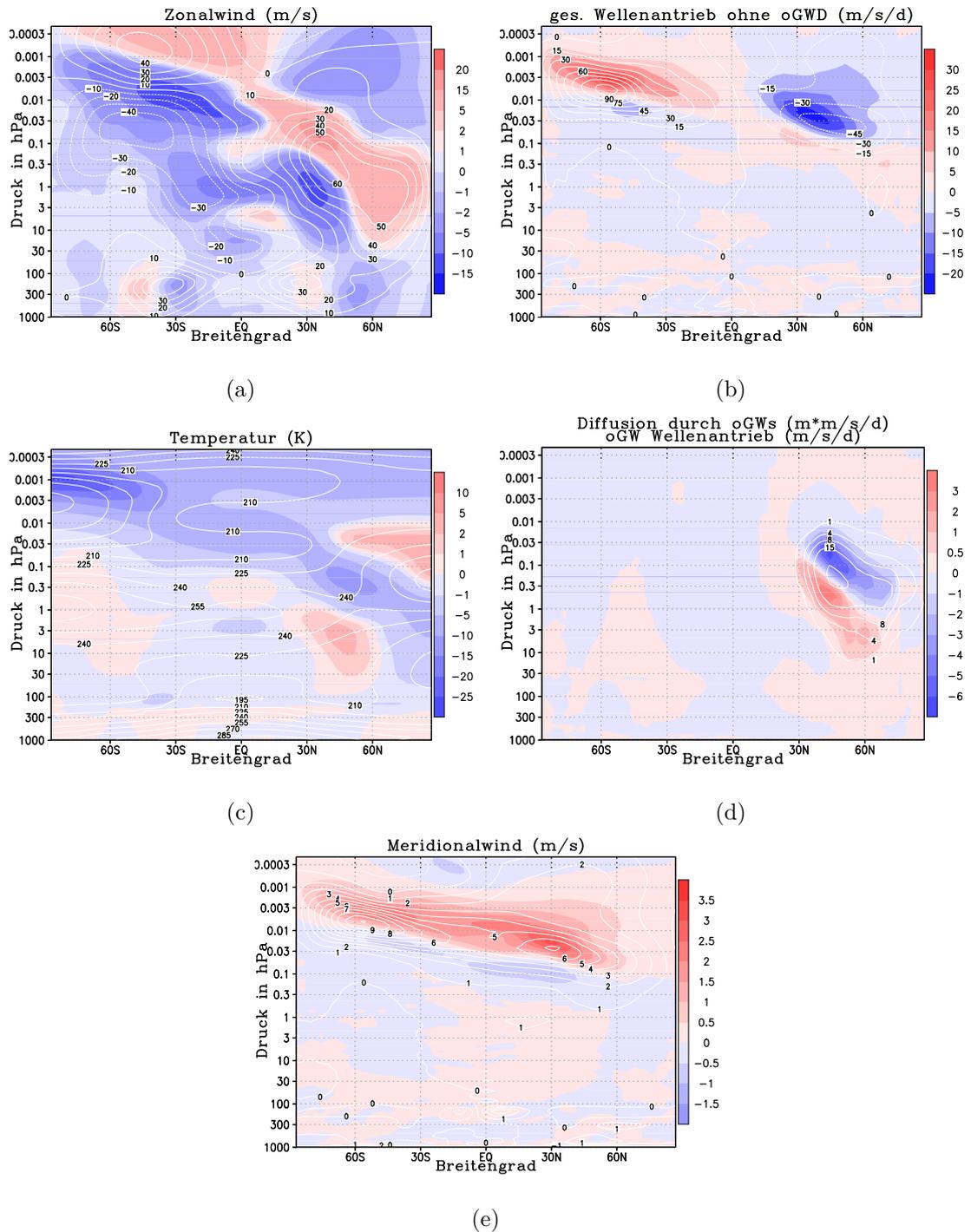
In diesem Abschnitt wird die erweiterte Parametrisierung mit der klassischen (McFarlane, 1987) verglichen.

