

**Modellstudien zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau  
in der mittleren Atmosphäre und Einfluß des  
Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des  
Windfeldes in der Mesopausenregion**

Der Fakultät für Physik und Geowissenschaften  
der Universität Leipzig  
eingereichte

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium  
Dr. rer. nat.

vorgelegt von

Dipl. Phys. Martin Lange

geboren am 28.09.1964 in Frankfurt/Main

Leipzig, 31. Januar 2001

## Zusammenfassung

$CO_2$  und Ozon bestimmen hauptsächlich den Strahlungshaushalt der mittleren Atmosphäre. Ozon ist als Hauptabsorber der solaren UV-Strahlung für die Aufheizung der mittleren Atmosphäre, insbesondere der Stratosphäre verantwortlich und bestimmt damit wesentlich die Temperaturverteilung und die mittlere Zirkulation. Es trägt aber auch zum IR-Strahlungsaustausch bei, der für die Abkühlung verantwortlich ist und in der gesamten mittleren Atmosphäre von  $CO_2$  dominiert wird.

In der vorliegenden Arbeit werden mit einem dreidimensionalen numerischen Modell für den Höhenbereich von 0 bis 140 km mit vollständiger Dynamik und Strahlung in einer Reihe von Modellsimulationen die Auswirkungen des  $CO_2$ -Anstiegs und  $O_3$ -Abbaus auf die mittlere Atmosphäre untersucht. Zum einen werden Simulationen mit starken Änderungen der Konzentrationen durchgeführt, wie das  $2 \cdot CO_2$ -, das  $1/2 \cdot O_3$ - Szenario und beides gekoppelt, um die wesentlichen Effekte im Langzeittrend herauszustellen. Zum anderen werden realistische Änderungen für den dekadischen Bereich angenommen um den Trend für den Zeitraum von 10-30 Jahren zu untersuchen.

Die Arbeit führt damit eine Reihe früherer Untersuchungen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau fort und untersucht erstmals neben den einzelnen Effekten die Auswirkungen der kombinierten Änderungen für die mittlere Atmosphäre bis in die untere Thermosphäre. Hierzu wurde in Zusammenarbeit mit der Universität St-Petersburg ein "state of the art"  $CO_2$ -Parametrisierungsschema nach Fomichev et al. (1998) in das Zirkulationsmodell implementiert (Ogibalov, 1999; Lange et al., 2000a,b), das die exakte Berechnung der Abkühlungsraten für variable  $CO_2$ -Konzentrationen im gesamten LTE-Bereich (lokales thermisches Gleichgewicht) ermöglicht. Auch wurde eine aus Realdaten abgeleitete Ozonklimatologie bis in den Mesopausenbereich in das Modell eingebunden (Fortuin und Langematz, 1994, erweitert).

Mit den einzelnen und gekoppelten Untersuchungen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau lassen sich die einzelnen Anteile an den gemeinsamen Auswirkungen ableiten. Es zeigt sich im  $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$ -Szenario eine sehr starke Abkühlung der Stratosphäre und Mesosphäre um bis zu 50 K in der Stratopause mit einem dominierenden Effekt durch die Halbierung von Ozon. In der unteren Thermosphäre wird bei Halbierung des Ozons, aufgrund einer Abschwächung der durch brechende Gezeiten induzierten dynamischen Abkühlung, eine Erwärmung beobachtet. Im gekoppelten Experiment überwiegt jedoch die Abkühlung durch die Verdopplung von  $CO_2$ . In einer Modellsimulation mit realistischer Breitenabhängigkeit, aber starker Überhöhung des Ozonabbaus um 50% an den Polen und 5% in den Tropen, wird in der Sommerhemisphäre in den hohen Breiten eine Umkehr des meridionalen Temperaturgradienten bewirkt, der zu einer weitgehenden Zerstörung des stratosphärischen/mesosphärischen Ostwindjets in dem Bereich führt. Dadurch verschwindet die Windumkehr in der Mesopause.

Auch die halbtägigen solaren Gezeiten des Zonalwindes und der Temperatur zeigen eine hohe Sensitivität gegenüber den  $CO_2$ - und  $O_3$ -Änderungen. Sowohl die Abkühlung der Atmosphäre als auch die Abnahme von Ozon, das die Hauptanregungsquelle darstellt, führt zu einer starken Dämpfung. Der Ozonabbau wirkt mit einer Abnahme von bis zu 75% im Bereich des Maximums im  $1/2 \cdot O_3$ -Experiment etwa zwei- bis dreimal so stark, da beide Effekte gleichzeitig zum tragen kommen. Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie

für den stärksten Mode der halbtägigen Gezeiten bestätigen die Modellergebnisse. Zur Ableitung des dekadischen Trends wird ein Modellszenario mit 10%  $CO_2$ -Erhöhung und eines mit 10%  $CO_2$ -Erhöhung und zusätzlichem  $O_3$ -Abbau um maximal 10% an den Polen durchgeführt. Dies entspricht in etwa den Änderungen der Konstituenten in den letzten dreißig Jahren. Im kombinierten Modellauf zeigt sich in der Stratopause eine Verstärkung der  $CO_2$ -bedingten Abkühlung von  $-0.7 K/dek$  auf bis zu  $-2 K/dek$  in den mittleren Breiten. Die Breitenabhängigkeit der Ozonabnahme führt insgesamt zu einer erhöhten Breitenabhängigkeit des dekadischen Trends. In der oberen Mesosphäre kehrt sich durch den Ozonabbau nördlich der mittleren Breiten der Temperaturtrend um und es wird eine Erwärmung beobachtet.

Die Modellexperimente zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau zeigen insgesamt eine hohe Sensitivität der mittleren Atmosphäre mit teilweise wesentlich stärkeren Signalen als in der Troposphäre. Da einerseits die kleinskaligen Störungen in den Bereichen geringer sind und auf der anderen Seite die Signale aufgrund der abnehmenden Dichte mit der Höhe exponentiell zunehmen, bietet die mittlere Atmosphäre eine hervorragende Möglichkeit Änderungen zu detektieren, die sich in der unteren Atmosphäre nur schwach zeigen.

Da in den Modellergebnisse Zonalmittel behandelt werden, zum Vergleich mit Messungen aber deren regionaler Charakter zu berücksichtigen ist, wird in einem weiteren Modellexperiment die zonale Variabilität der mittleren Atmosphäre durch stratosphärische Störungen untersucht. In Radarwindmessungen im Mesopausenbereich an verschiedenen Orten entlang des Breitengürtels zwischen  $52$  und  $56^\circ N$  werden längenabhängige Variationen beobachtet, die z.B. im Winter beim halbtägigen Gezeitenwind  $8$  bis  $25 m/s$  betragen (Bremer et al., 1997; Jacobi et al., 1999). Es wird der Einfluß des winterlichen stratosphärischen Polarwirbels simuliert, indem im Modell die stationären Wellenstörungen der zonalen Wellenzahl  $1$  und  $2$  angeregt werden und die Amplitude und Phase des  $30 hPa$  Geopotentials von mehrjährigen Messungen bei Januarbedingungen approximiert werden. Der Modellversuch zeigt, daß die Störungen der zonalen Symmetrie des Windfeldes in der Größenordnung der Beobachtungen liegen, darüberhinaus werden aber auch quantitative Übereinstimmungen in der zonalen Phase beobachtet.

Dieses Experiment hebt somit exemplarisch die Kopplung zwischen den verschiedenen Stockwerken in der Atmosphäre der Tropo-, Strato- und Mesosphäre hervor und zeigt einmal mehr, daß ein umfassendes Verständnis der atmosphärischen Prozesse nur im ganzen möglich ist. Insbesondere im Hinblick auf die Detektierbarkeit von Signalen, die in der "unteren Atmosphäre" angeregt werden besitzt die mittlere Atmosphäre großes Potential, das noch weitgehend ungenutzt ist.

Die numerische Simulation der Prozesse ist bislang die einzige Möglichkeit Langzeittrends oder Wellenausbreitung global zu untersuchen. Neben den örtlich und zeitlich gebundenen Messungen durch Ballon-, Raketen-, Lidar-, Radar- und Meteorradarsondierungen, sowie in zunehmendem Maße auch satellitengestützten Verfahren zur Bestimmung der Wind- und Temperaturparameter in der mittleren Atmosphäre, wird sie auch in Zukunft ein elementares Instrument zum Verständnis der atmosphärischen Prozesse in der mittleren Atmosphäre sein, das gerade durch zunehmende Datenverfügbarkeit einer stärkeren Überprüfbarkeit unterworfen ist und eine ständige Anpassung und Weiterentwicklung erfordert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Die mittlere Atmosphäre . . . . .	3
1.2	$CO_2$ -Anstieg . . . . .	5
1.3	$O_3$ -Abbau . . . . .	7
1.4	Zonale Windvariationen im Mesopausenbereich . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>13</b>
2.1	Das Zirkulationsmodell COMMA . . . . .	13
2.1.1	Allgemeine Einführung . . . . .	13
2.1.2	Strahlung . . . . .	14
2.1.3	Dynamik . . . . .	28
2.2	Klassische Gezeitentheorie (Solare Gezeiten) . . . . .	33
2.2.1	Einleitung - historischer Abriss . . . . .	33
2.2.2	Herleitung der klassischen Gezeitengleichungen . . . . .	34
2.2.3	Atmosphärische thermische Gezeiten . . . . .	37
2.3	Hough-Moden-Analyse der Gezeiten im Zirkulationsmodell . . . . .	39
2.3.1	Horizontalstruktur der Hough-Moden . . . . .	40
2.3.2	Entwicklung der Erwärmungsraten nach Hough-Moden . . . . .	40
2.3.3	Entwicklung der Temperaturgezeiten nach Hough-Moden . . . . .	47
2.3.4	Rekonstruktion der Modellfelder . . . . .	47
2.3.5	Vertikalstruktur der Hough-Moden . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Modellsimulationen</b>	<b>57</b>
3.1	Kontrolllauf . . . . .	58
3.1.1	Modellfelder und Standardatmosphäre CIRA 1986 . . . . .	58
3.1.2	Diabatische und dynamische Modellzirkulation . . . . .	60
<b>4</b>	<b><math>CO_2</math>-Anstieg in der mittleren Atmosphäre</b>	<b>65</b>
4.1	Das $2 \cdot CO_2$ -Szenario . . . . .	65
4.1.1	Zonalmittel von Temperatur und Zonalgeschwindigkeit . . . . .	66
4.1.2	Solare Gezeiten . . . . .	67
4.2	Dekadischer Temperaturtrend . . . . .	69
4.3	Frühere Modelluntersuchungen zum $CO_2$ -Anstieg . . . . .	70

---

<b>5</b>	<b><math>O_3</math>-Abbau in der mittleren Atmosphäre</b>	<b>72</b>
5.1	Das $1/2 \cdot O_3$ -Szenario . . . . .	73
5.1.1	Zonal gemittelte Temperatur . . . . .	73
5.1.2	Zonal gemittelter Zonalwind . . . . .	76
5.1.3	Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes . . . . .	78
5.2	Breitenabhängige Ozonabnahme . . . . .	79
5.2.1	Zonal gemittelte Temperatur . . . . .	80
5.2.2	Zonal gemittelter Zonalwind . . . . .	81
5.2.3	Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes . . . . .	82
5.2.4	Vertikalprofile in $52.5^\circ$ N . . . . .	83
<b>6</b>	<b>Kombinierte <math>CO_2</math>- und <math>O_3</math>-Variation</b>	<b>85</b>
6.1	Das $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$ -Szenario . . . . .	85
6.1.1	Zonalmittel von Temperatur und Zonalwind . . . . .	85
6.1.2	Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes . . . . .	87
6.2	Ergebnisse nach der klassischen Gezientheorie . . . . .	87
6.3	Langzeittrends in der mittleren Atmosphäre . . . . .	89
6.3.1	Dekadischer Trend der Temperatur und Windparameter: Ergebnisse und Diskussion . . . . .	89
6.3.2	Modelltrend der Windparameter im Mesopausenbereich . . . . .	94
6.3.3	Langzeitwindmessungen im Mesopausenbereich . . . . .	95
6.3.4	Zusammenfassung der Ergebnisse zum $CO_2$ -Anstieg und $O_3$ -Abbau . . . . .	97
<b>7</b>	<b>Einfluß des stratosphärischen Polarwirbels . . .</b>	<b>99</b>
7.1	Stationäre Wellenanregung . . . . .	99
7.2	Modellergebnisse . . . . .	101
7.3	Vergleich mit Messungen . . . . .	103
7.4	Diskussion und Ausblick . . . . .	105
<b>8</b>	<b>Schlußbetrachtungen</b>	<b>106</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>110</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>116</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Die mittlere Atmosphäre

Die mittlere Atmosphäre (MA) beginnt oberhalb der Tropopause bei ca.  $16\text{ km}$  und reicht bis in die untere Thermosphäre bei ca.  $120\text{ km}$ . Sie läßt sich grob in drei Schichten unterteilen, die durch das charakteristische Temperaturprofil gekennzeichnet sind (Abb. 1.1a). Oberhalb der Tropopause beginnt in  $10 - 16\text{ km}$  Höhe die Stratosphäre, die durch einen positiven Temperaturgradienten aufgrund der Aufheizung der Ozonschicht durch Absorption der solaren UV-Strahlung in gekennzeichnet ist. Sie reicht bis ca.  $50\text{ km}$  Höhe wo die Stratopause liegt in der Temperaturen von  $260 - 280\text{ K}$  herrschen. Der Luftdruck beträgt dort etwa  $0.5 - 1\text{ hPa}$ ; dies entspricht weniger als einem Tausendstel des Luftdrucks am Boden.

Darüber schließt sich die Mesosphäre an, in der die Temperatur mit zunehmender Höhe abnimmt. Sie reicht bis zur Mesopause in ca.  $95\text{ km}$  Höhe, wo das Temperaturminimum von  $140 - 200\text{ K}$  erreicht wird. Die tiefsten Temperaturen werden bei Sommerbedingungen in der Polgegend erreicht und sind auf das großräumige Aufsteigen von Luftmassen in den hohen Breiten und deren adiabatische Abkühlung zurückzuführen. Dies wird zusätzlich durch die dynamische Abkühlung aus dem Brechen kleinskaliger Schwerewellen verstärkt, die vorwiegend in der Troposphäre angeregt werden. In einzelnen Messungen wurden schon Temperaturen von  $120\text{ K}$  beobachtet (Lübken, 2000a). In der Wintermesopause herrschen höhere Temperaturen, dort sinken die Luftmassen ab. Der Luftdruck liegt in der Höhe bei ca.  $10^{-3}\text{ hPa}$ , nur einem millionsten Teil von des Bodendrucks.

In der darüberliegenden Thermosphäre steigt die Temperatur durch Reibung des Neutralgases mit der in zunehmendem Maße ionisierten Atmosphäre sowie durch Absorptionen von molekularem Sauerstoff im UV-Bereich stark an. Dabei werden Temperaturen von  $700 - 1000\text{ K}$  in  $150\text{ km}$  Höhe erreicht.

Die MA ist weiterhin gekennzeichnet durch ein charakteristisches Profil der zonal gemittelten Zonalgeschwindigkeit, das im wesentlichen durch das Vertikal- und Meridionalprofil der Temperatur über die thermische Windgleichung balanciert wird (Abb. 1.1b).

Die dominierenden Windsysteme sind in beiden Hemisphären zu den Solstitien (Sommer/Winter) einander entgegengesetzt und kehren sich mit dem Jahresgang nahezu symmetrisch zum Äquator um. Oberhalb der troposphärischen Westwinde liegt der stratosphärische/mesosphärische Ostwindjet in der Sommerhemisphäre bis in ca.  $90\text{ km}$  Höhe, mit Maximalgeschwindigkeit von  $50 - 60\text{ m/s}$  in den mittleren Breiten oberhalb der Stra-

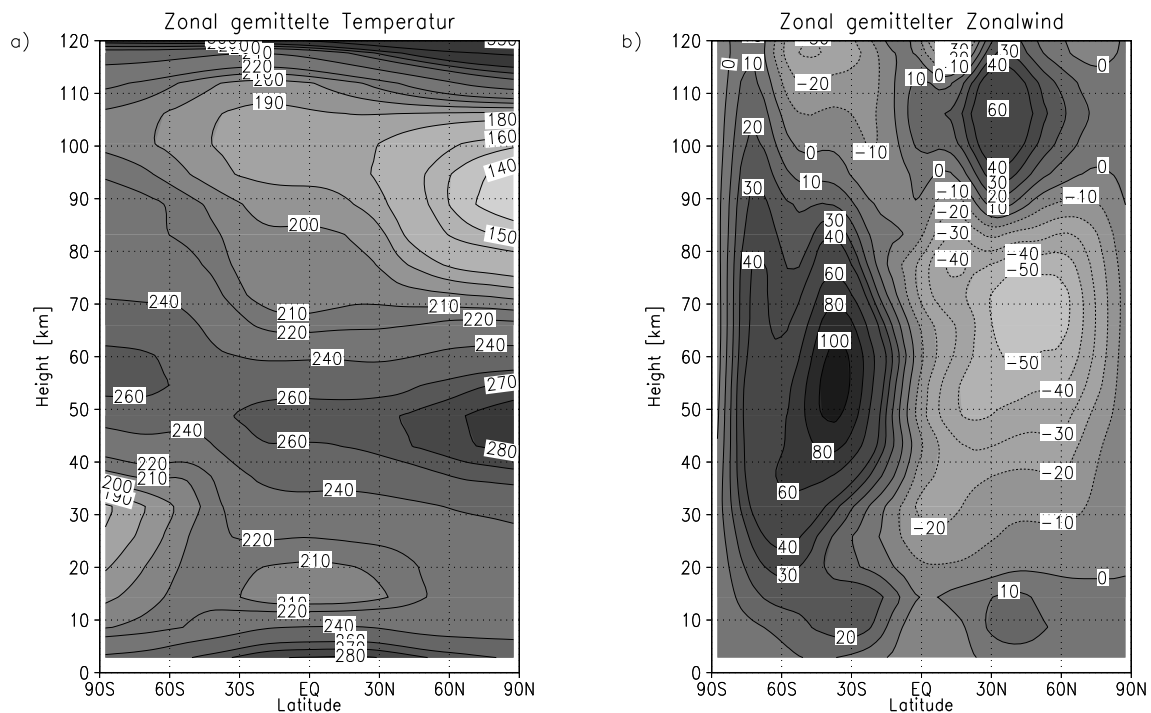


Abbildung 1.1: *Klimatologische Mittel von Temperatur (a) und Zonalwind (b) nach der Standardatmosphäre CIRA 1986 im Juni (Fleming et al., 1990).*

topause. In der Winterhemisphäre, bis ca. 100 km Höhe, liegt der Westwindjet, der etwa die doppelte Maximalgeschwindigkeit erreicht. Darüber kehrt sich der Wind um, und es herrschen Westwinde in der Sommerhemisphäre und Ostwinde in der Winterhemisphäre bis in ca. 120 km Höhe.

Die Windumkehr ist eine Folge der sich in die mittlere Atmosphäre ausbreitenden kleinskaligen Schwerewellen, die in der Troposphäre angeregt werden. Die Wellen mit Phasengeschwindigkeiten in Richtung der Mesosphärenjets werden an den kritischen Linien, an denen die Phasengeschwindigkeit der Welle dem Zonalwind entspricht ( $u=c$ ) herausgefiltert und nur die Wellen mit entgegengerichteten Phasengeschwindigkeiten erreichen die obere Mesosphäre, wo sie aufgrund der abnehmenden Dichte mit der Höhe so hohe Amplituden erreichen, daß sie konvektiv instabil werden und brechen und somit den entgegengerichteten Impuls auf den Grundstrom ablagern (Lindzen, 1981).

Die mittlere Atmosphäre hat für die Betrachtung der Atmosphäre erst im Laufe der letzten Jahrzehnte durch die Auswirkungen auf die Troposphäre an Bedeutung gewonnen. Beispiele hierfür sind der Abbau der stratosphärischen Ozonschicht mit der dramatischen Erscheinung des Ozonlochs, das im Frühjahr auf der Südhemisphäre auftritt und der sich daraus ergebenden erhöhten UV-Strahlung am Boden, sowie die winterlichen Stratosphärenenerwärmungen in der Nordhemisphäre und dem bei sogenannten "major warmings" eintretenden vollständigen Zusammenbrechen des Polarwirbels (z.B. Labitzke 1977). Auch

die quasi zweijährige Oszillation (QBO), die durch abwechselnde Ost- und Westwinde in der äquatorialen Stratosphäre mit einer Periodendauer von ca. 26 Monaten gekennzeichnet ist, hat Auswirkungen auf die Zirkulation in der Troposphäre.

Die Mesosphäre und untere Thermosphäre hat, was aufgrund der geringen Dichte offensichtlich ist, nur geringen Einfluß auf die Troposphäre. Jedoch werden Signale, die in der Troposphäre oder Stratosphäre angeregt werden durch die abnehmende Dichte mit der Höhe exponentiell verstärkt und sind dort z.B. in Messungen der Winde im Mesopausenbereich besser zu detektieren als in tieferen Schichten. Der Höhenbereich 60 – 120 km bietet durch Beobachtung der regelmäßigen Wind- und Temperaturvariationen, wie z.B. der halbtägigen Gezeitenamplitude, die Möglichkeit als Monitor für Änderungen in der darunterliegenden Atmosphäre zu fungieren.

Neben den solaren Gezeiten und dem mittleren Zustand sind für die aktuelle Forschung im Bereich der Mesosphäre verschiedene andere Wellentypen von Interesse, die die Zirkulation und die Klimatologie in dieser Region charakterisieren. Eine wesentliche Gruppe sind die oben erwähnten kleinskaligen Schwerewellen, die Impuls und Energie in die obere Mesosphäre transportieren und dort dissipieren, aber auch planetare Wellen wie die quasi 16-Tage-Welle, die vornehmlich in den Wintermonaten beobachtet wird und die 2-Tage-Welle, die besonders stark in den Sommermonaten auftritt. An den Eigenschwingungen der Atmosphäre lassen sich die Entstehungsmechanismen, sowie das Ausbreitungsverhalten und Wechselwirkungen der Wellen untereinander untersuchen um auch Erkenntnisse über die Kopplung der verschiedenen Atmosphärenschichten zu gewinnen.

## 1.2 $CO_2$ -Anstieg

Seit Anfang des 19. Jahrhunderts, mit dem Beginn der Industrialisierung, hat sich die  $CO_2$ -Konzentration in der Atmosphäre durch den steigenden Verbrauch fossiler Brennstoffe drastisch erhöht (Abb. 1.2). Durch die Bedeutung für den Treibhauseffekts in der Troposphäre hat dies in den letzten 30 Jahren zu verstärkten Anstrengungen auf dem Gebiet der Klimaforschung geführt. Nach ersten Modellrechnungen zu Auswirkungen des anthropogen bedingten  $CO_2$ -Anstiegs in den siebziger Jahren, die zu dramatischen Änderungen der mittleren Temperatur auf bis zu 6 K/100 Jahre bei einem gleichbleibenden Anstieg der  $CO_2$ -Emissionen führten sind seither mehrere Generationen von komplexen Klimamodellen auf immer leistungsfähigeren Computern betrieben worden, die nach dem derzeitigen Stand der Forschung in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre von einer zu erwartenden Temperaturerhöhung von 1.4 – 5.8 K in den nächsten 100 Jahren bei einem gleichbleibenden Anstieg der Emissionen ausgehen (IPCC, 2001). Im Gegensatz dazu führt die  $CO_2$ -Erhöhung in der mittleren Atmosphäre durch die erhöhte Abkühlung im Infrarot zu einer Temperaturerniedrigung, was durch Modellrechnungen wie z.B. von Rind et al. (1990) und Berger und Dameris (1993) gezeigt wurde und durch Langzeitbeobachtungen bestätigt wird (Labitzke und van Loon, 1994; Kokin und Lysenko, 1994; Pawson et al., 1998; Taubenheim, 1998; Keckhut et al., 1999). Da die Meridionalzirkulation in der mittleren Atmosphäre wesentlich durch die Nettostrahlungsbilanz angetrieben wird und der Horizontalwind durch das vorhandene Temperaturprofil balanciert wird, spielt  $CO_2$  nicht nur für das Klima in der Troposphäre eine wesentliche Rolle, sondern



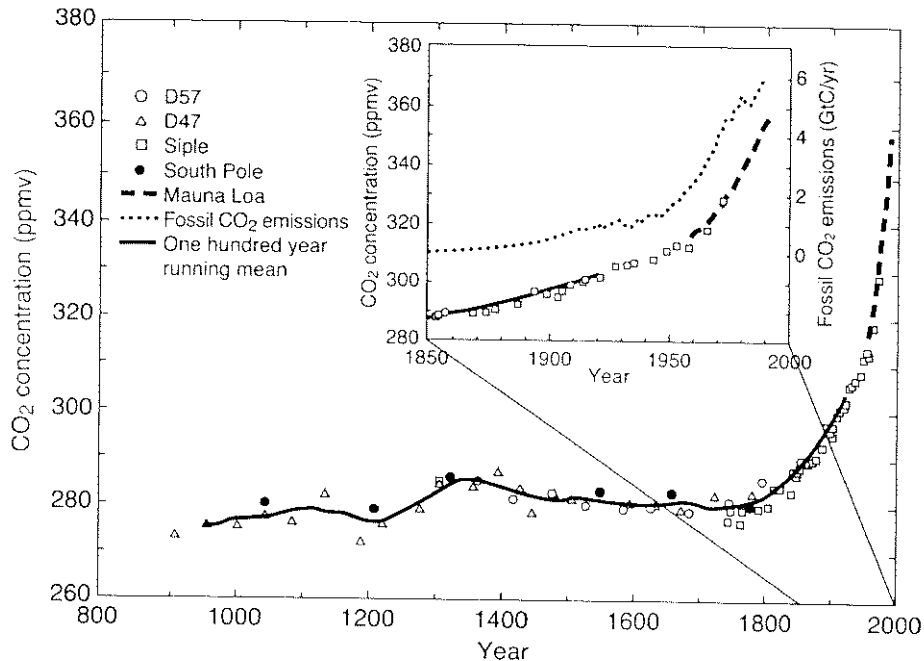


Abbildung 1.2:  $CO_2$ -Konzentration in den letzten 1000 Jahren abgeleitet aus Analysen von Eisbohrkernen und den Messungen von Mauna Loa, Hawaii. Aus IPCC, 1994.

auch für die Zirkulation in dieser Region. Die Bedeutung der Mesosphäre und unteren Thermosphäre für zukünftige Untersuchungen im Bereich der Klimaforschung liegt in der möglichen Indikatorfunktion für Trends begründet, da dort dynamische Signale, aufgrund des exponentiellen Anwachsens mit der Höhe, besonders stark hervortreten. Untersuchungen der strahlungsbedingten Abkühlung der MA durch  $CO_2$  wurden bereits vor mehr als 30 Jahren durchgeführt (Kuhn und London 1969, Fels und Schwarzkopf 1981). Numerische Modellstudien mit dreidimensionalen Modellen mit vollständiger Dynamik und Strahlung bis in den Höhenbereich oberhalb von 100 km existieren jedoch nur wenige. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes bei der Berechnung der Abkühlungsraten werden sie häufig durch einen Newtonschen Abkühlungsansatz approximiert (Jakobs, 1986; Forbes und Groves, 1987; Miyahara und Wu, 1989).

Die bisherigen Arbeiten zur  $CO_2$ -Erhöhung in der MA behandelten häufig den Fall einer Verdopplung des Mischungsverhältnisses (Rind et al., 1990; Berger und Dameris, 1993). Berger und Dameris gaben darüberhinaus die Temperaturänderung für Erhöhungen des  $CO_2$ -Mischungsverhältnissen von 330 bis 660 ppmV in 25% Schritten für 2.5 Grad südliche Breite an und leiteten den Temperaturtrend für eine Erhöhung um 10 ppmV/Dekade für verschiedene Breiten aus einem Modellauf mit 10%  $CO_2$ -Zunahme bei Nordwinterbedingungen ab. Sie erhalten eine Abkühlung der Stratopausenregion um 0.6 K/dek und in der unteren Thermosphäre bei 105 km eine Abkühlung um ca. 2 K/dek.

Im 2 ·  $CO_2$ -Szenario erhalten sie in weiten Teilen ähnliche Ergebnisse wie Rind et al. (1990). Oberhalb der Troposphäre nimmt die Abkühlung zu, mit Maximalwerten in der Stratopause. Darüber, in der Mesosphäre, wird die Abkühlung wieder schwächer. Die ma-

ximale Abkühlung in der Stratopause ist mit  $15\text{ K}$  in den Breiten südlich von  $50^\circ\text{N}$  bei Nordwinterbedingungen  $2 - 5\text{ K}$  stärker als bei Rind et al. (1990). Die Ergebnisse von Rind et al. (1990) zeigen im allgemeinen eine höhere Breitenabhängigkeit; polwärts von  $50^\circ$  in der Winterhemisphäre nimmt die Abkühlung im  $2 \cdot CO_2$ -Szenario ab und die polare Stratopause erwärmt sich. Dies folgt aus einer geänderten Residualzirkulation durch eine erhöhte Wellenaktivität, die aufgrund der Abnahme der statischen Stabilität in der Stratosphäre eintritt. Oberhalb von  $90\text{ km}$  endet das Modellgebiet von Rind et al. (1990). Berger und Dameris erhalten dort in der unteren Thermosphäre wieder eine verstärkte Abkühlung bis auf Maximalwerte von  $40\text{ K}$ , die oberhalb von  $110\text{ km}$  wieder abnimmt. In den Experimenten von Berger und Dameris werden keine dynamischen Effekte durch Schwerewellen und planetare Wellen berücksichtigt, so daß die Ergebnisse in erster Linie für eine ungestörte Atmosphäre gelten. Ihre Arbeit gilt jedoch als eine der ersten Publikationen in der die Folgen des  $CO_2$ -Anstieg für die MA in einem dynamischen Modell bis  $150\text{ km}$  Höhe diskutiert werden.

In der vorliegenden Modellstudie werden die Folgen des  $CO_2$ -Anstiegs für die Dynamik der mittleren Atmosphäre mit einem modernen Strahlungsmodul nach Fomichev et al. (1998) untersucht, das im Gegensatz zu den Parametrisierungen in früheren Modellstudien eine exakte Berechnung der Abkühlungsraten im Bereich des lokalen thermischen Gleichgewichts (LTE) bei  $CO_2$ -Variationen zwischen  $180$  und  $720\text{ ppmV}$  ermöglicht. Berger und Dameris (1993) verwenden für den Höhenbereich  $0 - 80\text{ km}$  ein Bandenparametrisierungsschema, das nur für Standardkonzentration mit exakten "line by line" Rechnungen verglichen werden konnte. Im NLTE-Bereich wird gegenüber deren Untersuchung eine höhere Rate für die Stoßdeaktivierung durch molekularen Sauerstoff von  $3 \times 10^{-12}\text{ cm}^3/\text{s}$  verwendet, die aus aktuellen Labormessungen und Satellitenbeobachtungen abgeleitet wurde (Shved et al., 1998). Der Rekursionsalgorithmus zur Berechnung der Abkühlungsraten bei variablen  $CO_2$ -Konzentrationen in dem Höhenbereich wurde beibehalten.

### 1.3 $O_3$ -Abbau

Der Abbau stratosphärischen Ozons hat insbesondere durch das sogenannte "Ozonloch" über der Antarktis auch in der öffentlichen Diskussion in den letzten Jahrzehnten an Bedeutung gewonnen. Da die Ozonschicht wirksam die für nahezu alle Organismen schädigende solare UV Strahlung vom Erdboden abschirmt, kommt ihr eine bedeutende Rolle für die Erhaltung der Biosphäre zu. Durch den anthropogenen Eintrag von Fluorchlorkohlenwasserstoffen (FCKW's) in die Atmosphäre wird das stratosphärische Ozon zerstört und damit die schützende Wirkung der Ozonschicht vermindert (IPCC, 2001; Labitzke, 1999). Neben dem Ozonloch, das gegen Ende des Winters auf der Südhalbkugel in der Antarktis auftritt und sich aufgrund der besonderen dynamischen Bedingungen durch den stabilen und abgeschlossenen kalten Polarwirbel bildet, wird seit den siebziger Jahren eine Abnahme des stratosphärischen Ozons in allen Breiten beobachtet (WMO, 1992; IPCC, 1994). Die Abnahme ist am geringsten in den Tropen und maximal in den hohen Breiten (Bojkov, 1995). In den mittleren Breiten beträgt der Rückgang des Gesamt Ozons ca.  $3\%/$ Dekade, was aus Messungen von TOMS (Totale Ozone Measurement Spectrometer), der Meßreihe von Arosa (Schweiz) und Hohenpeißenberg (Abb. 1.3) bekannt ist und mit

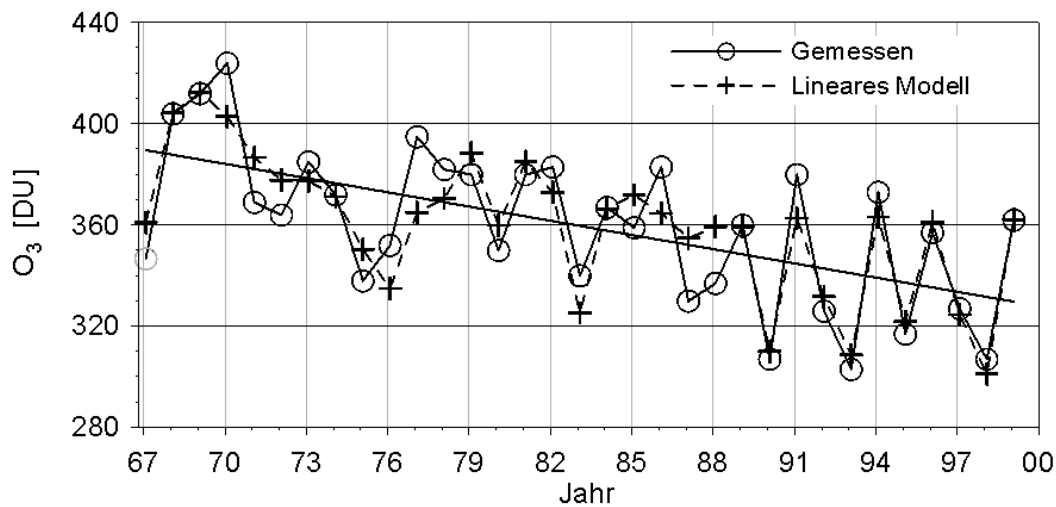


Abbildung 1.3: *Trend des Ozons am Hohenpeißenberg seit 1967 (aus Steinbrecht u. Claude 1999).*

den globalen Werten übereinstimmt (Labitzke, 1999). In den letzten Jahren wird durch die kontinuierlich abnehmenden Temperaturen in der Stratosphäre aufgrund des anthropogen bedingten  $CO_2$ -Anstiegs zunehmend auch in der Arktis ein selbstverstärkender katalytischer stratosphärischer Ozonabbau in den Frühjahrmonaten beobachtet, der im März 2000 mit 20-25% Abnahme im Flächenmittel (und auch über Nordeuropa), gegenüber den Jahren vor 1976, Rekordwerte erreichte (Abb. 1.4). Maximalwerte von 30-35% traten in der kanadischen Arktis Ende März auf. Der Gesamtozonabbau liegt zwar niedriger als in den früheren Jahren mit starkem Ozonverlust (1993, 1995, 1996 und 1997), dies wird jedoch auf die stärkere Ausdehnung des Polarwirbels in mittlere Breiten in diesen Jahren zurückgeführt (Bojkov et al. 2000). Die anthropogene Ozonzerstörung im Frühjahr in der Arktis ist damit bereits in der Größenordnung des Ozonabbaus in der Antarktis vor zwanzig Jahren.

Durch das Montreal-Abkommen von 1987 und einer Reihe von darauf aufbauenden verschärften internationalen Abkommen (London 1990, Kopenhagen 1992, Wien 1995) wurde zwar die Emission der die Ozonschicht schädigenden Stoffe begrenzt, durch die Langzeitwirkung ist jedoch mit einer weiteren Abnahme stratosphärischen Ozons bis ins Jahr 2060 zu rechnen. Erst dann fällt, bei Einhaltung der vereinbarten Richtlinien, die vorhandene Chlorkonzentration im Bereich der Stratosphäre unter die kritische Grenze zur Entwicklung des Ozonabbaus (Labitzke, 1999). Eine weitere Gefahrenquelle für die zukünftige Entwicklung des stratosphärischen Ozonabbaus stellt allerdings die derzeit noch zunehmende Konzentration an bromierten Substanzen dar, die ein ca. 50 mal höheres Ozonzerstörungspotential gegenüber den Chlorspezies haben (Engel und Schmidt, 1999).

In Langzeitbeobachtungen der Winde im Mesopausenbereich der mittleren Breiten der Nordhemisphäre wurde in den letzten 30 Jahren insbesondere im Sommer eine starke Abnahme der halbtägigen Gezeitenamplitude beobachtet (Jacobi, 2000; Bremer et al., 1997).

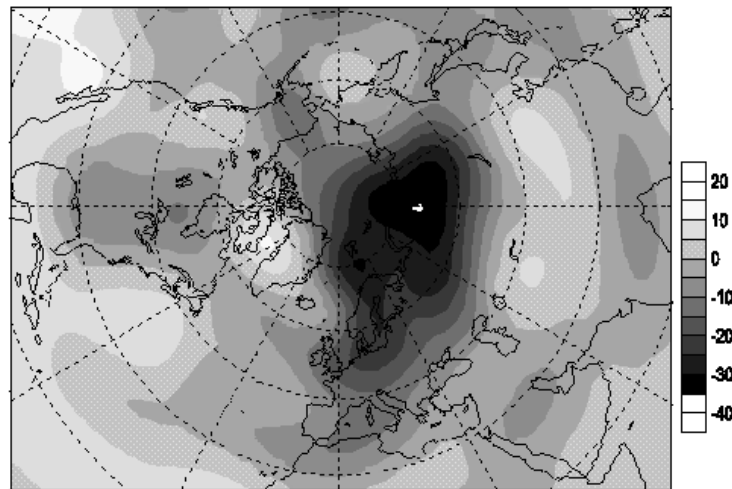


Abbildung 1.4: Prozentuale Ozonverluste über der nördlichen Hemisphäre Anfang März 2000 im Vergleich mit Mittelwerten von vor 1976 (aus Bojkov et al. 2000).

Da Ozon einerseits als Hauptabsorber der UV-Strahlung in der Stratosphäre wesentlich für den Antrieb verantwortlich ist und andererseits eine entscheidende Bedeutung für die Temperaturverteilung in der mittleren Atmosphäre hat, die wiederum die Ausbreitungsbedingungen der halbtägigen Gezeiten mitbestimmt, stellt sich auch die Frage wie stark der anthropogen bedingte Ozonabbau Einfluß auf die Langzeitentwicklung der Dynamik in dieser Region hat.

Da Ozon eine hohe räumliche und zeitliche Variabilität im Bereich täglicher bis jährlicher Zeitskalen zeigt, ist eine verlässliche langfristige Prognose der zukünftigen Verteilung bislang nicht möglich. Die Vielzahl der beteiligten chemischen Prozesse sowie die Transportprozesse für die verschiedenen chemischen Konstituenten und die Abhängigkeit von den thermischen Bedingungen erfordert komplexe numerische Modellrechnungen, die das System trotz erheblicher Weiterentwicklungen in den letzten Jahrzehnten nur bedingt voraussagen können.

Die Folgen des Ozonlochs für die Zirkulation der Troposphäre und mittleren Atmosphäre bis ca. 80 km wurde mit einer Vielzahl von Modellen untersucht (Fels et al. 1980, Kiehl et al., 1988; Cariolle et al., 1990). Untersuchungen über die Auswirkungen der Gesamt- abnahme stratosphärischen Ozons auf die obere Mesosphäre und untere Thermosphäre existieren jedoch nur wenige.

Fels et al. (1980) behandelten den globalen Ozonrückgang am Beispiel der Halbierung mit einem globalen Zirkulationsmodell (GCM) bis 80 km Höhe. Dort wurde die Auswirkung auf den Strahlungsantrieb der Zirkulation und die zonal gemittelte Temperatur untersucht. Sie fanden einen Rückgang der Temperatur in der unteren Stratosphäre um 10 – 12 K und um bis zu 25 K in der tropischen Stratopause. Darüber folgt wieder eine Abnahme der Abkühlung bis auf 12 K in 80 km. Dameris et al. (1991) näherten in ihrem

Modellexperiment die globale Ozonabnahme durch ein extrem großes Ozonloch an. Ross und Walterscheid (1991) untersuchten den Einfluß einer realistischen breitenabhängigen Ozonabnahme für den Zeitraum 1960-1990 auf die Bodendruckamplitude und die Zonalwindmoden der solaren Gezeiten mit einem Modell nach der klassischen Gezeitentheorie bis 60 km Höhe bei Winterbedingungen. Sie berechneten eine Abnahme der stärksten symmetrischen halbtägigen Gezeitenmoden des Zonalwindes zu den Meridionalindizes 2 und 4 um 5.4% und 11.3% und eine Abnahme der starken ganztägigen Gezeitenmoden mit Meridionalindex 1 und -2 um 1.1% und 4%. Daraus resultiert ein Rückgang des Impulsflusses durch Dissipation in der unteren Thermosphäre bei den halbtägigen Gezeiten um 10% und bei den ganztägigen um 3%.