Da diese weder Kopplung noch Rückkopplung hinsichtlich der Vertikaldiffusion enthält, ist eine Kombination der bereits in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Effekte zu erwarten. Wie in den Abbildungen 4.7 zu sehen ist, trifft dies auch zu. Sie vergleichen den Kontrolllauf (C) mit dem klassischen Lauf (HD), der weder die durch oGWs erzeugte Vertikaldiffusion, noch die Auswirkung der Hintergrund-Vertikaldiffusion auf die oGWs berücksichtigt. Da, wie oben festgestellt wurde, der generelle Einfluss der Rückkopplung größer ist als der der Kopplung, weist das Ergebnis strukturell größere Ähnlichkeit mit den Abbildungen 4.6 auf, als mit den Abbildungen 4.5.

Wie oben gezeigt wurde, sind die Änderungen durch die beiden Erweiterungen (Kopplung und Rückkopplung) in der Südhemisphäre gegenläufig und in der Winterhemisphäre gleichgerichtet. Offensichtlich sind sie aber nicht streng additiv. Die Erwartung, dass die Vernachlässigung beider Erweiterungen in der Südhemisphäre zu einer teilweisen Kompensation der Effekte führt, wird nicht erfüllt. Sie werden sogar in Richtung des Rückkopplungs-Experiments verschoben und verstärken die Änderungen in Wind, Wellenantrieb, Temperatur und Meridionalwind in der südlichen mittleren Atmosphäre. Ein Beispiel ist die positive Zonalwindanomalie im Kopplungs-Experiment (Abbildung 4.5 (a)) und die negative Zonalwindanomalie im Rückkopplungs-Experiment (Abbildung 4.6 (a)).

in der sommerlichen Mesosphäre: im klassischen Fall (HD) ergibt sich eine umso stärkere negative Zonalwindanomalie (Abbildung 4.7 (a)).

Im Gegensatz dazu zeigt sich in der Nordhemisphäre das erwartete Verhalten. Findet man zum Beispiel im Kopplungs- und Rückkopplungs-Experiment (Abbildung 4.5 (b) und Abbildung 4.6 (b)) jeweils negative Anomalien im gesamten Wellenantrieb in der winterlichen Mesosphäre, ist die Anomalie im klassischen Fall (Abbildung 4.7 (b)) ebenfalls negativ und vom Betrag her größer.



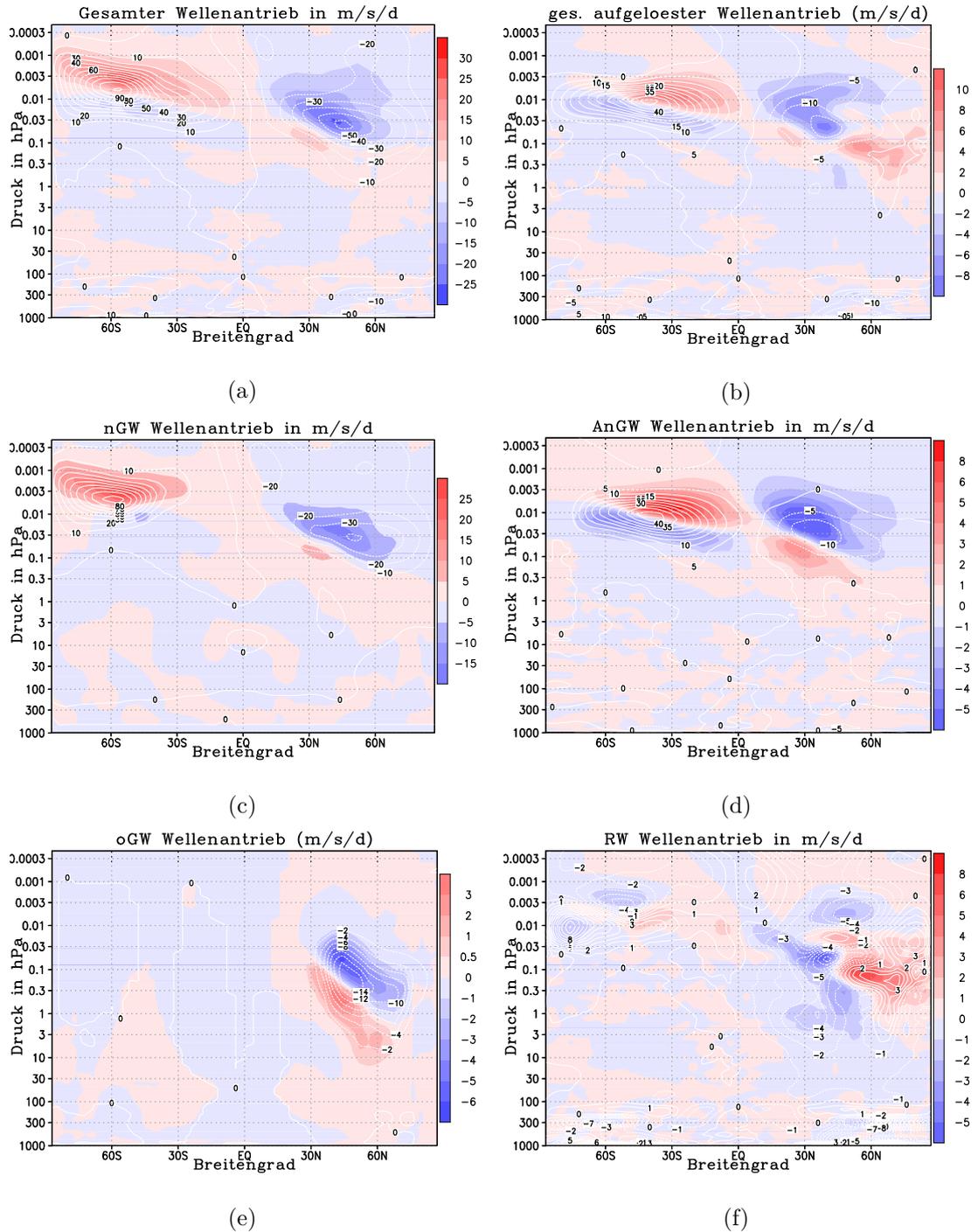
**Abbildung 4.7:** Farben zeigen die Zonal gemittelte Abweichung (C-HD) zwischen der erweiterten oGW-Parametrisierung und der klassischen oGW-Parametrisierung nach McFarlane (1987) im Wintermittel (DJF): (a) Zonalwind, (b) gesamt. Wellenantrieb ohne oGWD, (c) Temperatur, (d) oGWD und (e) Meridionalwind. Konturen in (a), (b), (c) und (e) zeigen die zonal gemittelte Klimatologie von C im Wintermittel (DJF). Die Kontur in (d) die Änderung der Vertikaldiffusion durch oGWs. Da der klassische Lauf keine Vertikaldiffusion durch oGWs enthält, ist die Kontur in Abbildung (d) identisch mit der des Kontrolllaufes.