In der vorliegenden Arbeit werden die Auswirkungen der Ozonabnahme auf die Temperatur und Zirkulation der mittleren Atmosphäre und unteren Thermosphäre untersucht. Dabei werden einerseits extreme Änderungen auf die halbe Konzentration und eine breitenabhängige Reduktion um 50% an den Polen und 5% am Äquator angenommen und andererseits "realistische"  $O_3$ -Abnahmen für den dekadischen Zeitraum behandelt.

## 1.4 Zonale Windvariationen im Mesopausenbereich

In numerischen Untersuchungen werden Trends und Wellenausbreitung in der mittleren Atmosphäre häufig durch die zonal gemittelten Felder beschrieben. Langzeitbeobachtungen des Windfeldes in der Mesopausenregion entlang eines schmalen Breitengürtels zwischen  $52^\circ N$  und  $56^\circ N$  zeigen neben zeitlich und örtlich periodischen Schwankungen durch Gezeiten und planetare Wellen auch systematische längenabhängige Variationen des mittleren Zonalwindes und der Amplitudenverteilung der halbtägigen Gezeiten (Bremer et al., 1997; Jacobi et al., 1999). Als Ursache dafür kommen in erster Linie orografisch bedingte Einflüsse in Frage, die einerseits zu einer ausgeprägten Abweichung des winterlichen Polarwirbels von der Radialsymmetrie um den Pol führen, aber auch zu einer Längenabhängigkeit der Schwerewellenaktivität. Auch Unterschiede in der Land-See-Verteilung beeinflussen die Schwerewellenaktivität. Weiterhin können direkte Variationen des solaren Antriebs für die halbtägige Gezeitenamplitude durch längenabhängige Ozonvariationen von Bedeutung sein.

Bei den Langzeitmessungen der halbtägigen solaren Gezeiten in 92 km Höhe an 6 verschiedenen Stationen von Jacobi et al. (1999) (Abb. 1.5, Tab. 1.1) wird im Winter eine

Meßstation	Koordinaten
Saskatoon	$52^\circ N, 107^\circ W$
Sheffield	$53^\circ N, 4^\circ W$
Juliusruh	$55^\circ N, 13^\circ E$
Collm	$52^\circ N, 15^\circ E$
Obninsk	$55^\circ N, 37^\circ E$
Kazan	$56^\circ N, 49^\circ E$

Tabelle 1.1: Koordinaten der Meßstationen im Breitenbereich  $52 - 56^\circ N$ .

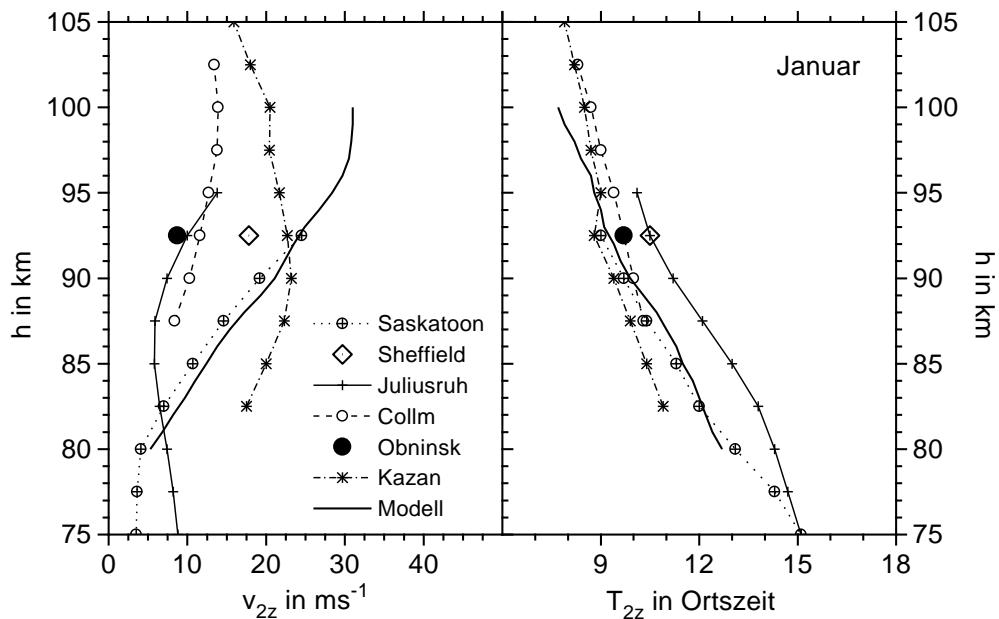


Abbildung 1.5: Profile der Langzeitmittel der halbtägigen Gezeitenamplitude (links) und Phase (rechts) für Januar an den verschiedenen Meßstationen in Tab. 1.1 zwischen 52°N und 56°N (nach Jacobi et al., 1999).

besonders starke Variation der Amplitude zwischen ca. 8 und 25 m/s und der Phase um ca. 2 Stunden beobachtet. Die Differenz der Amplitude wird mit zunehmendem Abstand zwischen den Stationen größer, was für eine Wechselwirkung der solaren Gezeiten mit einer großskaligen nichtwandernden Wellenstörung spricht. Lediglich die am weitesten entfernte Station (Kazan) weicht davon ab. Auch zeigen Vergleiche zwischen Collm und Saskatoon eine Korrelation der Differenzen der halbtägigen Gezeitenamplitude des Zonalwindes an beiden Stationen mit der Tiefe des winterlichen Polarwirbels (Jacobi, 2000). Damit liegt die Vermutung nahe, daß die beobachteten längenabhängigen Variationen im wesentlichen auf den Einfluß der stationären Wellen, verbunden mit dem winterlichen Polarwirbel in der Stratosphäre, zurückzuführen sind, was in dem Modellexperiment in Kapitel 7 untersucht wird.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im 2. Kapitel werden die Grundlagen zur Strahlung und Dynamik des verwendeten Modells behandelt und insbesondere das verwendete  $CO_2$ -Parametrisierungsschema ausführlich vorgestellt. Weiterhin wird eine umfassende Darstellung der klassischen Gezeitentheorie gegeben, die zur Interpretation der Modellergebnisse verwendet wird. In Kapitel 3 wird der Kontrolllauf für die Modellsimulationen vorgestellt, sowie die diabatische Zirkulation und der Einfluß der Gezeiten auf die Modellzirkulation untersucht. Im 4. Kapitel wird der  $CO_2$ -Anstieg zunächst am Beispiel des  $2 \cdot CO_2$ -Szenarios behandelt sowie der Einfluß einer "realistischen" Änderung von 10% für einen Zeitraum von 30 Jahren untersucht und daraus der  $CO_2$ -bedingte dekadische

Temperaturtrend abgeleitet. In Kapitel 5 wird zur Untersuchung des  $O_3$ -Abbaus zunächst als "first guess" das  $1/2 \cdot O_3$ -Klima behandelt sowie der Einfluß der Breitenabhängigkeit des  $O_3$ -Abbaus in einer Modellsimulation mit breitenabhängiger Ozonreduktion um 50% an den Polen und um 5% am Äquator. In Kapitel 6 werden die gekoppelten Experimente zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau vorgestellt und die Einzeleffekte abgeschätzt. Einerseits werden starke Änderungen der Konzentrationen im  $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$ -Szenario behandelt und zum anderen der Trend der Windparameter im Mesopausenbereich der mittleren Breiten bei schrittweiser Änderung der Einzelkomponenten und beiden gleichzeitig zwischen 5% und 50% untersucht. Weiterhin wird der dekadische Trend der Temperatur und der Windparameter im gesamten Höhenbereich aus einem Modellexperiment mit "realistischer"  $CO_2$ -Erhöhung und  $O_3$ -Abnahme abgeleitet. Die Ergebnisse werden durch Vergleich mit früheren Modelluntersuchungen und Meßergebnissen diskutiert. In Kapitel 7 wird der Einfluß des winterlichen stratosphärischen Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre behandelt und mit Ergebnissen von Windmessungen im Mesopausenbereich an verschiedenen Stationen in den mittleren Breiten verglichen. Die wesentlichen Ergebnisse der Untersuchungen werden nochmals in den Schlußbetrachtungen zusammengefaßt und ein Ausblick auf zukünftige Entwicklungen gegeben.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Das Zirkulationsmodell COMMA

#### 2.1.1 Allgemeine Einführung

Das Zirkulationsmodell COMMA (Cologne Model of the Middle Atmosphere) wurde, in der heutigen Form, im wesentlichen in Köln, in der Arbeitsgruppe von Prof. Ebel, entwickelt. Ursprünglich wurde es als hemisphärisches Modell für den Höhenbereich bis 80 *km* zur Untersuchung von Stratosphärenenerwärmungen und planetaren Wellenausbreitung von Rose und Klinker in der Arbeitsgruppe von Prof. Labitzke in Berlin entwickelt (Rose 1983). Jacobs (1986) schloß thermosphärische Prozesse wie Ionenreibung, molekulare Wärmeleitung und dynamische Viskosität sowie Dissipation durch brechende Schwerewellen mit ein und erweiterte es auf das globale Gitter bis in 150 *km* Höhe. Später wurde eine vollständige Strahlungsparametrisierung der solaren Erwärmung und IR-Abkühlung durch Berger hinzugefügt, die im Modell eine eigenständige Modellzirkulation aufbaut, die den mittleren Zustand der mittleren Atmosphäre gut wiedergibt und auch die Untersuchung von thermischen Gezeiten ermöglicht. Mit dem Modell wurden zahlreiche Untersuchungen zu Prozessen in der mittleren Atmosphäre durchgeführt wie dem Einfluß von stationären und transienten Wellenstörungen auf die mittlere Atmosphäre (Ebel et al., 1988), der Simulation des Ozonlochs (Dameris et al., 1991) und dem  $CO_2$ -Anstieg (Berger u. Dameris 1993). Grollmann (1992) verbesserte die Schwerewellenparametrisierung nach Lindzen (1971) durch Erweiterungen von Holton und Zhu (1984) und untersuchte Wechselwirkungen planetarer Wellen und Schwerewellen mit den solaren Gezeiten. Weitere Arbeiten, die chemische Prozesse berücksichtigten wurden von Günther (1995), der chemische Transportprozesse untersuchte, und Baier (2000) durchgeführt, der den stratosphärischen Ozonhaushalt während realer Episoden durch Assimilation von Ozondaten aus ECMWF-Analysen mit Hilfe eines adjungierten Modells (AMMOC) simulierte. Berger (2000) zeigte die Doppelstruktur der Mesopause durch Einbindung der heterogenen chemischen Prozesse in dem Höhenbereich. Da in der vorliegenden Arbeit Modellsimulationen zur Änderung der Strahlungsbedingungen und dynamische Prozesse untersucht werden, finden die chemischen Erweiterungen keine Verwendung.

In der hier verwendeten Form wurde in das COMMA-Modell ein modernes  $CO_2$ -Parametrisierungsschema nach Fomichev et al. (1998) in Zusammenarbeit mit der Universität St.-Petersburg eingebunden (Ogibalov, 1999; Lange et al, 2000b), sowie eine verbesserte



$O_3$ -Klimatologie aus Berliner Langzeitanalysen. Der Ozonatensatz (Version 2) ist eine Erweiterung der Vorgängerversion 1, der bei Fortuin und Langematz (1994) beschrieben ist.

Das Kölner Zirkulationsmodell ist ein dreidimensionales globales mechanistisches Gitterpunktmodell mit logarithmischer Vertikalkoordinate  $z = -H \cdot \ln(p/p_0)$ , wobei die Skalenhöhe  $H$  temperatur- und höhenunabhängig konstant  $7\text{ km}$  beträgt und der Referenzdruck  $p_0$  dem Bodendruck von  $1013\text{ hPa}$  entspricht. Das Modellgebiet reicht von  $0 - 150\text{ km}$  in geometrischer Höhe und von  $0 - 135\text{ km}$  in logarithmischer Druckhöhe und hat in der hier verwendeten Version 24 Schichten mit einem Abstand von  $5.74\text{ km}$  und dem ersten Niveau in  $2.87\text{ km}$  Höhe. Die horizontale Auflösung beträgt  $5.625^\circ \times 5^\circ$  mit 64 Gitterpunkten in der Länge und 36 in der Breite.

Das Modell enthält eine volle Strahlungsparametrisierung, die die Absorption der solaren Strahlung durch  $H_2O$  und  $CO_2$  in der Troposphäre,  $O_3$  in der Stratosphäre und zusätzlich molekularem Sauerstoff in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre berücksichtigt. Als Emittenten im Infrarot werden  $H_2O$  in der Troposphäre,  $CO_2$  und  $O_3$  in der mittleren Atmosphäre und  $NO$  in der Thermosphäre berücksichtigt.

## 2.1.2 Strahlung

### Solare Erwärmungsraten

Die Änderung der Wärmegehalts der Atmosphäre und damit die Temperaturänderung entspricht bei Annahme horizontaler Homogenität und sphärischer Symmetrie (planparallele Atmosphärenapproximation) der vertikalen Strahlungsflußdivergenz. Da die solare Aufheizung und infrarote Abkühlung in unterschiedlichen Frequenzbereichen erfolgt, lassen sich die Strahlungsflußdivergenzen für Absorption und Emission getrennt behandeln.

$$\frac{dq}{dt} = \rho c_p \frac{dT}{dt} = -\frac{dF_\lambda}{dz} \quad (2.1)$$

$dq/dt$  beschreibt die zeitliche Änderung der Wärmemenge pro Einheitsvolumen,  $\rho$  die Dichte,  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck,  $dT/dt$  die Erwärmungsraten und  $dF_\lambda/dz$  die vertikale Strahlungsflußdivergenz. Die absorbierte Strahlung auf einem Wegstreckenelement  $\Delta z$  entspricht demnach der Differenz des Strahlungsflusses in der Höhe  $z$  und der Höhe  $z + \Delta z$ .

$$\Delta F_\lambda(z) = F_\lambda(z) - F_\lambda(z + \Delta z)$$

Der Strahlungsfluß in einem Frequenzband in einer bestimmten Höhe ergibt sich aus der Transmission  $Tr$  der Strahlung durch das absorbierende Medium zwischen der Höhe und der Einstrahlung innerhalb des Frequenzintervalls am Oberrand der Atmosphäre.

$$F_\lambda(z) = Tr(z) F_{0\lambda}(toa^*); \quad \text{*top of atmosphere}$$

Mit der Absorptivität  $\bar{A}(z) = 1 - Tr(z)$  folgt:

$$\begin{aligned}
 \Delta F_\lambda(z) &= \{ Tr(z) - Tr(z + \Delta z) \} F_{0\lambda}(toa) \\
 &= \{ 1 - \bar{A}(z) - 1 + \bar{A}(z + \Delta z) \} F_{0\lambda}(toa) \\
 &= \left\{ -\bar{A}(z) + \bar{A}(z) + \frac{d\bar{A}(z')}{dz'} \Big|_{z'=z} \Delta z \right\} F_{0\lambda}(toa) \\
 &= \frac{d\bar{A}(z')}{dz'} \Big|_{z'=z} \Delta z F_{0\lambda}(toa)
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

Demnach ist für die verschiedenen absorbierenden Medien die vertikale Ableitung der Absorptivität zu berechnen.

### H<sub>2</sub>O-Erwärmungsraten

Die Wasserdampfverteilung wird durch eine leicht modifizierte Form der analytischen Beziehung nach Forbes und Garrett (1978) beschrieben, die ein zonales Jahresmittel wiedergibt. Die Formel für das Volumenmischungsverhältnis (in g/kg) lautet:

$$c = 0.02 \exp\left(-\frac{z}{2.5}\right) \exp\left(-\frac{\phi^2}{1700}\right) + 3 \cdot 10^{-6}. \tag{2.3}$$

wobei  $z$  die logarithmische Modellhöhe in Kilometern und  $\phi$  die geographische Breite in Grad angibt. Die Konzentration nimmt also exponentiell mit der Höhe ab und ist in der Breite mit einer Glockenkurve überlagert, die ihr Maximum in den Tropen besitzt.

Die Erwärmungsraten von Wasserdampf werden nach dem Strahlungsschema von Liou und Sasamori (1975) berechnet, das das Wasserdampfabsorptionsspektrum in 6 Frequenzbereiche unterteilt. Die zentralen Wellenlängen liegen bei  $0.94 \mu m$ ,  $1.1 \mu m$ ,  $1.38 \mu m$ ,  $1.87 \mu m$ ,  $2.7 \mu m$  und  $3.2 \mu m$  mit prozentualen Anteilen der solaren Flüsse in den einzelnen Banden von 13, 9, 10, 6, 3 und 2 Prozent vom gesamten solaren Fluß. Die Bandabsorptivität wird dabei für die einzelnen Frequenzbereiche getrennt berechnet:

$$\bar{A}(\Delta\nu) = \frac{A}{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} [C + D \log_{10}(x + x_0)]. \tag{2.4}$$

$\bar{A}$  : mittlere Bandabsorptivität,

$\Delta\nu$  : Bandbreite in Wellenzahlen,

$y$  : absorbierende optische Masse  $y = \int_{s_1}^{s_2} \rho_a(s) ds$ ,

$P$  : Partialdruck des nicht absorbierenden Gases  $P = P_0 \exp(-z/H)$ ,

K,D,C: experimentell bestimmte Konstanten,

$x = y \cdot P^{\frac{K}{D}}$ ,  $x_0 = 10^{-\frac{C}{D}}$ .

### CO<sub>2</sub>-Erwärmungsraten

CO<sub>2</sub> kann bis in die obere Mesosphäre als gleichverteilt angesehen werden mit einem derzeitigen Volumenmischungsverhältnis von 360 ppmV. Es hat neben einigen schwächeren

Absorptionsbanden im solaren Spektrum nur eine etwas stärkere Absorptionsbande im nahen Infrarot bei  $2.7 \mu m$ , die sich mit einer Wasserdampfbande überlappt und bei Strahlungsrechnungen berücksichtigt werden sollte. Die Erwärmungsraten werden nach dem gleichen Bandenparametrisierungsschema wie für Wasserdampf nach Liou und Sasamori (1975) berechnet (Gl. 2.4). Die von  $CO_2$  absorbierte Energie beträgt etwa 10% der Wasserdampfabsorptionen. Aufgrund der starken Druckabhängigkeit der  $CO_2$ -Absorptionen sind sie nur in der Troposphäre von Bedeutung. Die zur Berechnung benötigten Konstanten für die verschiedenen Banden von  $H_2O$  und  $CO_2$  sind in Tabelle 2.1 angegeben.

$\lambda (\mu m)$	C	D	K	$\Delta\nu$ ( $cm^{-1}$ )	K/D	$x_0$ ( $cm^{-1}$ )
$H_2O$						
0.94	-135	230	125	1400	0.54	3.86
1.1	-292	345	180	1000	0.52	7.02
1.38	202	460	198	1500	0.43	0.36
1.87	127	232	144	1100	0.62	0.28
2.7	337	246	150	1000	0.62	0.04
3.2	-144	295	151	540	0.51	3.25
$CO_2$						
2.7	-137	77	68	320		

Tabelle 2.1: *Koeffizienten zur Berechnung der Absorptivität von  $H_2O$  und  $CO_2$  (nach Liou, 1980).*

### **O<sub>3</sub>-Erwärmungsraten**

In der Stratosphäre ist Ozon als Hauptabsorber der solaren UV-Strahlung für die ansteigende Temperatur mit der Höhe und damit für die besonders stabile Schichtung der Stratosphäre verantwortlich. Das Ozonmaximum liegt in der Stratosphäre in ca.  $35 km$  Höhe, oberhalb sinkt die Konzentration bis in Stratopausenhöhe (vgl. Abb. 2.1). Darüber steigt sie wiederum an und im Bereich der Mesopause bei ca.  $90 km$  liegt das sekundäre Ozonmaximum. Oberhalb davon nimmt die Ozonkonzentration wieder ab und andere Absorber werden stärker.

In den durchgeführten Modellläufen wird das bisher im Modell verwendete mit analytischen Funktionen approximierten mittlere Nordwinterprofil (Berger, 1994) durch eine mittlere Klimatologie aus Berliner Ozondaten ersetzt (Fortuin und Langematz, 1994, erweitert), da hier vorwiegend Modellsimulationen bei Nordsummerbedingungen durchgeführt werden. Die Ozonprofile sind zonal gemittelte Monatsmittel für den Höhenbereich bis  $90 km$  und erfassen somit auch das sekundäre Ozonmaximum. Da die Daten auf 34 Schichten zwischen  $1000$  und  $0.003 hPa$  vorliegen, lassen sie sich ohne Einbußen bei der Modellauflösung auf die ersten 17 Schichten in dem Höhenbereich linear interpolieren. Oberhalb davon wird ein exponentieller Abfall mit der Skalenhöhe  $H = 7 km$  angenommen, da darüber molekularer Sauerstoff die Absorptionen zunehmend dominiert. Das Ozonprofil für Juni ist in Abb. 2.1 dargestellt. Man sieht eine deutliche Asymmetrie zwischen Sommer- und Winterhemisphäre mit einer Verschiebung des Maximums in größere

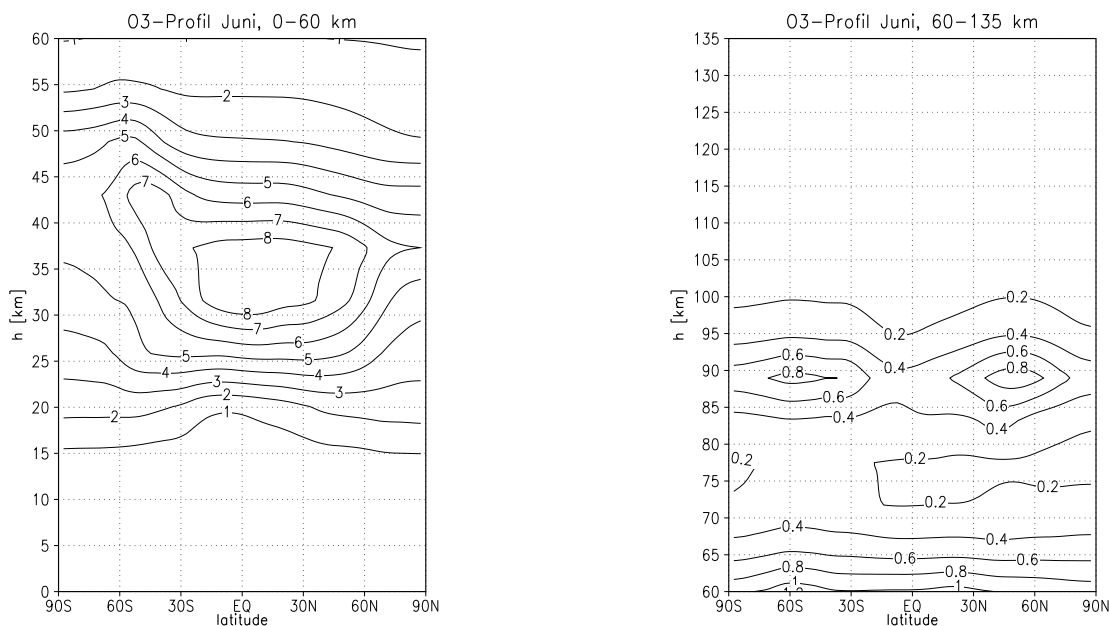


Abbildung 2.1: Ozonprofil in ppmV im COMMA-Modell für Juni abgeleitet aus einer erweiterten Version der Berliner Ozonklimatologie nach Fortuin und Langematz (1994).

Höhen auf der Winterseite. Ozon absorbiert gemeinsam mit molekularem Sauerstoff in der Herzberg Bande zwischen  $205$  und  $242\text{ nm}$  in  $40 - 100\text{ km}$  Höhe und in den Hartley- ( $200 - 300\text{ nm}$ ), Huggins- ( $300 - 350\text{ nm}$ ) und Chappuis-Banden ( $450 - 700\text{ nm}$ ) zwischen  $10$  und  $100\text{ km}$ .

Die Erwärmungsraten sind gemeinsam mit denjenigen durch andere Absorber in Abb. 2.2 gezeigt. Die maximale solare Erwärmung liegt deutlich oberhalb des primären Ozonmaximums im Bereich der Stratopause, da sie stärker von der optischen Schichtdicke abhängt, mit der sie (mit zunehmender Absorptionsstrecke) exponentiell abnimmt, als von der vorhandenen Ozonkonzentration.

### $\text{O}_2$ -Erwärmungsraten

Molekular Sauerstoff ist der dominierende Absorber in der unteren Thermosphäre oberhalb der starken Ozonabsorptionen bis  $90 - 100\text{ km}$ . Darunter sind die Erwärmungsraten klein gegen die von Ozon, sie sind jedoch bereits in der Stratosphäre nicht mehr zu vernachlässigen. Die starken Absorptionen liegen im kurzwelligen UV im Schumann Runge Kontinuum ( $125 - 175\text{ nm}$ ) in der unteren Thermosphäre, in den Schumann Runge Banden ( $175 - 205\text{ nm}$ ) zwischen  $60$  und  $120\text{ km}$  und gemeinsam mit den Ozonabsorptionen in der Herzbergbande (s.o.). Die solaren Erwärmungsraten für  $\text{O}_3$  und  $\text{O}_2$  werden im Modell nach der Parametrisierung von Strobel (1978) berechnet. Die Erwärmungsraten, sowie die Anteile an den Gesamtraten sind aus Abb. 2.2 ersichtlich.

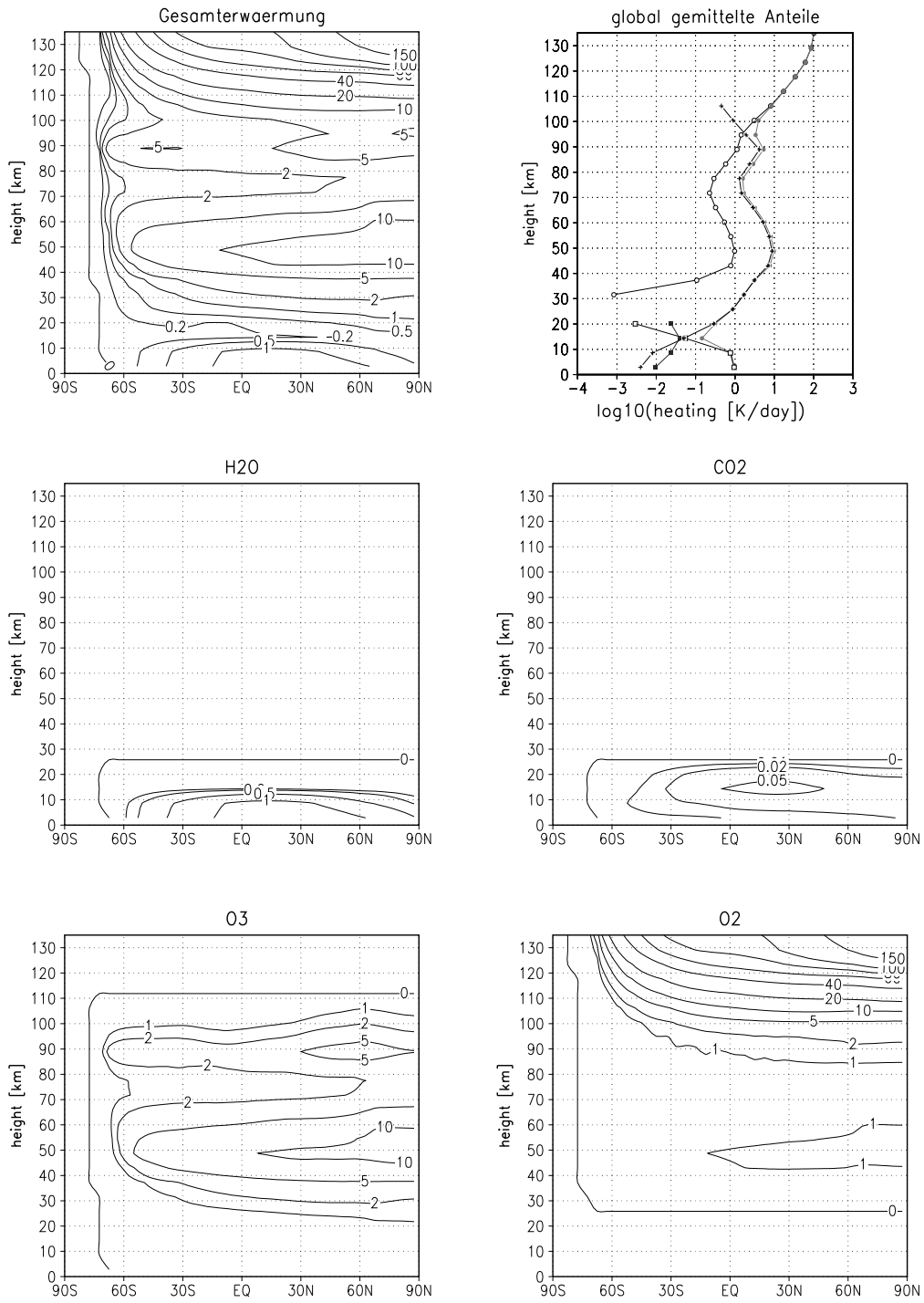


Abbildung 2.2: Gesamterwärmungsraten im COMMA-Modell (oben links) und Anteile von  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$  und  $O_2$  in K/Tag sowie Globalmittel mit den einzelnen Anteilen (oben rechts) in logarithmischer Darstellung am 21. Juni.

## Infrarote Abkühlung

Die IR-Abkühlung kompensiert neben den latenten und advektiven Wärmeflüssen die solare Aufheizung und balanciert somit das Strahlungsgleichgewicht in der Atmosphäre. In der Troposphäre ist Wasserdampf als Hauptemittent der IR-Strahlung für die Abkühlung der Atmosphäre verantwortlich, in der mittleren Atmosphäre dominiert  $CO_2$ .  $O_3$  emittiert in der  $9.6 \mu m$  Bande in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre und  $NO$  trägt in der unteren Thermosphäre wesentlich zur atmosphärischen Abkühlung bei.

Der Strahlungstransfer durch die Atmosphäre wird beschrieben durch die Strahlungstransfergleichung. Die Abschwächung oder Zunahme des Strahlungsflusses entlang eines Wegelementes  $ds$  ist proportional zur durchstrahlten Materie und der Quellfunktion  $J_\nu$  sowie zur monochromatischen Strahlung  $L_\nu$  (vgl. Andrews et al., 1987).

$$dL_\nu(\hat{\Omega}) = -k_\nu \rho_a [L_\nu(\hat{\Omega}) - J_\nu(\hat{\Omega})] ds$$

$k_\nu$  ist dabei der Massenextinktionskoeffizient  $\rho_a$  die Absorberdichte, das Integral  $\int_a^b k_\nu \rho_a ds$  beschreibt den optischen Weg bzw. die optische Dicke des Strahlweges zwischen a und b entlang dem Absorption und Streuung stattfindet. Die Quellfunktion  $J_\nu$  ist im thermischen Gleichgewicht gleich der Planck-Funktion. Die monochromatische Strahlung  $L_\nu(\hat{\Omega})$  ist die fundamentale Strahlungstransfergröße. Sie gibt die in den Raumwinkel  $\hat{\Omega}$  gestreute Strahlung der Frequenz  $\nu$  in der Einheit  $W/m^2/sr/(s^{-1})$  an. Der monochromatische Gesamtfluß  $F$  ergibt sich aus der Integration über die Halbkugel in Richtung der Flächennormalen.

$$F = \int_{2\pi} (\hat{n} \cdot \hat{\Omega}) L_\nu(\hat{\Omega}) d\Omega$$

Der IR-Nettostrahlungsfluß in der Höhe  $z$  berechnet sich aus der Differenz der nach oben und unten gerichteten Strahlungsflüsse  $F_\uparrow$  und  $F_\downarrow$ . Diese setzen sich zusammen aus der direkten Schwarzkörperstrahlung der Erdoberfläche, die durch den dazwischenliegenden Strahlweg geschwächt wird sowie der einfallenden Strahlung aus der Atmosphäre im oberen und unteren Halbraum. Die von unten kommende in Richtung des Raumwinkels  $\hat{\Omega}$  einfallende Einstrahlung  $L_\nu(\hat{\Omega})$  am Ort  $s$  ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} L_\nu(\hat{\Omega}, s) &= L_\nu(\hat{\Omega}, 0) \exp \left[ - \int_0^s k_\nu(s') \rho_a(s') ds' \right] \\ &+ \int_0^s k_\nu(s') \rho_a(s') J_\nu(\hat{\Omega}, s') \exp \left[ - \int_{s'}^s k_\nu \rho_a ds'' \right] ds' \end{aligned} \quad (2.5)$$

Bei der nach unten gerichteten Strahlung entfällt der erste Term und die Integration über die darüberliegende Atmosphäre läuft von  $z$  bis  $\infty$ . Bei Vernachlässigung der Krümmung der Atmosphäre und Annahme horizontaler Homogenität (planparallele Atmosphäre) lassen sich die Integrationen über den oberen und unteren Halbraum durchführen und die Gleichungen sind nur noch von der Vertikalkoordinate abhängig. Mit  $\mu$  als Kosinus des Zenitwinkels  $\theta$  und der Planck-Funktion  $B_\nu(z)$  als Quellfunktion folgt für den aufwärts und abwärts gerichteten Teil des Nettostrahlungsflusses:

$$F_{\uparrow}(z) = \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}(z=0) \tau_{\nu}(z, 0) d\nu + \int_0^{\infty} \int_0^z \pi B_{\nu}(z') \frac{d\tau_{\nu}}{dz'}(z, z') dz' d\nu \quad (2.6)$$

$$F_{\downarrow}(z) = \int_0^{\infty} \int_z^{\infty} \pi B_{\nu}(z') \frac{d\tau_{\nu}}{dz'}(z, z') dz' d\nu \quad (2.7)$$

$\tau_{\nu}(z_1, z_2)$  ist dabei die mit  $\mu$  über den Halbraum gewichtete monochromatische Transmissionsfunktion

$$\tau_{\nu}(z_1, z_2) = 2 \int_0^1 T_{\nu}(z_1, z_2, \mu) \mu d\mu$$

mit  $T_{\nu}$  als monochromatischer Transmission:

$$T_{\nu}(z, z', \mu) = \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \int_z^{z'} k_{\nu}(z) \rho_a dz \right].$$

Für den gesamten IR-Nettostrahlungsfluß ist nun die Quellfunktion, die im Bereich des lokalen thermischen Gleichgewichts gleich der Planck Funktion ist, sowie die Transmission für den gesamten Frequenzbereich zu bestimmen. Die Integration über den Frequenzbereich erfordert die Summation über alle IR-Bänder der beteiligten Konstituenten, die wiederum aus bis zu mehreren Tausend einzelnen Linien bestehen. Da die Berechnung der einzelnen beteiligten Übergänge wegen des zu hohen Rechenaufwandes im Zirkulationsmodell nicht durchführbar ist, werden hier Bandenparametrisierungsschemata bzw. statistische Linienmodelle verwendet, die die einzelnen Übergänge mit Hilfe geeigneter Annahmen zusammenfassen und die Gesamtabkühlungs- bzw. Erwärmungsraten berechnen.

Die bisherigen Rechnungen gingen davon aus, daß sich die Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht mit ihrer Umgebung befindet. Oberhalb von 70 km bricht das lokale thermische Gleichgewicht auf, das heißt die mittlere freie Weglänge der Moleküle und damit die Zeit zwischen Stößen wird groß gegen die Strahlungsrelaxationszeit und die Boltzmann-Statistik ist nicht mehr gültig. Hier ist die spontane Emission und Stoßdeaktivierung zu berücksichtigen. Dies trifft insbesondere für  $CO_2$  zu, das die IR-Abkühlung in der mittleren Atmosphäre bis in die untere Thermosphäre dominiert. Die Einsteinkoeffizienten für spontane Emission und Stoßdeaktivierung sind zu berechnen und die Quellfunktion erweitert sich zu

$$J_{\nu} = B_{\nu} + \frac{1}{4\pi S n(z) \lambda(z)} \frac{dF}{dz} \quad (2.8)$$

mit  $S$  als Bandenstärke im Frequenzband  $\nu$ ,  $n(z)$  als Anzahl der Moleküle pro Volumen und  $\lambda$  als mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes. Im folgenden werden die Abkühlungsraten der verschiedenen atmosphärischen Konstituenten  $H_2O$ ,  $O_3$ ,  $CO_2$  und  $NO$  behandelt.

### **H<sub>2</sub>O-Abkühlungsraten**

Die Abkühlungsraten von  $H_2O$  werden nach dem statistischen Linienmodell von Goody (1964) berechnet. Sie berücksichtigen die Rotationsbanden von  $H_2O$ , die in 8 Intervalle mit

mittleren Werten für Linienstärke, Linienabstand und Halbwertsbreite aufgeteilt werden und die  $6.3 \mu m$ -Bande mit 9 Intervallen. Die Werte sind bei Liou (1980) tabelliert. Die  $H_2O$ -Abkühlungsraten sind mit den anderen Abkühlungsraten in Abb. 2.6 abgebildet.

### CO<sub>2</sub>-Abkühlungsraten

Das CO<sub>2</sub>-Parametrisierungsschema nach Fomichev et al. (1998) deckt einen Höhenbereich von 14 bis 150 km ab, der in drei Bereiche unterteilt wird:

- 1.)  $z = 14 - 70 \text{ km}$  ( $x = 2 - 11$ ) LTE-Bereich (local thermal equilibrium),
- 2.)  $z = 70 - 93 \text{ km}$  ( $x = 11 - 14$ ) Übergangsbereich,
- 3.)  $z > 93 \text{ km}$  ( $x > 14$ ) NLTE-Bereich (non local thermal equilibrium).

$x$  gibt die dimensionslose Vertikalkoordinate in logarithmischen Druckkoordinaten an:  $x = -\ln(p/1000 \text{ hPa})$ . Der Übergangsbereich, in dem die Stoßprozesse von CO<sub>2</sub> mit O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> und O wirksam werden, wird nochmals in zwei Bereiche unterteilt, wobei im unteren ( $x = 11 - 12.5$ ) die Änderung des Mischungsverhältnisses von atomarem Sauerstoff noch keine wesentliche Rolle spielt und die Konzentrationen an molekularem Sauerstoff und Stickstoff nahezu konstant sind. Dort wird die für den LTE-Bereich geltende Matrix-Parametrisierung modifiziert. Darüber ( $x = 12.5 - 14$ ) wird der der im NLTE-Bereich geltende Rekursionsalgorithmus verwendet, bei dem zusätzlich zum Fundamentalübergang

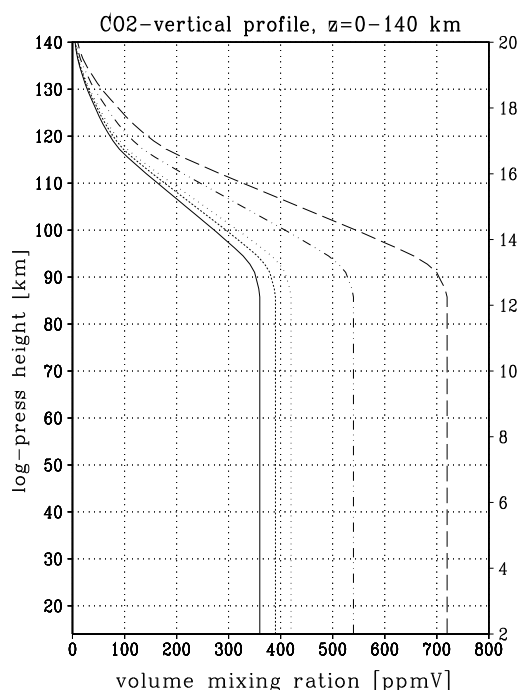


Abbildung 2.3: Vertikalprofile der CO<sub>2</sub>-Volumenmischungsverhältnisse von 360, 390, 420, 540 und 720 ppmV im konstanten Bereich. Rechts ist die dimensionslose Vertikalkoordinate  $x = -\ln(p/1000 \text{ mb})$  angegeben, links die logarithmische Druckhöhe  $z = H \cdot x$  mit der Skalenhöhe  $H = 7 \text{ km}$ .



bei  $15\ \mu\text{m}$  durch eine Modifikation der Parameter weitere Übergänge und der Wärmeaustausch mit den darüberliegenden Schichten berücksichtigt wird.

Im NLTE-Bereich ab  $x = 14$  wird nur noch der Fundamentalübergang und der thermische Austausch mit den darunterliegenden Schichten betrachtet. Oberhalb von  $x = 16.5$  ( $\sim 110\ \text{km}$ ) vereinfacht sich die Rekursionsformel, da wegen der starken Abnahme der optischen Dicke in der unteren Thermosphäre neben dem "cooling to space"-Anteil nur der Wärmeaustausch mit den Schichten unterhalb von  $x = 16.5$  von Bedeutung ist. Das Vertikalprofil der angenommenen  $\text{CO}_2$ -Verteilung zeigt Abb. 2.3. Es ist bis in den Höhenbereich von  $x = 12.5$  ( $\sim 85\ \text{km}$ ) nahezu konstant, darüber nimmt das Profil für beliebige  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen linear mit dem Referenzprofil für  $360\ \text{ppmV}$  ab. Das Referenzprofil ist oberhalb von  $70\ \text{km}$  aus Messungen von Trinks und Fricke (1978), Offermann et al. (1981) und Rinsland et al. (1992) gewonnen.