Die Abbildungen 4.8 vergleichen die einzelnen Komponenten des Wellenantriebes im KM-CM im Kontrolllauf (C) und (HD). Die Farbschattierungen in Teilabbildung 4.8 (a) zeigen die gesamte Änderung des Antriebes, das heißt den GWD durch aufgelösten Wellen plus den parametrisierten GWD durch nGWs und oGWD. Darunter sind die parametrisierten Anteile abgebildet (Abbildung (c) und (e)). Die rechten drei Grafiken zeigen den Antrieb durch die aufgelösten Wellen. Abbildung (b) enthält sowohl den Antrieb durch aufgelöste Schwerewellen (AnGWs) (d), als auch die planetaren Wellen (RWs) (f).

Vergleicht man die Abbildungen 4.8 (e) und (f), ist zu erkennen, dass die RWs hauptsächlich in dem Höhenbereich gestört werden, in dem die oGWs dissipieren. Der Betrag des Wellenantriebes nimmt dabei zu, die Lage jedoch bleibt weitgehend erhalten. Generell ist die westwärtige Beschleunigung durch planetare Rossby-Wellen in der Winterhemisphäre in diesem Modelllauf unterrepräsentiert.

Sowohl die parametrisierten, als auch die aufgelösten nGWs dissipieren in größeren Höhen. Die durch die Erweiterungen der Parametrisierung induzierte Variation ist für beide Wellentypen ähnlich: In der nördlichen Mesosphäre wird der Antrieb im wesentlichen in größere Höhen verlagert. Dies ist auf die verstärkten Ausläufer des Stratosphärenjets (siehe Abbildung 4.6 (a)) zurückzuführen. Durch den stärkeren Zonalwind in der Wintermesosphäre können sich die nGWs dort weiter vertikal ausbreiten.

In der Südhemisphäre ist das Verhalten analog. Auch dort wird der Antrieb im Wesentlichen vertikal verlagert, diesmal durch eine Verstärkung des mesosphärischen Ostwindes. Der Antrieb durch nGWs scheint dadurch – unabhängig von der Dichte – zusätzlich größer geworden zu sein.