### 1. Der LTE-Bereich

Die neu implementierte  $\text{CO}_2$ -Parametrisierung nach Fomichev et al. (1998) ermöglicht die Berechnung der  $\text{CO}_2$ -Abkühlungsraten im LTE-Bereich nach der exakten Curtis-Matrix-Methode für  $\text{CO}_2$ -Mischungsverhältnisse von  $180 - 720\ \text{ppmV}$ . Dabei werden für das  $15\ \mu\text{m}$  Band aus den diffusen "line by line" Transmissionsmatrizen Curtis-Matrizen  $A(\tau, s)$  für 26 spektrale Intervalle von  $10\ \text{cm}^{-1}$  Breite zwischen  $540$  und  $800\ \text{cm}^{-1}$  berechnet. Berücksichtigt wird der Fundamentalübergang und die 1. und 2. "hot transitions" des Hauptisotops  $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$  sowie der Fundamentalübergang und die 1. "hot transitions" der Minoritätsisotope  $\text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$ ,  $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{18}$ ,  $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{17}$  (vgl. Termschema in Andrews et al. 1987, S. 43). Dies wird für die  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen  $180$ ,  $360$ ,  $540$  und  $720\ \text{ppmV}$  und sechs Referenztemperaturprofile nach der CIRA Standardatmosphäre 1986 (Fleming et al., 1990) durchgeführt. Die Abkühlungsrate bestimmt sich aus den Curtis-Matrizen zu

$$\epsilon^{\tau,s}(x_0) = \sum_j A_j^{\tau,s}(x_0) \varphi_j^{\tau,s} \quad \text{mit} \quad \varphi_j^{\tau,s} = \exp(-h\nu/k_B T_j^\tau).$$

- $s$  : Index für spektrales Frequenzintervall,
- $j$  : Summationsindex für vertikale Schichten,
- $\tau$  : Index für verschiedene Temperaturprofile,
- $x_0$  : Höhengniveau, für das die Abkühlungsrate berechnet wird.

Durch Aufspaltung der Koeffizienten der Curtis-Matrix mit expliziter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit

$$A_j^{\tau,s}(x_0) = a_j^{\tau,s}(x_0) + b_j^{\tau,s}(x_0) \varphi_0^{\tau,s},$$

Summation der Koeffizienten über die Frequenzintervalle und Wichtung der temperaturabhängigen Koeffizienten für die verschiedenen Temperaturprofile werden frequenz- und temperaturunabhängige Koeffizienten  $a_j, b_j$  für das gesamte  $15\ \mu\text{m}$  Band gewonnen, die eine effiziente Berechnung der Abkühlungsraten ermöglichen:

$$\epsilon(x_0) = \sum_j [a_j(x_0) + b_j(x_0) \varphi_0^\tau] \varphi_j^\tau.$$

Die Berechnung der Abkühlungsraten wird von dem ursprünglich gleichförmigen Gitter mit einem Gitterabstand von  $\delta x = 0.25$  nach der Methode der Matrixtransformation von Akmaev und Fomichev (1992) auf ein optimiertes Vertikalgitter transformiert, womit sich die Anzahl der benachbarten Schichten, die zum Wärmeaustausch an einem Gitterpunkt beitragen, auf acht reduziert.

Fomichev et al. (1998) verglichen die Ergebnisse für die Abkühlungsraten für die gegenwärtige  $CO_2$ -Konzentration mit den exakten Rechnungen von Schwarzkopf und Fels (1985). Die maximalen Differenzen liegen bei weniger als  $\pm 0.1 K/Tag$ . Eine detaillierte Herleitung mit Angabe der Matrix-Koeffizienten ist in Fomichev et al. (1998) gegeben. Eine allgemeine Behandlung der Strahlungsrechnung und der mathematischen Methoden findet sich z.B. bei Andrews et al. (1987).

### 2. Der Übergangsbereich: $x = 11 - 14$ (70 – 93 km)

Zwischen reinem LTE und NLTE-Bereich existiert der Übergangsbereich, in dem einerseits der Wärmeaustausch mit höheren Schichten berücksichtigt werden muß und neben dem Fundamentalband noch weitere Übergänge von Bedeutung sind, andererseits jedoch bereits NLTE-Effekte wie die Stoßdeaktivierung wirksam sind. Abb. 2.4 veranschaulicht dies. Bis in die Höhe  $x = 14$  sind die Beiträge der "hot transitions" sowie der anderen Isotope nicht vernachlässigbar, darüber ist nur noch der Fundamentalübergang von Bedeutung. Besonders beachtenswert ist der dominierende Beitrag aus den ersten "hot transitions" bei  $x = 8.5 - 11$ . Unterhalb von  $x = 12.5$ , wo die Variation des Mischungsverhältnisses von atomarem Sauerstoff noch keine große Rolle spielt und die Konzentration an molekularem Sauerstoff und Stickstoff konstant ist, werden die Matrix-Koeffizienten korrigiert und die NLTE-Effekte damit ausgeblendet. Zwischen  $x = 12.5$  und  $x = 14$  (85–93 km) wird die Rekursionsformel nach Kutepov und Fomichev (1993) verwendet, mit korrigierten Parametern zur Berücksichtigung des Wärmeaustauschs mit den darüberliegenden Schichten und der Einbeziehung der anderen Übergänge außer dem Fundamentalband. Die Konzentration der für die Stoßdeaktivierung wichtigen Konstituenten  $O_2$  und  $N_2$  sowie des oberhalb 88 km die Stoßdeaktivierung dominierenden atomaren Sauerstoffs sind als Global- und Jahresmittel der Standardatmosphäre CIRA 1986 (Rees und Ebel, 1988) und in der unteren Thermosphäre dem MSIS 90-Modell (Hedin et al., 1991) entnommen.

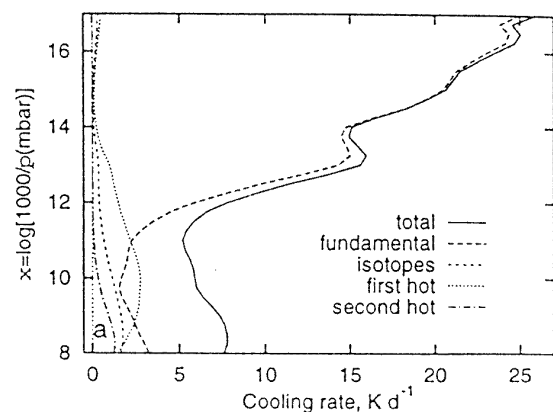


Abbildung 2.4: Beiträge verschiedener Übergänge zur Strahlungsabkühlung von  $CO_2$  im  $15\mu m$ -Band nach Fomichev et al. (1998).

### 3. Der NLTE-Bereich: $x > 14$

Oberhalb des Übergangsbereichs wird nur noch der Fundamentalübergang des Hauptisotops  $C^{12}O_2^{16}$  berücksichtigt und der Wärmeaustausch mit höherliegenden Schichten ver-

nachlässigt. Dort wird die Rekursionsformel für den reinen NLTE-Bereich nach Kutepov und Fomichev (1993) verwendet (Gl. 2.10), bei der beginnend an einem untersten Niveau, hier bei  $x = 13.75$ , sukzessive die Abkühlungsraten für die darüberliegenden Levels berechnet werden.

Die Abhängigkeit der Abkühlungsraten von der  $CO_2$ -Konzentration ist durch die  $CO_2$ -Konzentration am zu berechnenden Gitterpunkt und durch die Abhängigkeit der Escape-Funktion  $L(u)$  von der darüberliegenden  $CO_2$ -Säule  $u$  gegeben. Die Berechnung der Abkühlungsraten für beliebige Konzentrationen erfolgt durch lineare Interpolation der Werte für  $\log(L(u))$  über der  $CO_2$ -Säule  $u$ . Oberhalb von  $x = 16.5$  werden die Beiträge zum Wärmeaustausch so gering, daß nur noch der Einfluß der Schichten unterhalb von  $x = 16.5$  berücksichtigt wird. Die Abkühlungsraten bestimmen sich hier nur noch aus diesem Anteil und dem "cooling to space" -Anteil.

Die Abkühlungsraten für  $12.5 < x < 16.5$  bestimmen sich nach der Formel

$$\epsilon(x_j) = \frac{2.63187 \times 10^{11} c_{CO_2,j} (1 - \lambda_j)}{\mu_j} \tilde{\epsilon}(x_j). \quad (2.9)$$

$$\lambda_j = \lambda(x_j) = 1.5988 / \{1.5988 + \rho_j [c_{N_2,j} (5.5 \times 10^{-17} \sqrt{T_j} + 6.7 \times 10^{-10} \exp(-83.8T_j^{-\frac{1}{3}})) + c_{O_2,j} (10^{-15} \exp(23.27 - 230.9 T_j^{-\frac{1}{3}} + 564 T_j^{-\frac{2}{3}})) + c_{O,j} k_O]\}.$$

Die empirische Formel ist der Arbeit von Fomichev et al. (1998) entnommen. Die Variablen sind dabei in den folgenden Einheiten einzusetzen.

- $\mu_j = \mu(x_j)$  : Molekulargewicht in  $g/mol$ ,
- $\rho_j = \rho(x_j)$  : Anzahldichte der Hintergrundatmosphäre in  $1/cm^3$ ,
- $c_{M_j} = c_M(x_j)$  : Volumenmischungsverhältnisse in  $ppmV$ ,  $M = CO_2, N_2, O_2, O$ ,
- $T_j = T(x_j)$  : Temperatur in Kelvin,
- $k_O$  : Ratenkoeffizient für Stoßdeaktivierung  $CO_2(01^1_0) - O$  in  $cm^3/s$ .

$\tilde{\epsilon}(x_j)$  folgt aus der Rekursionsformel:

$$[1 - \lambda_j (1 - D_j)] \tilde{\epsilon}(x_j) = [1 - \lambda_{j-1} (1 - D_{j-1})] \tilde{\epsilon}(x_{j-1}) + D_{j-1} \varphi_{j-1} - D_j \varphi_j, \quad (2.10)$$

mit der Grenzbedingung bei  $x = 12.5$ :

$$\tilde{\epsilon}(12.5) = 1.10036 \times 10^{-10} \epsilon(12.5) / \{c_{CO_2}(12.5) [1 - \lambda(12.5)]\},$$

die aus der Matrix-Parametrisierung folgt.  $D_j$  und  $D_{j-1}$  sind gegeben durch:

$$D_j = \frac{1}{4} (d_{j-1} + 3d_j); \quad D_{j-1} = \frac{1}{4} (3d_{j-1} + d_j),$$

mit

$$d_j = \begin{cases} \alpha(u, x_j) L(u) & : 12.5 \leq x_j \leq 13.75 \\ L(u) & : x_m \geq 14.0 \end{cases}$$

Die Werte für die Escape-Funktion  $L(u)$  und  $\alpha$  sowie die dekadischen Logarithmen sind bei Fomichev et al. (1998) für ausgewählte  $CO_2$ -Konzentrationen tabelliert; Werte für beliebige Konzentrationen lassen sich durch lineare Interpolation der Logarithmen bestimmen.

Oberhalb von  $x = 16.5$  folgt ein allmählicher Übergang in die "cooling to space"-Näherung:

$$\epsilon(x_j) = \frac{2.63187 \times 10^{11} c_{CO_2,j} (1 - \lambda_j)}{\mu_j} [\Phi(16.5) - \varphi_j],$$

mit

$$\Phi(x) = \tilde{\epsilon}(x) + \varphi(x)$$

als Grenzbedingung, die aus der Rekursionsgleichung bei  $x = 16.5$  folgt. Die Abkühlungsraten für die Modellläufe mit den verschiedenen  $CO_2$ -Konzentrationen (Abb. 2.3) sind in Abb. 2.5 dargestellt. Sie unterscheiden sich bis in 110 km Höhe nur geringfügig, da die erhöhte Abkühlung durch den  $CO_2$ -Anstieg von der verminderten Abkühlung durch Temperaturabnahme der Hintergrundatmosphäre kompensiert wird.

In der Arbeit von Fomichev et al. (1998) unterscheiden sich die Abkühlungsraten für verschiedene  $CO_2$ -Konzentrationen in dem Höhenbereich deutlich voneinander, was darauf zurückzuführen ist, daß dort bei allen Rechnungen die gleichen Hintergrundtemperaturprofile verwendet werden. Im Zirkulationsmodell paßt sich die Temperatur jedoch an die erhöhten Abkühlungsraten an.

Erst im NLTE-Bereich in der unteren Thermosphäre kommt die erhöhte Stoßdeaktivierung zum tragen und die Abkühlungsraten steigen deutlich mit zunehmender  $CO_2$ -Konzentration.

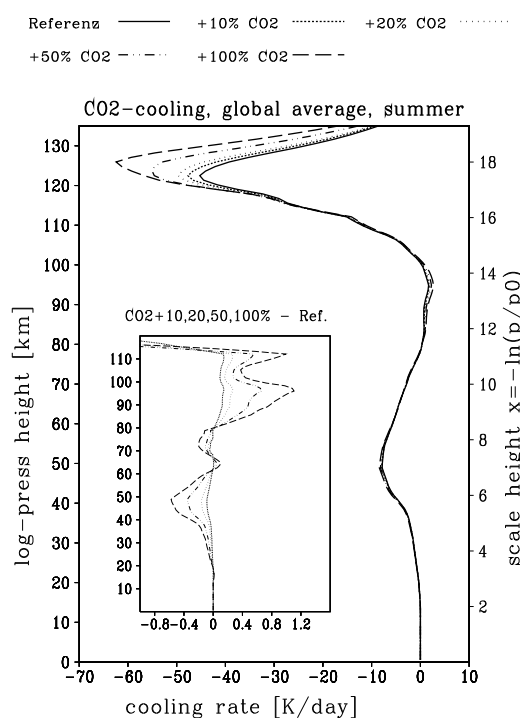


Abbildung 2.5:  $CO_2$ -Abkühlungsraten für Volumenmischungsverhältnisse von 360, 390, 420, 540 und 720 ppmV, sowie Differenzen der  $CO_2$ -erhöhten Modellläufe und dem Referenzlauf bis 110 km Höhe (kleines Bild) am 40. Modelltag.

### O<sub>3</sub>-Abkühlungsraten

Die Abkühlungsraten der 9.6  $\mu m$  Bande von O<sub>3</sub> werden nach einem Parametrisierungsschema von Fomichev und Shved (1985), das der CO<sub>2</sub> Parametrisierung im LTE-Bereich ähnlich ist, für den Höhenbereich 20 – 75 km berechnet. Sie bestimmen sich in dem Höhenniveau  $x_0$  in der Einheit  $K/Tag$  nach

$$\frac{dT}{dt}(O_3) = c_p \epsilon(x_0) \quad \text{mit}$$

$$\epsilon(x_0) = 2.37 \times 10^4 c_{O_3} \sum_{j=-I}^J C_j(x_0) \exp\left(-\frac{1500}{T_j}\right) \quad \text{in } cm^2/s^3. \quad (2.11)$$

$T_j$  ist der Zahlenwert der Temperatur in  $K$ ,  $c_{O_3}$  die Ozonkonzentration in  $ppm$ . Die Summation über  $j$  berücksichtigt dabei den Austausch mit benachbarten Schichten, die sich in Abhängigkeit von dem betrachteten Niveau nach unten aus bis zu sieben, nach oben aus bis zu vier zusammensetzt. Die logarithmische Vertikalkoordinate  $x_0 = \ln(p_0/p)$  mit  $p_0$  als Bodendruck nimmt dabei Werte zwischen 3 und 11 an. Die zu berücksichtigenden benachbarten Schichten und die Berechnung der Koeffizienten  $C_j(x_0)$  sind bei Fomichev und Shved (1985) zu finden.

### NO-Abkühlungsraten

NO ist der Hauptemittent von IR-Strahlung in der unteren Thermosphäre oberhalb von 120 km. Es emittiert in der 5.3  $\mu m$  Bande vornehmlich durch Stoßdeaktivierung von Kollisionen mit atomarem Sauerstoff. Die Abkühlungsraten  $\epsilon$  in  $cm^2 s^{-3}$  werden mit der "cooling to space"-Näherung von Kockarts (1980) bestimmt:

$$\epsilon(z) = 3.7 \times 10^{-20} n_{NO} \frac{k_{10} n_O A_{10}}{k_{10} n_O + A_{10}} \exp\left(-\frac{2699}{T(z)}\right) \quad (2.12)$$

mit  $T(z)$  als Zahlenwert der Temperatur in  $K$ ,  $n_{NO}$ ,  $n_O$  als Teilchenzahldichten von Stickoxid und atomarem Sauerstoff in  $1/cm^3$ ,  $k_{10} = 6.5 \times 10^{-11} cm^3 s^{-1}$  als Ratenkoeffizient der Stoßdeaktivierung und  $A_{10} = 13.3 s^{-1}$  der Übergangswahrscheinlichkeit für den ersten Fundamentalübergang in der 5.3  $\mu m$  Bande.

Die Abkühlungsraten der verschiedenen Konstituenten sowie die Gesamtabkühlung und die einzelnen Beiträge zeigt Abb. 2.6.

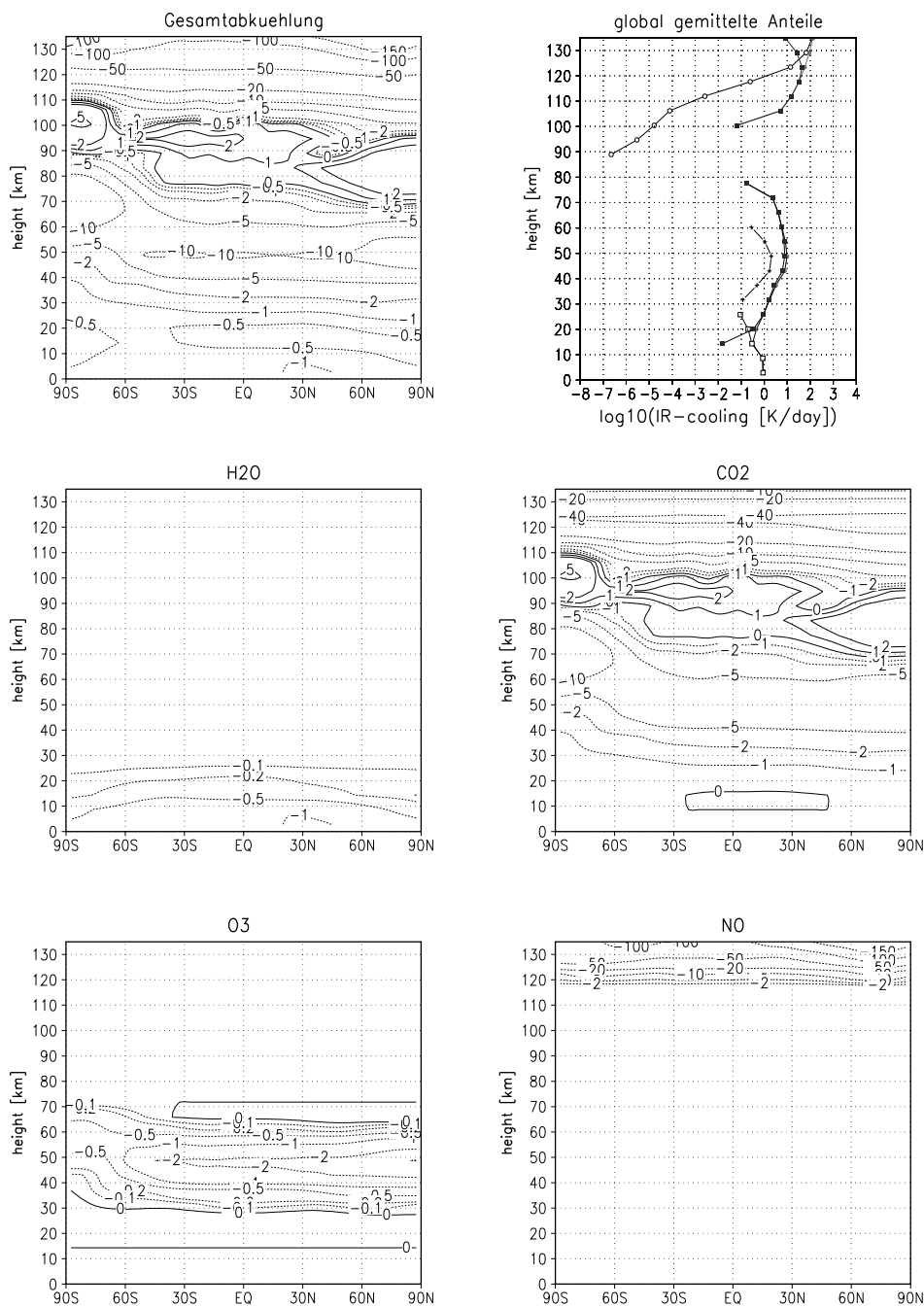


Abbildung 2.6: Gesamt IR-Abkühlungsraten im COMMA-Modell (oben links), Anteile von  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$  und  $NO$  (Mitte, unten) für den Modelltag 40 bei Junibedingungen in K/Tag und Globalmittel mit den Anteilen der einzelnen Konstituenten (oben rechts). Die Globalmittel in logarithmischer Darstellung wurden vor der Logarithmierung wegen des negativen Vorzeichens mit -1 multipliziert, woraus die Lücke im oberen Mesopausenbereich folgt. Der Netto-IR-Strahlungsfluß hat dort ein positives Vorzeichen.