**Abbildung 4.8:** Farben zeigen die Zonal gemittelte Abweichung (C-HD) zwischen den Wellenantrieben der erweiterten oGW-Parametrisierung und der klassischen oGW-Parametrisierung nach McFarlane (1987) im Wintermittel (DJF): (a) gesamter Wellenantrieb (nGW+oGW+AnGW+RW), (b) gesamter aufgelöster Wellenantrieb (AnGW+RW), (c) parametrisierter nGWD, (d) aufgelöster nGWD, (e) oGWD und (f) Antrieb durch RW. Die Farbskalen unterscheiden sich in den Teilabbildungen. Konturen zeigen die zonal gemittelte Klimatologie von C im Wintermittel (DJF).

Wie schon im Kopplungs-Experiment, zeigt sich auch hier wieder das Muster der interhemisphärischen Kopplung. Sie ist das Ergebnis einiger, sich teilweise selbst verstärkender Prozesse:

Die in der winterlichen Stratosphäre dissipierenden oGWs (Teilabbildung 4.7 (d)) induzieren eine vergleichsweise kleine Änderung im Meridionalwind (Teilabbildung 4.7 (c)) sowie im vertikalen Windgradienten. Dies führt im Kontrolllauf (C) zu einer Verstärkung der Aktivität von planetaren Wellen in der winterlichen Stratosphäre und induziert eine kühlere polare winterliche Stratosphäre; dagegen tritt eine Erwärmung der Stratosphäre in mittleren Breiten auf. Die dadurch implizierte Änderung im thermisch balancierten Zonalwind in der Stratosphäre (Teilabbildung 4.7 (a)) lässt nGWs (wie in den Teilabbildungen 4.8 (c) und (d) zu sehen) höher in die Mesosphäre propagieren.

Dies führt letztlich zu einer Verstärkung und vertikalen Verlagerung im mesosphärischen Meridionalwind in der Winterhemisphäre. Dadurch wird die winterliche polare Mesosphäre wärmer, beziehungsweise die Mesosphäre in den mittleren Breiten kühler, was wiederum dazu führt, dass die nGWs sich abermals höher ausbreiten können (Verringerung des vertikalen Windgradienten in der Mesosphäre).

Der verstärkte residuelle Meridionalwind führt zu einer Abkühlung der äquatorialen Sommermesosphäre und damit wiederum zu einer Anomalie im Mesosphärenwind in der Sommerhemisphäre. Die dadurch höher in die Sommermesosphäre propagierenden nGWs (Teilabbildungen 4.8 (c) und (d)) führen dort zu einer Abkühlung der Mesosphäre und unteren Thermosphäre durch die wiederum verstärkten Meridionalwinde über dem Sommerpol.

Die Auswirkungen von Änderungen der oGWs sind durch diese „Steuerung“ der anderen atmosphärischen Wellen insgesamt größer, als intuitiv zu erwarten ist.

Die netto erzielte Variation in der zonal gemittelten Temperatur reicht in der Winterstratosphäre und gesamten Mesosphäre von  $-20$  bis  $10$  Kelvin, entsprechend groß sind die Änderungen im Zonalwind. Die durch den Wellenantrieb induzierte Änderung der mesosphärischen residuellen Zirkulation liegt sogar im Bereich von  $50\%$ , was im Wesentlichen durch die vertikale Verschiebung des residuellen Meridionalwindmaximums bedingt ist.



# 5 Ergebnisse

## 5.1 Zusammenfassung

Es wurde eine Parametrisierung für orographische Schwerewellen vorgestellt. Diese orientiert sich an der Arbeit von McFarlane (1987), enthält aber einige Erweiterungen.

Zunächst wurde die zugrunde liegende WKB-Theorie derart erweitert, dass auch große vertikale Wellenlängen berücksichtigt werden (siehe Gleichung (2.12)). Dies war notwendig, da die ursprüngliche Theorie für die Troposphäre, beziehungsweise untere Stratosphäre, formuliert war, wo Wellenlängen deutlich größer als die Skalenhöhe nicht auftreten. Im Bereich der Winterstratosphäre ist dies jedoch möglich. Diese Erweiterung hat jedoch kaum Auswirkungen auf die Modellklimatologie, da die (groß) gewählte minimale Brunt-Vaisala-Frequenz  $N_{min}$  die Wellenlänge bereits beschränkt. Ein Aufweichen dieses Kriteriums ist nur unter Berücksichtigung des Effektes langer vertikaler Wellenlängen möglich.

Auf dieser Grundlage wurde mit Hilfe der in Gleichung (2.6) eingeführten Dämpfung  $\alpha$  via WKB-Näherung die vertikale Windstörung  $w'$  (siehe Gleichung (2.18)) berechnet. Dabei wurde eine korrigierte vertikale Wellenzahl  $m_\alpha$  gefunden, mit deren Hilfe die Dämpfung der Schwerewelle beschrieben werden kann.

Es wurde gezeigt, wie die Flüsse von Impuls, Druck und potentieller Temperatur, im horizontalen Mittel beschrieben werden können, um das Gleichungssystem für planetare Strömungen mit herausgefilterten mesoskaligen Wellen zu kompletieren (Gleichungen (2.1)-(2.4)).

Für die Benutzung in globalen Zirkulationsmodellen wurde die nichtaufgelöste Orographie parametrisiert und gezeigt welchen Einfluss die effektive Amplitude  $h$  (Gleichung (3.2)) hat. Mit einem Stabilitätskriterium konvektiv instabile Regionen identifiziert werden in denen

die Schwerewellen dissipieren. Durch die Anwendung von Lindzens Sättigungshypothese wurde die Dämpfung – und damit die Wellenamplitude – in jeder Höhe, in Abhängigkeit vom Hintergrund bestimmt.

Die Dämpfung der orographischen Schwerewellen durch turbulente Vertikaldiffusion wurde in zwei Anteile zerlegt  $D = D_H + D_W$ ; dadurch kann die Auswirkung der Vertikaldiffusion des Hintergrundes  $D_H$  auf die orographischen Schwerewellen berücksichtigt werden. Ebenfalls wurde die durch dissipierende orographische Schwerewellen induzierte Vertikaldiffusion  $D_W$  explizit berechnet und die Wirkung auf die aufgelöste Zirkulation sowie auf die parametrisierten nicht-orographischen Schwerewellen berücksichtigt; dazu wurde  $K_z$  in den Gleichungen (2.1) und (2.4) um  $D_W$  korrigiert.

Um zu verstehen, wie die Erweiterung der Parametrisierung durch Kopplung (Berücksichtigung der Vertikaldiffusion des Hintergrundes  $D_H$  bei der Schwerewellendämpfung) und Rückkopplung (turbulente Vertikaldiffusion, erzeugt durch dissipierende orographische Schwerewellen  $D_W$ , wirkt auf alle aufgelösten und parametrisierten Skalen) im Modell wirken, wurden verschiedene Modellläufe aufgesetzt. Es zeigte sich, dass die Kopplung vorrangig Einfluss auf die Amplitude – also den transportierten Impuls – der orographischen Schwerewellen hat, während die Rückkopplung die Ausbreitungsbedingungen – und damit die Höhe in der die Welle dissipiert – beeinflusst; die Auswirkungen der beiden Erweiterungen sind also grundlegend unterschiedlicher Natur. Quantitativ stellt die Rückkopplung den wichtigeren Effekt da.

Zuletzt wurden die Unterschiede zwischen der vollständig erweiterten Parametrisierung und der klassischen Parametrisierung diskutiert; der zugrundeliegende Mechanismus ist eine interhemisphärische Kopplung. Dabei konnte festgestellt werden, dass die Erweiterungen einen deutlichen Einfluss auf die Dynamik im Modell haben.

## 5.2 Ausblick

Die konsistente Berücksichtigung der Skalenwechselwirkung von Turbulenz, parametrisierten GWs und aufgelöster Zirkulation im Rahmen der neuen Parametrisierung hat einen empfindlichen Einfluss auf die mittlere Atmosphäre. Damit müssen die Auswirkungen der oGWs auf dynamische Prozesse, die die gesamte Strat- und Mesosphäre beeinflussen, neu

evaluiert werden.

Offenbar hat die Dissipation von orographisch angeregten Schwerewellen in der winterlichen Stratosphäre, beziehungsweise Stratopausenregion, einen signifikanten Einfluss auf die planetaren Wellen. Dies liegt an der Änderung des stratosphärischen Jets durch orographischen Wellenantrieb und Vertikaldiffusion, was die Ausbreitungsbedingungen für planetare Wellen ändert. Da, wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, schon geringe Variationen durch orographische Schwerewellen einen vergleichsweise starken Einfluss auf planetare Wellen haben, ist es möglicherweise lohnenswert, diese Kopplung näher zu untersuchen.