### 2.1.3 Dynamik

#### Die Modellgleichungen

Die Modellgleichungen sind die sphärischen hydrodynamischen Gleichungen in Flußform. Sie gehen aus den primitiven Gleichungen durch Addition der mit  $u$ ,  $v$  bzw.  $T$  multiplizierten Kontinuitätsgleichung zu den horizontalen Impulsgleichungen bzw. der thermodynamischen Energiegleichung hervor und lauten nach Holton (1975):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = & - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u^2}{\partial \lambda} - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (uv \cos \phi) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 u w) \\ & + \left( f + \frac{u}{r} \operatorname{tg} \phi \right) v - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + F_\lambda, \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} = & - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial uv}{\partial \lambda} - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v^2 \cos \phi) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 v w) \\ & - \left( f + \frac{u}{r} \operatorname{tg} \phi \right) u - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + F_\phi, \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u T}{\partial \lambda} - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v T \cos \phi) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w T) \\ & + \frac{R w T}{m' c_p H} + \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{sol} + \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{ir} + F_T, \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) + \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{R T}{m' H}, \quad (2.17)$$

mit:

- $u$  Zonalgeschwindigkeit,
- $v$  Meridionalgeschwindigkeit,
- $T$  Temperatur,
- $w$   $= \partial z / \partial t$ , Vertikalgeschwindigkeit,
- $z$  log. Vertikalkoordinate,  $z = H \ln(p_0/p)$ ,
- $H$  Skalenhöhe,  $H = 7 \text{ km}$ ,
- $p$  Luftdruck in Höhe  $z$ ,
- $p_0$  Referenzdruck bei  $z = z_0 = 0$ ,  $p_0 = 1013 \text{ hPa}$ ,
- $\rho_0$  Skalierte Dichte  $\rho_0 = \rho_s \exp(-z/H)$ ,
- $\rho_s$  Dichte im Referenzniveau  $z_0$ ,
- $\Phi$  Geopotential,
- $\phi$  geographische Breitenkoordinate,
- $\lambda$  geographische Längenkoordinate,

t	Zeit,
r	Erdradius,
f	Coriolisparameter,
$c_p$	spez. Wärmekapazität bei konstantem Druck, $c_p = 1005 J/kgK$ ,
$R$	spez. Gaskonstante, $R = 287 J/kg/K$ , $R = R_0/M_0$ , $R_0$ =allgemeine Gaskonstante,
$m'$	Verhältnis der relativen Molekularmassen $M/M_0$ ,
$M$	relative Molekularmasse der Luft in der Höhe z,
$M_0$	relative Molekularmasse der Luft im Referenzniveau $z = 0$ , $M_0 = 28,96 g/mol$ ,
$F_\lambda$	Zonalbeschleunigung durch subskalige und thermosphärische Prozesse,
$F_\phi$	Meridionalbeschleunigung durch subskalige und thermosphärische Prozesse,
$F_T$	Erwärmungsraten durch subskalige und thermosphärische Prozesse.

Die drei ersten Terme auf der rechten Seite von Gl. 2.13 bilden den durch die Hinzunahme der Kontinuitätsgleichung erweiterten advektiven Teil der zonalen Impulsgleichung. Der vierte Term  $(f + \frac{u}{r} tg \phi) v$  gibt die Coriolisbeschleunigung und einen metrischen Term wieder und der fünfte Term  $\frac{-1}{r \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}$  beschreibt die Druckgradientkraft. In  $F_\lambda$  sind alle dissipativen und antreibenden zonalen Beschleunigungsanteile zusammengefaßt, die zusätzlich auftreten. Diese werden im nachfolgenden Kapitel behandelt. Die meridionale Impulsgleichung (Gl. 2.14) beschreibt analog zur zonalen Impulsgleichung die meridionalen Beschleunigungsanteile. In der thermodynamischen Energiegleichung tritt neben den advektiven Termen in der zweiten Zeile die adiabatische Abkühlung bzw. Erwärmung auf sowie die Erwärmung und Abkühlung durch die solare Einstrahlung und Infrarotemission.  $F_T$  beschreibt das thermische Forcing durch turbulente Diffusion und molekulare Wärmeleitung.

### Mechanische und thermische Dissipation

Im folgenden sollen die mechanischen und thermischen Forcing-Terme  $F_\lambda$ ,  $F_\phi$  und  $F_T$  behandelt werden. Dies sind im wesentlichen diffusive und Reibungsterme, die die kleinskalige Turbulenz parametrisieren. In der unteren Thermosphäre kommen durch die zunehmende Ionisierung und die stark ansteigenden Temperaturen weitere dissipative Effekte hinzu, wie die Ionenreibung, die durch die Bewegung der ionisierten Teilchen in der Neutralgasatmosphäre erzeugt wird und die dynamische Viskosität durch die erhöhte innere Reibung aufgrund der zunehmenden Geschwindigkeit der Teilchen mit der ansteigenden Temperatur. Der dissipative Anteil in der zonalen Impulsgleichung lautet:

$$F_\lambda = -\alpha_R u - \alpha_{Ix} u + K_{zz} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + K_d \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (2.18)$$

$\alpha_R$  und  $\alpha_{Ix}$  sind die Rayleigh- und Ionenreibungskoeffizienten,  $K_{zz}$  und  $K_d$  der vertikale Eddy-Diffusionskoeffizient und der Koeffizient der dynamischen Viskosität. Die Rayleigh-Reibung und die turbulente Eddy-Diffusion parametrisieren alternativ zueinander den Impulsübertrag von Schwerewellen auf den Grundstrom. Bei der Rayleigh-Reibung wird der Impulsübertrag linear parametrisiert, so daß eine Dämpfung des Zonalwindes bewirkt wird. In der verwendeten Schwerewellenparametrisierung wird der Impulsübertrag aus brechenden kleinskaligen Schwerewellen durch die Eddy-Diffusion berücksichtigt, so daß



der Grundstrom nicht nur auf Null abgebremst wird, sondern die in der Mesopausenregion beobachtete Windumkehr durch brechende Schwerewellen reproduziert wird.

Analog zu den zonalen Impulsanteilen treten in der meridionalen Impulsgleichung die folgenden Terme auf:

$$F_\phi = -\alpha_R v - \alpha_{Iy} v + K_{zz} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + K_d \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}. \quad (2.19)$$

In der thermodynamischen Energiegleichung wird im thermischen Forcingterm  $F_T$  die Erwärmung durch molekulare Reibung mit dem Wärmeleitungsterm  $D_m \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$  berücksichtigt. Weiterhin tritt ein Beitrag durch den turbulenten Wärmetransport auf. Dieser wird durch die Wichtung der Eddy-Diffusion mit der turbulenten Prandtl-Zahl, die das Verhältnis von Impuls- zu Wärmetransport angibt, berechnet.

$$F_T = D_m \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{Pr \rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \rho_0 K_{zz} \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \right) \right]. \quad (2.20)$$

$\Gamma$  gibt dabei den adiabatischen Temperaturgradienten an. Die Vertikalprofile der Koeffizienten für  $\alpha_R$ ,  $\alpha_I$ ,  $K_d$ ,  $K_{zz}$  sowie der molekularen Wärmeleitfähigkeit  $D_m$  sind in der Arbeit von Berger (1994) wiedergeben. Die einzelnen Beschleunigungsterme in der zonalen Impulsbilanzgleichung für den Kontrollmodelllauf bei Sommerbedingungen zeigt Abb. 2.7 am Ende des Kapitels.

## Randbedingungen

Als untere Randbedingung wird gefordert, daß die Vertikalbewegung am unteren Rand verschwindet. Als unterer Rand kann im Modell eine Topografiefunktion  $h(x,y,t)$  vorgegeben werden, die auch identisch Null angenommen werden kann. Damit läßt sich das Geopotential prognostizieren. Mit der Definition für das Geopotential  $\Phi = \int_0^h g dz^*$  ergeben sich folgende mögliche Bedingungen:

$$\frac{d\Phi}{dt} = g \cdot \frac{dh(x,y,t)}{dt}, \quad (2.21)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0. \quad (2.22)$$

Alternativ dazu läßt sich als unterer Rand eine Geopotentialstörung wählen, die es ermöglicht in dem Modell planetare Wellen anzuregen.

$$\Phi(x,y,z=0) = F(x,y,t). \quad (2.23)$$

Als obere Randbedingung wird eine verschwindende Vertikalgeschwindigkeit durch die oberste Modellschicht gefordert. Da in der unteren Thermosphäre starke dissipative Verluste auftreten werden numerische Störungen durch Reflektionen von Wellen am oberen Rand unterdrückt.

### Numerische Zeitintegration

Die Modellgleichungen werden numerisch mit dem Leapfrog-Zeitvorwärtsschema integriert. Dabei wird der Funktionswert  $a$  am nächsten Zeitschritt  $n+1$  mittels zentrierter Differenzen aus dem vorhergehenden Zeitschritt  $n-1$  und den Tendenztermen  $f(a_{m,n})$  zum gegenwärtigen Zeitpunkt bestimmt:

$$a_{m,n+1} = a_{m,n-1} + f(a_{m,n}) \cdot 2\Delta t. \quad (2.24)$$

Zur Vermeidung divergierender Lösungen zwischen aufeinanderfolgenden Zeitschritten, die wegen dem zentrierten Differenzschema für gerade und ungerade Zeitschritte unabhängig voneinander integriert werden, wird ein numerisches Diffusionsschema verwendet. Dieses verknüpft die aufeinanderfolgenden Zeitschritte durch Addition der mit einem Faktor  $2\epsilon$  gewichteten Differenz zwischen gegenwärtigem Funktionswert und dem Mittelwert der Funktionswerte zum vorhergehenden und nachfolgenden Zeitschritt:

$$a_{m,n+1} = a_{m,n+1} + \epsilon(a_{m,n+1} - 2a_{m,n} + a_{m,n-1}). \quad (2.25)$$

In der Advektionsgleichung bestimmt sich die Tendenz aus den zentrierten räumlichen Differenzen der benachbarten Funktionswerte  $m+1$  und  $m-1$  und der Phasengeschwindigkeit der Welle:

$$f(a_{m,n}) = c \frac{a_{m+1,n} - a_{m-1,n}}{2\Delta x}. \quad (2.26)$$

Die numerische Stabilität des Leapfrog-Verfahrens ist garantiert, wenn der Zeitschritt so gewählt ist, daß das Courant-Friedrich-Levy-Kriterium (CFL-Kriterium) erfüllt ist:

$$|c\Delta t| \leq \Delta x. \quad (2.27)$$

### Zonale Beschleunigungsraten

Abb. 2.7 zeigt die Nettogesamtbeschleunigung in  $m/s/Tag$  (oben links) sowie die einzelnen Anteile der Beschleunigungsraten im Referenzlauf für den 21. Juni. Die starken dissipativen Beschleunigungsraten durch Schwerewellenbrechen und Ionenreibung werden durch den advektiven Teil und Coriolisbeschleunigung balanciert. Die starke Coriolisbeschleunigung der Meridionalzirkulation, die die Stratosphären- / Mesosphärenjets antreibt, ist im Gleichgewicht mit der zonalen Zirkulation und deswegen verschwindet sie dort. Die molekulare Reibung und turbulente Diffusion durch großskalige Eddies ist im Vergleich nur schwach.

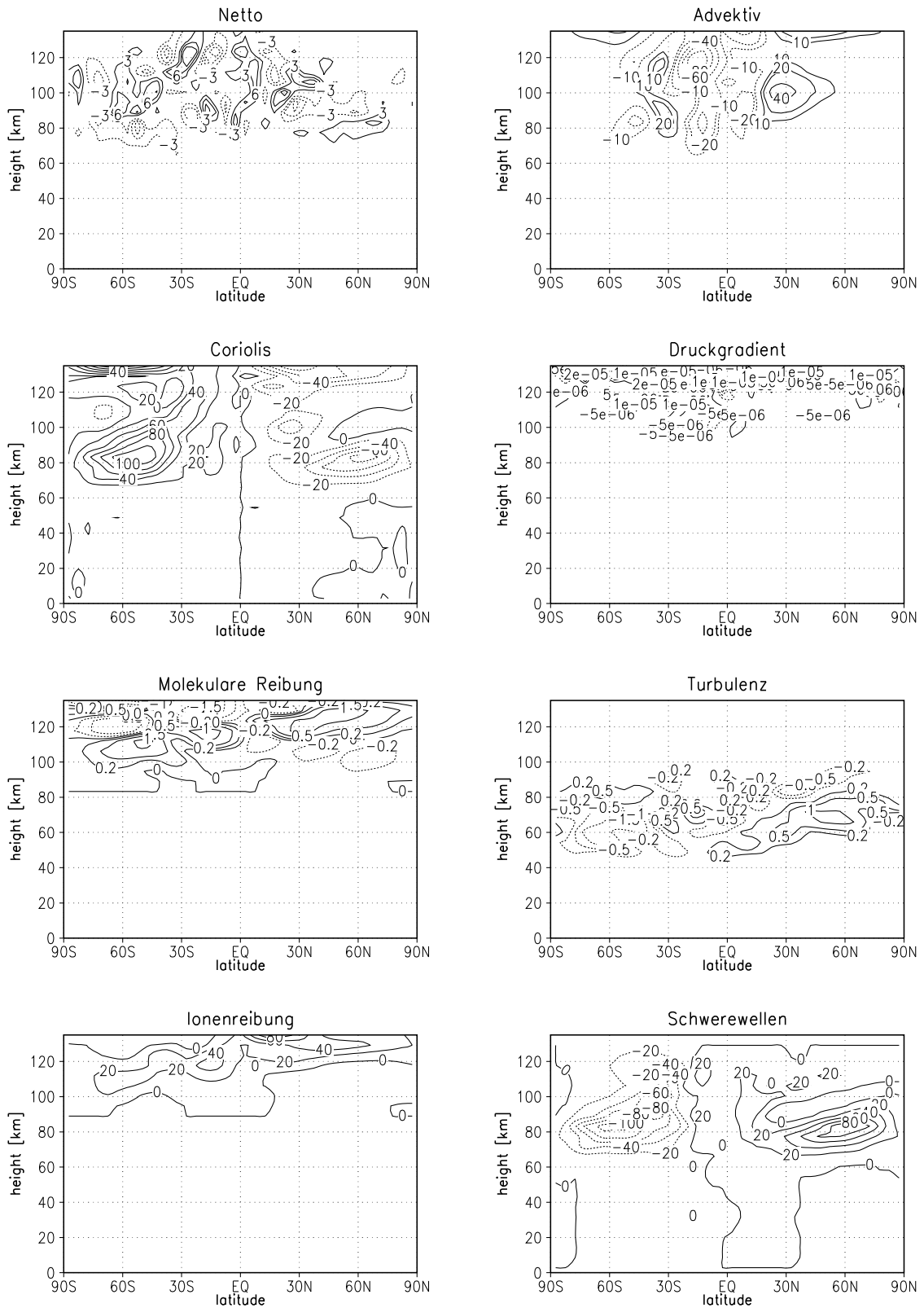


Abbildung 2.7: Zonalmittel der zonalen Gesamtbeschleunigungsraten in  $m/s/Tag$  (oben links) und einzelne Anteile im Referenzlauf am 21. Juni, Modelltag 40.

## 2.2 Klassische Gezeitentheorie (Solare Gezeiten)

### 2.2.1 Einleitung - historischer Abriß

Lange Zeit bestand Unklarheit über den Anregungsmechanismus der solaren Gezeiten. Auch konnte nicht verstanden werden warum die halbtägige Gezeitenamplitude in den Bodendruckmessungen stärker als die ganztägige auftritt - eine Frage, die bereits Lord Kelvin (1882) beschäftigte.

Damals wurde noch davon ausgegangen, daß die solaren Gezeiten durch die Bodenerwärmung verursacht werden und die Verstärkung der halbtägigen Amplitude wurde mit der Resonanztheorie erklärt, die von einem resonanten Mode der Atmosphäre ausging. Dies galt über 70 Jahre als Standardtheorie und wurde in dem damaligen Standardwerk von Wilkes (1949) ausführlich beschrieben. Erst nach 1951, als die Temperaturstruktur der Atmosphäre oberhalb der Troposphäre bis in die Mesosphäre durch Raketensondierungen bestimmt wurde, wurde die Theorie fallengelassen, da die Temperaturstruktur die Annahmen über die äquivalente Tiefe des resonanten Modes endgültig widerlegte.

Die atmosphärische Aufheizung als Quelle der solaren Gezeiten wurde erst durch Siebert (1961) erkannt, der 30% der halbtägigen Gezeitenamplitude mit der Aufheizung durch troposphärischen Wasserdampf erklären konnte. Er berechnete auch den Effekt der Aufheizung durch Ozon, bekam aber durch Annahme eines falschen Temperaturprofils zu einer zu schwachen vertikalen Ausbreitung der halbtägigen Gezeitenmoden.

Butler und Small (1963) verwendeten ein realistisches Temperaturprofil bis in 130 km Höhe, korrigierten das Ergebnis von Siebert und fügten damit den letzten Stein in das so lange Zeit ungelöste Puzzle der starken halbtägigen Gezeitenamplitude. In Beantwortung der Frage warum die ganztägige Gezeitenamplitude schwächer als die halbtägige ist, zeigten Lindzen (1966) und Kato (1966) unabhängig voneinander, daß die Energie der ganztägigen Gezeiten zu 80% in gefangenen Moden ("trapped modes") enthalten ist, die sich vertikal nicht ausbreiten können, weswegen die Ozonanregung nicht zur Verstärkung der ganztägigen Gezeitenamplitude am Boden beiträgt.

Ein zusätzlicher schwächerer Effekt ist die geringe maximale vertikale Wellenlänge der ganztägigen von ca. 30 km, die eine phasengleiche Anregung im gesamten Anregungsgebiet verhindert und dadurch destruktive Interferenz auftritt. Da die atmosphärischen Absorptionen bereits 1930 gut bekannt waren erscheint aus heutiger Sicht schwer verständlich warum so lange Zeit niemand diese Anregung als Antrieb für die solaren Gezeiten in Betracht zog. Lindzen (1990) bemerkt hierzu, daß die atmosphärische Wissenschaft nur ein kleines Feld sei und die Theorie der Gezeiten wiederum nur ein kleiner Teil, daß aber ohne Zweifel die Spezialisierung der Wissenschaftler zu einer Art "Tunnel-Vorstellung" führt.

Die mathematische Beschreibung der Gezeiten beginnt mit Laplace (1799, 1825), der die Bewegungsgleichungen für einen flachen Ozean konstanter Tiefe auf einem rotierenden Planeten beschreibt. Hough (1898) formuliert das Problem für die Atmosphäre, wobei nicht mehr die Frequenzen die Eigenwerte der Gleichung darstellen, sondern die sogenannte "äquivalente Tiefe" - in Anlehnung an die Ozeantiefe bei Laplace - die als Separationskonstante bei der Aufspaltung in horizontale und vertikale Strukturgleichung auftritt. Die vorgegebenen Wellenzahl- und Frequenzkombinationen definieren somit das

Eigenwertspektrum der globalen Normalmoden. Die zugehörigen Eigenfunktionen, die die Meridionalabhängigkeit wiedergeben werden auch als "Hough-Moden" bezeichnet. Die Lösungen repräsentieren die verschiedenen Wellentypen - Kelvin-, Rossby-, und Schwerewellen, sowie Mischformen und sind ausführlich bei Longuet-Higgins (1968) tabelliert. Die Theorie der *solaren* ganz- und halbtägigen Gezeiten, die zu der Klasse der Schwerewellen gehören und deren vertikale Struktur wurde in einer Vielzahl von Veröffentlichungen insbesondere in den sechziger Jahren behandelt (Siebert, 1961; Butler und Small, 1963, Kato 1966; Lindzen 1968). Eine umfassende Darstellung der klassischen Gezeitentheorie sowie der geschichtlichen Entwicklung wird z.B. bei Chapman und Lindzen (1971), Lindzen (1990) oder Kato (1980) gegeben.