Planetare Wellen wiederum haben einen großen Einfluss auf die Zirkulation in der mittleren Atmosphäre. Ein klassisches Beispiel sind plötzliche stratosphärische Erwärmungen (Sudden Stratospheric Warmings, SSW), welche mit einer Abschwächung des polaren Jets und damit früher brechenden planetaren Wellen einhergeht. Der Einfluss von orographischen Schwerewellen bei SSWs ist weitgehend unbekannt und wurde erst kürzlich von McLandress et al. (2012) erstmalig untersucht.

Wie in Abschnitt 5.1 erwähnt worden ist, scheinen orographische Schwerewellen vor allem die nicht-orographischen Schwerewellen zu steuern. Hier können zwei grundlegend verschiedene Mechanismen unterschieden werden: Zunächst die direkte Wirkung des orographischen Wellenantriebes und der zugehörigen Diffusion auf den Jet der Winterstratosphäre, und weiter die indirekte Wirkung auf die Modellklimatologie durch die Auswirkungen der veränderten Ausbreitungsbedingungen für planetare Wellen und nichtorographischen Schwerewellen. Diese Wirkung wird erheblich durch die Berücksichtigung der durch orographische Schwerewellen erzeugten Vertikaldiffusion verstärkt. Dabei sind die Auswirkungen nicht nur lokal – in der Winterhemisphäre – sondern erstrecken sich über die gesamte mittlere Atmosphäre.

Die bereits zusätzlich im Modell berücksichtigte Vertikaldiffusion hat nicht nur Einfluss auf die Dynamik. Auch der Transport durch Spurenstoffe in der mittleren Atmosphäre wird dadurch verändert. Wie Grygalashvyly et al. (2011) zeigte, hat das Mischen durch Wellen einen erheblichen Einfluss auf langlebige chemische Substanzen in der Atmosphäre.

Für eine letztlich vollständige Konsistenz aller Subskalenparametrisierungen in einem Klimamodell müssten die parametrisierten Schwerewellen noch mit der Horizontaldiffusion verknüpft werden.

Zukünftig können mit Hilfe des LIDAR-Messverfahrens DoRIS neben der Temperatur auch direkt die Winde gemessen werden (Baumgarten, 2010). Die beobachteten Windvariationen – die mit Wellenamplituden und Energien korreliert sind – können dabei nicht durch eine monochromatische Welle interpretiert werden, wie Hildebrand et al. (2012) feststellte, sondern eher durch Überlagerung verschiedener Wellen. Um Rückschlüsse auf die beteiligten Wellen ziehen zu können und somit letztlich Modellvorstellungen zur Atmosphärendynamik zu validieren, bedarf es eines Wechselspiels zwischen geomechanischer Betrachtungen (konsistenten Modellansätzen) und Messungen.

## Literaturverzeichnis

- M. J. Alexander, S. D. Eckermann, D. Broutman, and J. Ma. Momentum flux estimates for South Georgia Island mountain waves in the stratosphere observed via satellite. *Geophysical Research Letters*, 36(12):L12816, June 2009. ISSN 0094-8276. doi: 10.1029/2009GL038587. URL <http://www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?AD=ADA522418http://www.agu.org/pubs/crossref/2009/2009GL038587.shtml>.
- R. Asselin. Frequency filter for time integrations. *Monthly Weather Review*, 1(June): 487–490, 1972. doi: [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0493\(1972\)100<0487:FFFTI>2.3.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0493(1972)100<0487:FFFTI>2.3.CO;2). URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0493\(1972\)100<0487:FFFTI>2.3.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0493(1972)100<0487:FFFTI>2.3.CO;2).
- G. Baumgarten. Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km. *Atmospheric Measurement Techniques*, 3(6):1509–1518, Nov. 2010. ISSN 1867-8548. doi: 10.5194/amt-3-1509-2010. URL <http://www.atmos-meas-tech.net/3/1509/2010/>.
- E. Becker. *Energetics of turbulent momentum diffusion and gravity wave breakdown in general circulation models of the atmosphere*. PhD thesis, Universität Rostock, 2003. URL <http://en.scientificcommons.org/34036782>.
- E. Becker. Direct heating rates associated with gravity wave saturation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(6-9):683–696, 2004. ISSN 13646826. doi: 10.1016/j.jastp.2004.01.019. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S136468260400032X>.
- E. Becker. Dynamical Control of the Middle Atmosphere. *Space Science Reviews*, 168 (1-4):283–314, Oct. 2011. ISSN 0038-6308. doi: 10.1007/s11214-011-9841-5. URL <http://www.springerlink.com/index/10.1007/s11214-011-9841-5>.

- E. Becker and U. Burkhardt. Nonlinear Horizontal Diffusion for GCMs. *Monthly Weather Review*, 135(4):1439–1454, Apr. 2007. ISSN 0027-0644. doi: 10.1175/MWR3348.1. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/MWR3348.1>.
- E. Becker and C. McLandress. Consistent Scale Interaction of Gravity Waves in the Doppler Spread Parameterization. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(5):1434–1449, May 2009. ISSN 0022-4928. doi: 10.1175/2008JAS2810.1. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JAS2810.1>.
- D. C. Fritts and M. J. Alexander. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 41(1):1–64, 2003. ISSN 8755-1209. doi: 10.1029/2001RG000106. URL <http://www.agu.org/pubs/crossref/2003/2001RG000106.shtml>.
- D. C. Fritts and T. J. Dunkerton. Fluxes of Heat and Constituents due to Convectively Unstable Gravity Waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42:549–556, 1985.
- M. Grygalashvyly, E. Becker, and G. R. Sonnemann. Gravity Wave Mixing and Effective Diffusivity for Minor Chemical Constituents in the Mesosphere/Lower Thermosphere. *Space Science Reviews*, 168(1-4):333–362, Nov. 2011. ISSN 0038-6308. doi: 10.1007/s11214-011-9857-x. URL <http://www.springerlink.com/index/10.1007/s11214-011-9857-x>.
- J. Hildebrand, G. Baumgarten, J. Fiedler, U.-P. Hoppe, B. Kaifler, F.-J. Lübken, and B. P. Williams. Combined wind measurements by two different lidar instruments in the Arctic middle atmosphere. *Atmospheric Measurement Techniques Discussions*, 5(3):4123–4156, June 2012. ISSN 1867-8610. doi: 10.5194/amtd-5-4123-2012. URL <http://www.atmos-meas-tech-discuss.net/5/4123/2012/>.
- B. J. Hoskins and A. J. Simmons. A multi-layer spectral model and the semi-implicit method. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101(429):637–655, 1975. ISSN 1477870X. doi: 10.1002/qj.49710142918. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49710142918>.
- N. M. J.F. Scinocca. The parametrisation of drag induced by stratified flow over anisotropic orography. *Quarterly Journal*, 126, 2000.

- Y. J. Kim, S. D. Eckermann, and H. Y. Chun. An Overview of the Past , Present and Future of Gravity-Wave Drag Parametrization for Numerical Climate and Weather Prediction models. *Atmosphere - Ocean*, 41(1):37–41, 2003.
- R. Knöpfel and E. Becker. An idealized radiative transfer scheme for use in a mechanistic general circulation model from the surface up to the mesopause region. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 112(9):1460–1478, June 2011. ISSN 00224073. doi: 10.1016/j.jqsrt.2011.02.014. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022407311000926>.
- H. Körnich and E. Becker. A simple model for the interhemispheric coupling of the middle atmosphere circulation. *Advances in Space Research*, 45(5):661–668, Mar. 2010. ISSN 02731177. doi: 10.1016/j.asr.2009.11.001. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0273117709007030>.
- R. S. Lindzen. Turbulence and Stress Owing to Gravity Wave and Tidal Break-down. *Journal of Geophysical Research*, 86(C10):9707–9714, 1981. ISSN 01480227. doi: 10.1029/JC086iC10p09707. URL [http://www.geofaculty.org:16080/figures/Rood\\\_Climate\\\_Change\\\_AOSS480\\\_Documents/QC114\\\_Lindzen\\\_Gravity\\\_Wave\\\_Stress\\\_JGR\\\_1981.pdf](http://www.geofaculty.org:16080/figures/Rood\_Climate\_Change\_AOSS480\_Documents/QC114\_Lindzen\_Gravity\_Wave\_Stress\_JGR\_1981.pdf).
- F. Lott and M. J. Miller. A new subgrid-scale orographic drag parametrization: Its formulation and testing. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(537):101–127, 1997. ISSN 1477870X. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/qj.49712353704/abstract>.
- B. Machenhauer and E. Rasmussen. *On the integration of the spectral hydrodynamical equations by a transform method*. Unknown Binding, 1972.
- N. A. McFarlane. The Effect of Orographically Excited Gravity Wave Drag on the General Circulation of the Lower Stratosphere and Troposphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(14):1775–1800, 1987. ISSN 00224928. doi: 10.1175/1520-0469(1987)044<1775:TEOOEG>2.0.CO;2. URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469\(1987\)044<1775:TEOOEG>2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469(1987)044<1775:TEOOEG>2.0.CO;2).
- C. McLandress, J. F. Scinocca, T. G. Shepherd, M. C. Reader, and G. L. Manney. Dynamical control of the mesosphere by orographic and non-orographic gravity wave drag during