Im folgenden wird die Herleitung der Laplaceschen Gezeitengleichung und deren Lösung beschrieben. Hierzu wird zunächst die Laplacesche Gezeitengleichung für die freien Moden der Atmosphäre aus den linearisierten Bewegungsgleichungen entwickelt ( $J = 0$ ) und die vertikale Strukturgleichung separiert. Anschließend wird die Lösung für die solaren Gezeiten verallgemeinert ( $J \neq 0$ ).

### 2.2.2 Herleitung der klassischen Gezeitengleichungen

Es wird ausgegangen von den dreidimensionalen Bewegungsgleichungen für kleine Störungen in einer flachen reibungsfreien Atmosphäre auf einer rotierenden Kugel mit verschwindendem mittleren Zonalwind sowie der Kontinuitätsgleichung und der thermodynamischen Energiegleichung. Es gilt das ideale Gasgesetz und die hydrostatische Approximation. Die vereinfachenden Annahmen lauten im einzelnen:

1.) Die Tiefe der Atmosphäre ist klein gegen den Radius der Erde:  $z \ll R_E$ , also Terme mit dem Faktor  $z/R_E$  werden vernachlässigt.

2.) Der Grundzustand der Atmosphäre befindet sich in Ruhe:  $u_0 = v_0 = 0$ . Da der Grundwind deutlich unter der Phasengeschwindigkeit der solaren Gezeiten liegt, die den kritischen Wert für die Ausbreitung von Schwerewellen darstellt, kann er vernachlässigt werden.

Aus der thermischen Windgleichung folgt, daß bei verschwindendem Grundwind auch der mittlere meridionale Temperaturgradient verschwindet. Die solaren Gezeiten sind zwar sensitiv gegenüber dem Temperaturprofil die breitenabhängigen Variationen wirken sich jedoch nur auf die schwächeren Moden höherer Ordnung aus, die mit der Breite oszillieren. Die niedrigen Moden, die entlang der Breite nur schwach variieren "sehen" nur eine breitengemittelte Temperatur.

3.) Hydrostatische Approximation: Die Vertikalbeschleunigung ist klein gegen die Erdbeschleunigung und die Vertikalkomponente der Corioliskraft wird vernachlässigt.

4.) Ideales Gasgesetz:  $p = \rho RT$ .

5.) Mechanisches Forcing und Dissipation werden vernachlässigt.

Mit der logarithmischen Vertikalkoordinate  $z = -H \ln(p/p_0)$ , wobei  $p_0$  einen Referenzdruck z.B. den Bodendruck angibt, dem Geopotential  $\Phi = \int_0^{z^*} g(z') dz'$  und der Definition der statischen Stabilität  $N^2 = R/H \exp(-\kappa z/H)$  lassen sich die linearisierten Bewegungsgleichungen folgendermaßen schreiben (Andrews et al. 1987):

$$u'_t - f v' + (a \cos \phi)^{-1} \Phi'_\lambda = X', \quad (2.28a)$$

$$v'_t + f u' + a^{-1} \Phi'_\phi = Y', \quad (2.28b)$$

$$(a \cos \phi)^{-1} [u'_\lambda + (v' \cos \phi)_\phi] + \rho_0^{-1} (\rho_0 w')_z = 0, \quad (2.28c)$$

$$\Phi'_{zt} + N^2 w' = \kappa J' / H. \quad (2.28d)$$

$X'$  und  $Y'$  beschreiben das mechanische Forcing in zonaler und meridionaler Richtung und werden vernachlässigt,  $J'$  das thermische Forcing. Als vereinfachende Konvention sind die partiellen Ableitungen hier durch die tiefgestellten Symbole gekennzeichnet. Als untere Randbedingung wird gefordert, daß die Vertikalgeschwindigkeit in geometrischen Koordinaten  $w^*$  bei der geometrischen Höhe  $z^* = 0$  verschwindet. Mit  $w^* = (1/g)\Phi_t$  und dem unteren Rand bei  $z^* = 0$  ( $\bar{\Phi} = 0$ ) lautet die linearisierte Form in logarithmischen Druckkoordinaten:

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial t} + \frac{R\bar{T}(0)}{H} w' = 0 \quad \text{bei } z = 0. \quad (2.29)$$

Die obere Randbedingung hängt von der speziellen Lösung ab und wird später behandelt. Zur Separation der horizontalen und vertikalen Abhängigkeit in den Bewegungsgleichungen wird für die Variablen folgender Ansatz gemacht:

$$(u', v', \Phi') = e^{\frac{z}{2H}} U(z) [\tilde{u}(\lambda, \phi, t), \tilde{v}(\lambda, \phi, t), \tilde{\Phi}(\lambda, \phi, t)] \quad (2.30a)$$

$$w' = e^{\frac{z}{2H}} W(z) \tilde{w}(\lambda, \phi, t). \quad (2.30b)$$

Einsetzen von Gl. (2.30a) in die Gln. (2.28a,b), Vernachlässigung der Forcingterme ( $X' = Y' = 0$ ) und eliminieren der z-Abhängigkeit  $U(z)e^{\frac{z}{2H}}$  liefert zwei Gleichungen, die nur noch von  $\lambda$ ,  $\phi$  und t abhängen.

$$\tilde{u}_t - f \tilde{v} + (a \cos \phi)^{-1} \tilde{\Phi}_\lambda = 0, \quad (2.31a)$$

$$\tilde{v}_t + f \tilde{u} + a^{-1} \tilde{\Phi}_\phi = 0 \quad (2.31b)$$

Einsetzen der Gln. (2.30a,b) in (2.28c,d) und Nullsetzen der diabatischen Erwärmung ( $J' = 0$ ) führt zu den z-abhängigen Gleichungen:

$$U(a \cos \phi)^{-1} [\tilde{u}_\lambda + (\tilde{v} \cos \phi)_\phi] + \left( W_z - \frac{W}{2H} \right) \tilde{w} = 0, \quad (2.32a)$$

$$\left( U_z + \frac{U}{2H} \right) \tilde{\Phi}_t + N^2 W \tilde{w} = 0. \quad (2.32b)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann folgender Ansatz für U gemacht werden:

$$U = \frac{dW}{dz} - \frac{W}{2H}. \quad (2.33)$$

Einsetzen in Gl. (2.32b) bringt die Separation der vertikalen und horizontalen Abhängigkeit:

$$-\left(W_{zz} - \frac{W}{4H^2}\right) / N^2 W = \tilde{w} / \tilde{\Phi}_t = 1/(gh) \quad (2.34)$$

mit  $1/(gh)$  als Separationskonstante.  $h$  ist dabei die sogenannte äquivalente Tiefe und hat die Dimension einer Länge. Die beiden äußeren Terme liefern die vertikale Strukturgleichung:

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \left(\frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2}\right) W = 0, \quad (2.35)$$

die die vertikale Ausbreitung der Wellenlösungen bestimmt. Mit den Gln. (2.29), (2.30) und (2.34) lautet die untere Randbedingung

$$\frac{dW}{dz} + \left(\frac{R\bar{T}(0)}{gh} - \frac{1}{2}\right) \frac{W}{H} = 0 \quad \text{bei } z = 0. \quad (2.36)$$

Einsetzen des horizontal abhängigen Anteils von Gl. (2.34) in Gl. (2.32a) eliminiert die vertikale Abhängigkeit

$$(a \cos \phi)^{-1} [\tilde{u}_\lambda + (\tilde{v} \cos \phi)_\phi] + (gh)^{-1} \tilde{\Phi}_t = 0 \quad (2.37)$$

und wir erhalten mit den Gln (2.31a), (2.31b) und (2.37) einen vollständigen Satz von drei linear unabhängigen partiellen Differentialgleichungen erster Ordnung in den Variablen  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$  und  $\tilde{\phi}$  zur Lösung der horizontalen Struktur. Diese bilden die Laplaceschen Gezeitengleichungen, welche die Bewegung einer flachen reibungsfreien Atmosphäre auf einer rotierenden Kugel bei verschwindendem Grundwind beschreibt. Durch Ansatz einer zonalen und zeitlichen Periodizität der Lösungen

$$(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{\phi}) \sim Re[\exp i(s\lambda - 2\Omega\sigma t)] \quad (2.38)$$

mit  $s$  als Wellenzahlparameter und  $\sigma$  als Faktor der doppelten Erdumlauffrequenz lassen sich die Gleichungen durch einige elementare Umformungen in eine in Gleichung für  $\tilde{\Phi}$  reduzieren, der sogenannten horizontalen Strukturgleichung oder der *Laplaceschen Gezeitengleichung*:

$$L\hat{\Phi} + \gamma\hat{\Phi} = 0. \quad (2.39)$$

$\gamma$  ist dabei der Lamb-Parameter  $\gamma = 4\Omega^2 a^2 / gh$  und  $L$  ein Differentialoperator zweiter Ordnung in der Variable  $\mu = \sin \phi$ :

$$L = \frac{d}{d\mu} \left[ \frac{(1 - \mu^2)}{(\sigma^2 - \mu^2)} \frac{d}{d\mu} \right] - \frac{1}{\sigma^2 - \mu^2} \left[ \frac{-s(\sigma^2 + \mu^2)}{\sigma(\sigma^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1 - \mu^2} \right] \quad (2.40)$$

$L$  ist definiert für  $(-1 \leq \mu \leq 1)$  und hängt von  $s$  und  $\sigma$  ab. Die Randbedingungen für die Lösungen sind, daß sie an den Polen gebunden sind.  $L$  und  $\gamma$  definieren somit ein Eigenwertproblem, das sich für vorgegebene Wertepaare  $\sigma$  und  $s$  numerisch lösen läßt und die zugehörigen Eigenwerte  $\gamma_n^{(\sigma,s)}$  und Eigenfunktionen  $\Theta_n^{(\sigma,s)}$  liefert. Die *Laplacesche Gezeitengleichung* für die Eigenfunktionen lautet also:

$$L\Theta_n^{(\sigma,s)} + \gamma_n^{(\sigma,s)} = 0 \quad (2.41)$$

mit  $n$  als ganzzahligem Parameter. Die  $\Theta_n^{(\sigma,s)}$  sind die Hough-Funktionen, die globalen Normalmoden welche die Meridionalstruktur der Eigenschwingungen zum Frequenzparameter  $\sigma$  und zur Wellenzahl  $s$  in der Atmosphäre beschreiben.

### 2.2.3 Atmosphärische thermische Gezeiten

Unter den atmosphärischen thermischen Gezeiten werden nun Eigenschwingungen der Atmosphäre verstanden, die durch die solare Einstrahlung der Sonne angeregt werden. Die Anregung durch die Gravitation des Mondes oder der Sonne, die auch für die ozeanischen Gezeiten verantwortlich sind, sind schwach gegen die solaren Gezeiten und für die Untersuchungen in dieser Arbeit nicht von Bedeutung (Forbes, 1982; Stening und Jacobi, 2000). Die horizontale Struktur der Moden wird, wie die freien Moden, durch die homogene Differentialgleichung, der Laplaceschen Gezeitengleichung bestimmt und die Lösungen sind die beschriebenen Hough-Moden.

Zur Bestimmung der vertikalen Struktur ist jedoch die solare Anregungsfunktion zu berücksichtigen und die vertikale Strukturgleichung (Gl. 2.35) wird modifiziert. Hierzu wird analog zu  $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{\phi})$  in Gl. (2.38) die solare Anregungsfunktion in ihre zonalen Fourierkomponenten zerlegt  $J^{(s)}(\phi, z) = \sum_s J^{(s)}(\phi, z) \exp[i(s\lambda + 2\Omega\sigma t)]$  und die breitenabhängigen Koeffizienten  $J^s(\phi, z)$  nach den zugehörigen Hough-Funktionen entwickelt:

$$J^{(s)}(\phi, z) = \sum_n J_n^{(s)}(z) \Theta_n^{(s)}(\mu) \quad \text{mit} \quad \mu = \sin(\phi). \quad (2.42)$$

Für die Vertikalgeschwindigkeit wird die gleiche zonale Abhängigkeit wie für  $J^{(s)}(\phi, z)$  angenommen und analog zu Gl. (2.30b) folgender Ansatz gemacht:

$$w^{(s)}(\phi, z) = e^{z/2H} \sum_n W_n(z) \Theta_n^s(\mu). \quad (2.43)$$

Aus den Gleichungen (2.28)a-d für die zonalen Fourierkomponenten zur Wellenzahl  $s$  ( $u^{(s)}, v^{(s)}, \Phi^{(s)}, w^{(s)}$ )( $\phi, z$ ) und der Anregung  $J^{(s)}(\phi, z)$  mit der horizontalen Abhängigkeit  $\exp[i(s\lambda + \omega t)]$  ( $\omega = 2\Omega\sigma$ ) läßt sich eine Differentialgleichung für die Vertikalbewegung in Abhängigkeit von der Anregung ableiten, die durch die Entwicklung nach Hough-Funktionen (Gln. 2.42, 2.43) und Verwenden der Laplaceschen Gezeitengleichung (2.41) die vertikale Strukturgleichung für die einzelnen Moden liefert.

Hierzu wird zunächst mit Gleichung (2.28a,b)  $u^{(s)}$  und  $v^{(s)}$  in Abhängigkeit von  $\Phi^{(s)}$  bestimmt. Mit 2.28d läßt sich  $\Phi^{(s)}$  durch  $w^{(s)}$  und  $J^{(s)}$  ersetzen. Einsetzen in (2.28c) liefert eine komplizierte Differentialgleichung für  $w^{(s)}$  in  $\mu (= \sin(\phi))$  und  $z$  in Termen von  $J^{(s)}$ . Durch Einsetzen der Entwicklungen nach Hough-Funktionen (Gln. 2.42, 2.43) und Verwenden der Laplaceschen Gezeitengleichung für die Hough-Moden (Gl. 2.41) erhalten wir die vertikale Strukturgleichung für die einzelnen Moden:

$$\frac{d^2 W_n^{(s)}}{dz^2} + \left[ \frac{N^2}{gh_n^{(s)}} - \frac{1}{4H^2} \right] W_n^{(s)} = \frac{\kappa J_n^{(s)}(z) e^{-z/2H}}{gH h_n^{(s)}} \quad (2.44)$$

mit der unteren Randbedingung (analog zu Gl. 2.36)

$$\frac{dW_n^{(s)}}{dz} + \left[ \frac{R\bar{T}(0)}{gh_n^{(s)}} - \frac{1}{2} \right] \frac{W_n^{(s)}}{H} = 0 \quad \text{bei} \quad z = 0 \quad (2.45)$$



und  $h_n^{(s)}$  als der äquivalenten Tiefe. Zur Bestimmung der Lösung am oberen Rand wird angenommen, daß die Anregung oberhalb eines kritischen Niveaus verschwindet und die Temperatur konstant bleibt. Die vertikale Strukturgleichung (2.44) vereinfacht sich in dem Bereich zu

$$\frac{d^2 W_n^{(s)}}{dz^2} + \left[ \frac{N_{o.R.}^2}{gh_n^{(s)}} - \frac{1}{4H^2} \right] W_n^{(s)} = 0, \quad (2.46)$$

mit  $N_{o.R.} = R\kappa T_{o.R.}/H^2$  wobei o.R. den Bereich oberhalb von  $z_2$  beschreibt.

Die Lösung hängt nun davon ab, ob der Ausdruck in der eckigen Klammer positiv oder negativ ist. Für negative äquivalente Tiefen  $h_n^{(s)} < 0$ , die für die ganztägigen Gezeiten ( $s=1$ ) existieren, oder für  $0 < 4H^2 N_{o.R.}^2/g < h_n$  sind die Lösungen gedämpft mit

$$W_n^{(s)} \sim \exp \left\{ - \left[ \frac{1}{4H^2} - \frac{N_{o.R.}^2}{gh_n^{(s)}} \right]^{1/2} z \right\}. \quad (2.47)$$

Für  $0 < h_n < 4H^2 N_{o.R.}^2/g h_n(s)$  folgt die negative Klammer und die oszillierende Lösung für  $W_n^{(s)}$  mit

$$W_n^{(s)} \sim \exp(\pm imz) \quad \text{mit} \quad m = \left[ \frac{N_{o.R.}^2}{gh_n^{(s)}} - \frac{1}{4H^2} \right]^{1/2}. \quad (2.48)$$

Die obere Randbedingung wird hier so bestimmt, daß die Gruppengeschwindigkeit der Lösung nach oben gerichtet ist und damit Reflektionen der Wellen am oberen Rand unterdrückt werden. Eine kurze Rechnung (Andrews et al. 1987) zeigt, daß für die relevanten Moden (positive  $h_n$ ) bei Schwerewellen die Gruppengeschwindigkeit das gleiche Vorzeichen wie die Wellenzahl  $m$  hat. Somit ist das positive Vorzeichen für die Lösung von  $W_n^{(s)}$  zu wählen.

## 2.3 Hough-Moden-Analyse der Gezeiten im Zirkulationsmodell

Zur Entwicklung der solaren Gezeiten nach den Eigenfunktionen ist die Laplacesche Gezeitengleichung (Gl. 2.41) zu lösen und die Eigenwerte und Eigenfunktionen (die Hough-Moden) zu der jeweiligen Wellenzahl und Frequenz zu berechnen. Eine Beschreibung des vollständigen Verfahrens ist z.B. bei Kato (1980) oder Lindzen (1971) zu finden. Die Anwendung der Ergebnisse, wie sie zur Analyse der Felder in den Modellexperimenten durchgeführt wurde, soll im folgenden kurz zusammengefaßt werden.

Die Hough-Moden werden in Reihen von Legendre-Polynomen entwickelt und die Entwicklungskoeffizienten bestimmt.

$$\Theta_n^s(\mu) = \sum_{j=s}^{\infty} \Gamma_{j,n} P_{j,s}(\mu)$$

$\mu$  ist definiert im Intervall  $[-1,1]$  und entspricht  $\sin \phi$  oder  $\cos \theta$ .  $\phi$  gibt die geografische Breite an,  $\theta$  wird positiv vom Nordpol gezählt mit  $0 \leq \theta \leq 180^\circ$  und wird in der englischsprachigen Literatur als "colatitude" bezeichnet;  $\phi = 90 - \theta$ . Die jeweils ersten 100 Entwicklungskoeffizienten  $\Gamma_{j,n}$  für die ersten 16 Hough-Moden der Lösungssätze der halb- und ganztägigen Gezeiten sind bei Kato (1980) tabelliert. Die Legendre-Polynome sind in der von Neumannschen Form anzusetzen mit der Norm

$$\int_{-1}^1 |P_{ns}(\mu)|^2 d\mu = \frac{(2s+1)(n+s)!}{2(n-s)!}$$

Die zu den Hough-Funktionen korrespondierenden Funktionen für die Horizontal- und Meridionalgeschwindigkeit  $u_n^{(s)}$ ,  $v_n^{(s)}$  unterscheiden sich von den berechneten orthogonalen Hough-Moden für die Vertikalgeschwindigkeit  $w_n^{(s)}$ , dem Geopotential  $\Phi_n^{(s)}$  oder der Temperatur  $T_n^{(s)}$ , die einen vollständigen Satz bilden. Sie lassen sich aus den Gln. 2.28 ableiten. Kato gibt dafür folgende Gleichungen an:

$$u_{n,s} = (f/s)^2 \sum_{j=s}^{\infty} [J_j \Gamma_{j-2,n} L_j \Gamma_{j,n} + S_j \Gamma_{j+2,n}] P_{j,s}(\mu) / \sin(\theta) \quad (2.49)$$

$$v_{n,s} = (f/s)^2 \sum_{j=s}^{\infty} [A_j \Gamma_{j-1,n} + B_j \Gamma_{j+1,n}^{(*)}] P_{j,s}(\mu) / \sin(\theta) \quad (2.50)$$

(\*) Bei Kato (1980) ist hier fälschlicherweise  $\Gamma_{j,n}$  statt  $\Gamma_{j+1,n}$  angegeben.

Die korrespondierenden Funktionen bilden *keinen* vollständigen orthogonalen Satz von Eigenfunktionen und somit lassen sich die Gezeitenfelder nur nach den Eigenfunktionen für Geopotential, Temperatur und Vertikalgeschwindigkeit entwickeln. Die Stärke der einzelnen Moden zu  $u_n^{(s)}$  und  $v_n^{(s)}$  bzw. die Vertikalstruktur muß aus den Ergebnissen für  $w_n^{(s)}$ ,  $\Phi_n^{(s)}$  oder  $T_n^{(s)}$  abgeleitet werden.