- the extended northern winters of 2006 and 2009. *Journal of the Atmospheric Sciences*, page 121217113924000, Dec. 2012. ISSN 0022-4928. doi: 10.1175/JAS-D-12-0297.1. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS-D-12-0297.1>.
- C. J. Nappo. *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*. ISBN 0125140827.
- R. Neale and C. Chen. Description of the NCAR community atmosphere model (CAM 5.0). Technical report, 2010. URL <https://www.cesm.ucar.edu/models/atm-cam/docs/description/description.pdf>[https://www.cesm.ucar.edu/models/ccsm4.0/cam/docs/description/cam4\\_desc.pdf](https://www.cesm.ucar.edu/models/ccsm4.0/cam/docs/description/cam4_desc.pdf).
- T. N. Palmer, G. J. Shutts, and R. Swinbank. Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parametrization. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112(474):1001–1039, Oct. 1986. ISSN 00359009. doi: 10.1002/qj.49711247406. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49711247406>.
- E. Roeckner and G. Bäuml. Report No . 349 Model description ECHAM5. *Weather*, (349), 2003.
- C. Schär and D. Leuenberger. A new terrain-following vertical coordinate formulation for atmospheric prediction models. *Monthly Weather Review*, 2002. URL [http://journals.ametsoc.org/doi/pdf/10.1175/1520-0493\(2002\)130<2459:ANTFVC>2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/pdf/10.1175/1520-0493(2002)130<2459:ANTFVC>2.0.CO;2).
- J. F. Scinocca, N. A. McFarlane, M. Lazare, J. Li, and D. Plummer. Technical Note: The CCCma third generation AGCM and its extension into the middle atmosphere. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(23):7055–7074, Dec. 2008. ISSN 1680-7324. doi: 10.5194/acp-8-7055-2008. URL <http://www.atmos-chem-phys.net/8/7055/2008/>.
- A. J. Simmons and D. M. Burridge. An energy and angular-momentum conserving vertical finite-difference scheme and hybrid vertical coordinates. *Monthly Weather Review*, 109(4):758–766, 1981. ISSN 00270644. doi: 10.1175/1520-0493(1981)109<0758:AEAAMC>2.0.CO;2. URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0493\(1981\)109<0758:AEAAMC>2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0493(1981)109<0758:AEAAMC>2.0.CO;2).
- A. J. Simmons and C. Jiabin. The calculation of geopotential and the pressure gradient in the ECMWF atmospheric model: Influence on the simulation of the polar atmosphere

---

and on temperature analyses. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 117(497):29–58, Jan. 1991. ISSN 00359009. doi: 10.1002/qj.49711749703. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49711749703>.



## Danksagung

Ich möchte mich bei meinem Betreuer, Erich Becker, für seine gewissenhafte Anleitung und uneingeschränkte Unterstützung bedanken. Sein Engagement und die Bereitschaft nicht nur Wissen, sondern auch Erfahrungen zu teilen, waren eine große Inspiration.

Ebenfalls danke ich Axel Gabriel, Christoph Zülicke und Lennart Schüler für ihre Anregungen und Kritik.

Mein besonderer Dank gilt meinem Freund Mark Schlutow für die gewissenhafte Reflexion dieser Arbeit.

Zuletzt danke ich allen Personen, die mich während der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.



# Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Rostock, den

Benjamin Wolf