### 2.3.1 Horizontalstruktur der Hough-Moden

Die Abbildungen 2.8 bis 2.13 zeigen die Hough-Moden der ganz- und halbtägigen Gezeiten der Ordnungen 1-16 an den 36 Modellgitterpunkten und die kontinuierlichen Kurven (gestrichelt). Es zeigt sich für die symmetrischen Moden der ganztägigen Gezeiten ( $s=1$ ) eine relativ gute Approximation für die Ordnungen 1-8. Darüber stimmen nur noch die Moden zu negativen äquivalenten Tiefen hinreichend genau überein. Der Mode  $\Theta_9^1$  zeigt sehr schlechte Stützstellen und wird deswegen nicht berücksichtigt. Bei den antisymmetrischen Moden zeigt sich ein ähnliches Bild. Wieder ist für positive äquivalente Tiefen ab dem 10. Mode  $\Theta_{10}^1$  keine gute Übereinstimmung vorhanden. Es werden also zur Entwicklung der ganztägigen Gezeiten die symmetrischen und antisymmetrischen Moden 1 bis 8 sowie die Moden -9 bis -16 verwendet. Bei den halbtägigen Gezeiten zeigt sich für die ersten 16 Moden eine gute Übereinstimmung der approximierten Kurven an den Modellgitterpunkten mit den kontinuierlichen Kurven und dort können die Moden  $\Theta_2^2$  bis  $\Theta_{17}^2$  verwendet werden.

### 2.3.2 Entwicklung der Erwärmungsraten nach Hough-Moden

Zur Entwicklung der ganztägigen Komponente der Erwärmungsraten  $J^1(\mu)$  nach Hough-Funktionen (siehe Gl. 2.42) werden die jeweils ersten 12 symmetrischen und antisymmetrischen Moden angesetzt. Für die halbtägige die ersten 12 Moden, die aus 6 symmetrischen und 6 antisymmetrischen bestehen. Die Berücksichtigung doppelt so vieler Moden bei den ganztägigen Gezeiten folgt aus der Aufspaltung der Eigenwertlösungen der horizontalen Strukturgleichung in positive und negative äquivalente Tiefen und damit in zwei Sätze von Eigenmoden. Die negativen Eigenwerte beschreiben Moden, die sich nicht vertikal ausbreiten können, also im Bereich der Anregungsregion gebunden sind. Diese Moden dominieren die Lösung bei den ganztägigen Gezeiten für  $\phi > 30^\circ$ . Dort (bei  $30^\circ$ ) wird der Nenner des Operators L in der horizontalen Strukturgleichung (Glg. 2.41)  $\sigma^2 - \mu^2$  gleich Null ( $\mu = \cos(\theta)$ ). Polwärts davon ist der Coriolisparameter größer als die Frequenz der Welle und dort können sich interne Schwerewellen bei Approximation an die Ergebnisse für Flüssigkeiten auf einer rotierenden Ebene nicht ausbreiten (Chapman und Lindzen 1970). Formell wird das in der vertikalen Strukturgleichung 2.35 deutlich, die oszillierende Lösungen nur für hinreichend kleine positive Werte von  $h_n$  besitzt und für negative  $h_n$  gedämpfte Lösungen:

$$4H^2N^2/(gh_n) - 1 > 0.$$

Äquatorwärts von  $30^\circ$  übersteigt die Frequenz der ganztägigen Gezeiten die Coriolisfrequenz und die vertikal propagierenden Moden dominieren. Damit sind die beiden gemeinsamen Sätze von Hough-Moden bei den ganztägigen Gezeiten gleichermaßen zu berücksichtigen, da der eine die horizontale Struktur äquatorwärts, der andere wesentlich die Struktur polwärts von  $30^\circ$  Breite bestimmt. Dementsprechend besitzen die Eigenmoden zu negativen äquivalenten Tiefen polwärts von  $30^\circ$  und die Moden zu positiven äquivalenten Tiefen äquatorwärts von  $30^\circ$  maximale Amplituden (vgl. Abb. 2.8-2.11). Bei den halbtägigen und höheren Gezeiten existieren keine negative äquivalente Tiefen, da der Coriolisparameter erst am Pol mit der Frequenz der Welle der halbtägigen Gezeiten

## Symmetrische Hough Moden $\Theta_n^{s=1}$

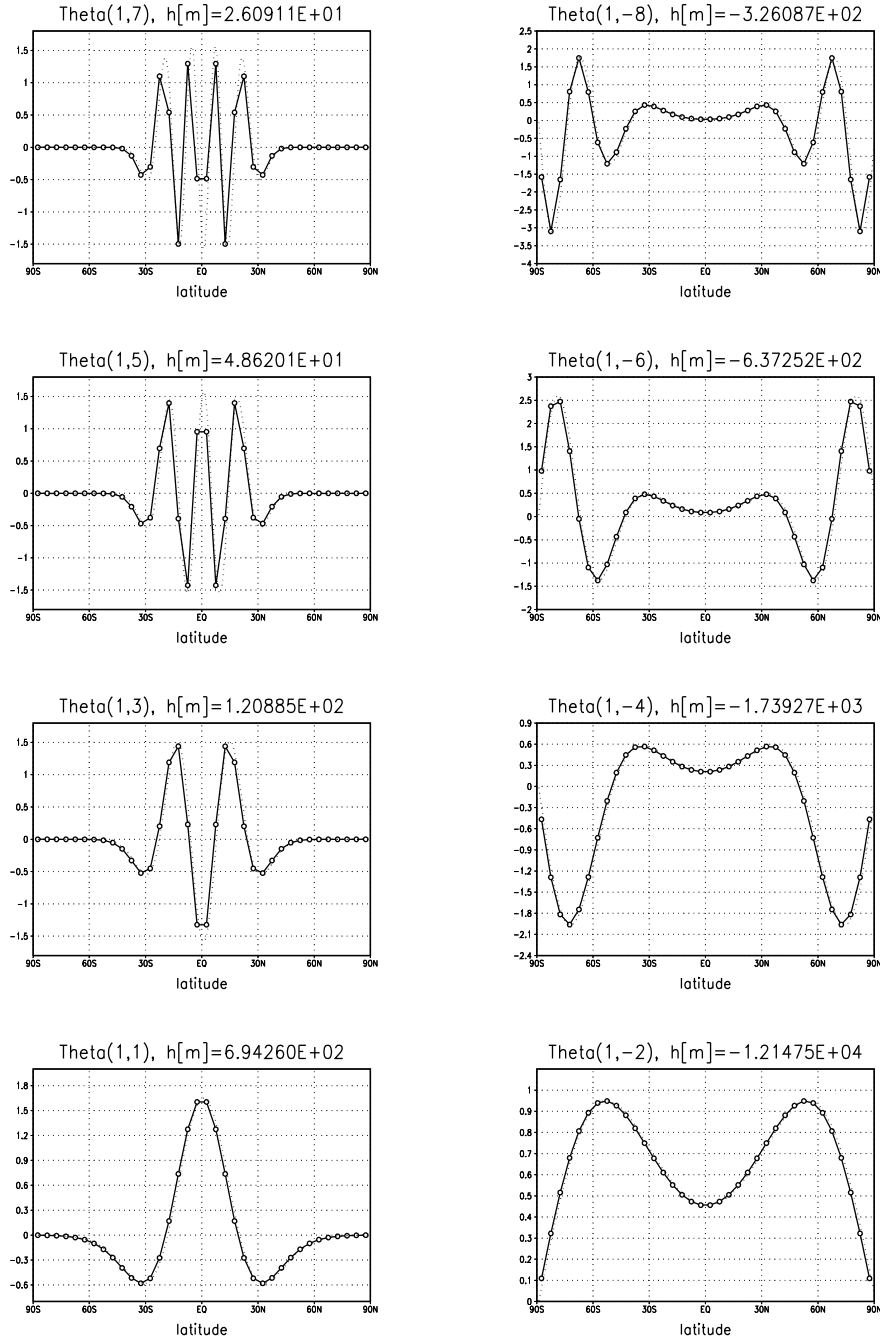


Abbildung 2.8: Normierte symmetrische Hough Moden ( $\int_0^\pi |\Theta_n^s|^2 \sin(\theta) d\theta = 1$ ) der ganztägigen Gezeiten ( $s=1$ ) mit positiver sowie negativer äquivalenter Tiefe  $h_n$ . Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.

# Symmetrische Hough Moden $\Theta_n^{s=1}$

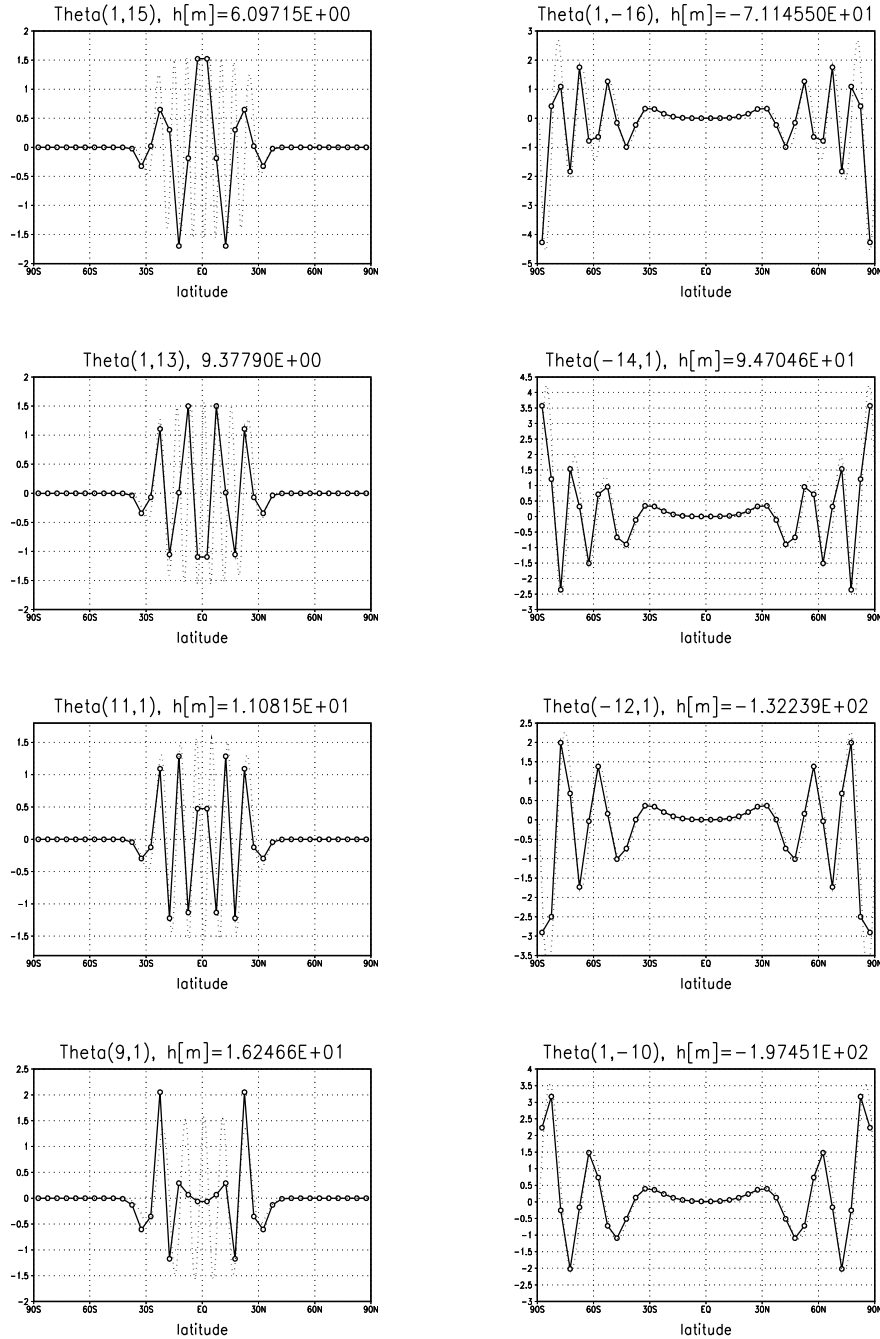


Abbildung 2.9: Normierte symmetrische Hough Moden ( $\int_0^\pi |\Theta_n^1|^2 \sin(\theta) d\theta = 1$ ) der ganztägigen Gezeiten ( $s=1$ ) mit positiver sowie negativer äquivalenter Tiefe  $h_n$ . Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.

# Antisymmetrische Hough Moden $\Theta_n^{s=1}$

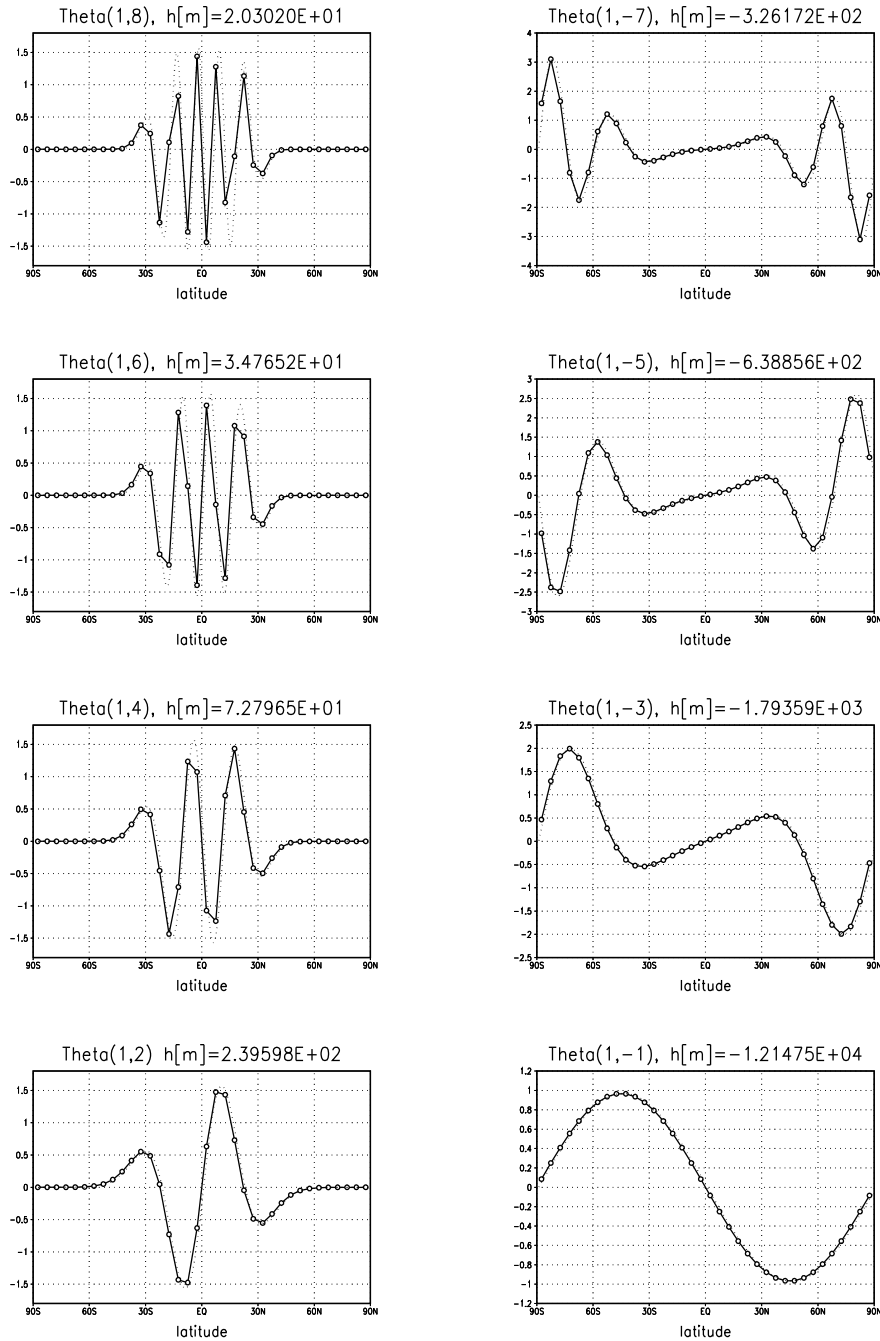


Abbildung 2.10: Normierte antisymmetrische Hough Moden ( $\int_0^\pi |\Theta_n^s|^2 \sin(\theta) d\theta = 1$ ) der ganztägigen Gezeiten ( $s=1$ ). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.

# Antisymmetrische Hough Moden $\Theta_n^{s=1}$

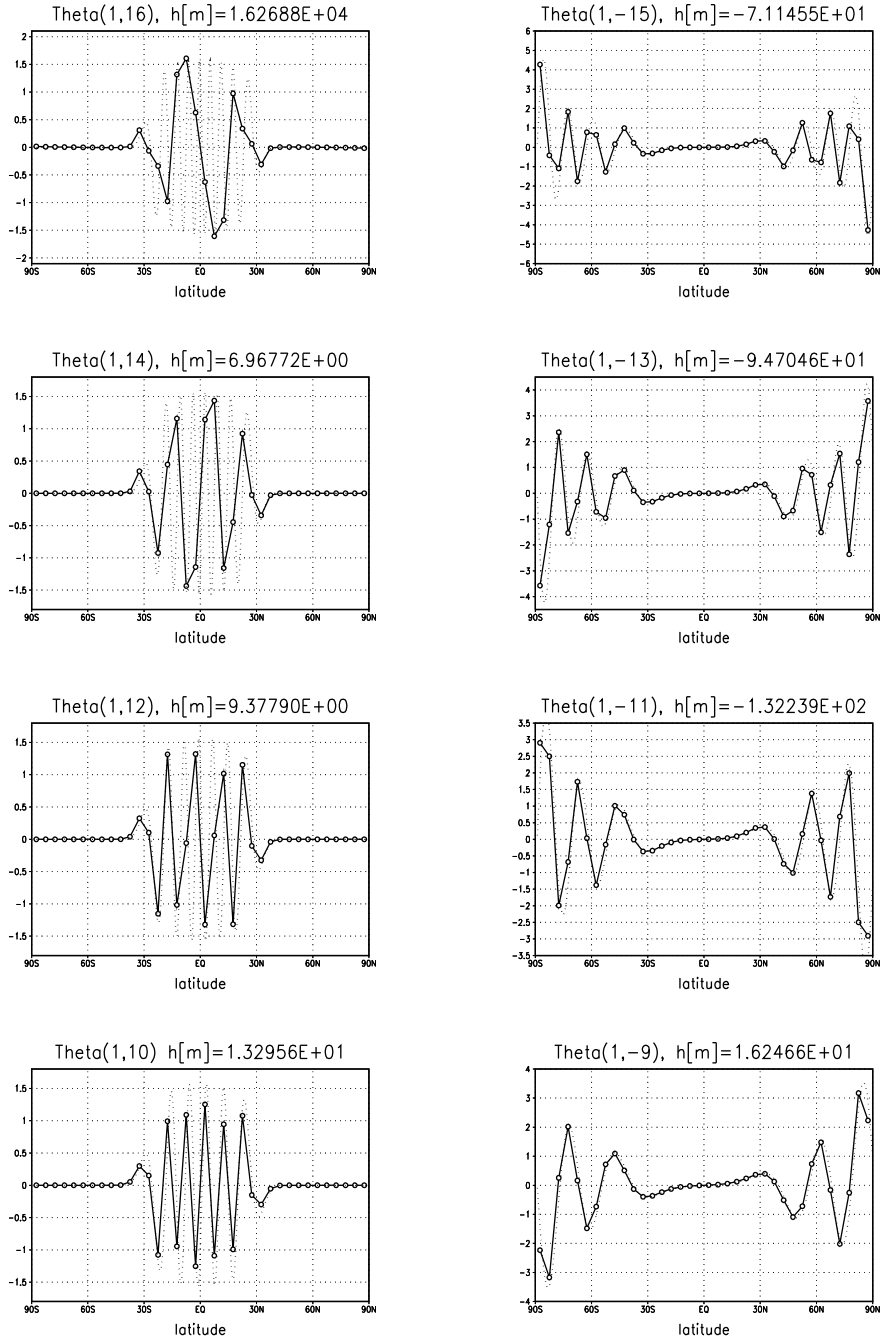


Abbildung 2.11: Normierte antisymmetrische Hough Moden ( $\int_0^\pi |\Theta_n^s|^2 \sin(\theta) d\theta = 1$ ) der ganztägigen Gezeiten ( $s=1$ ). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.

## Hough Moden $\Theta_n^{s=2}$

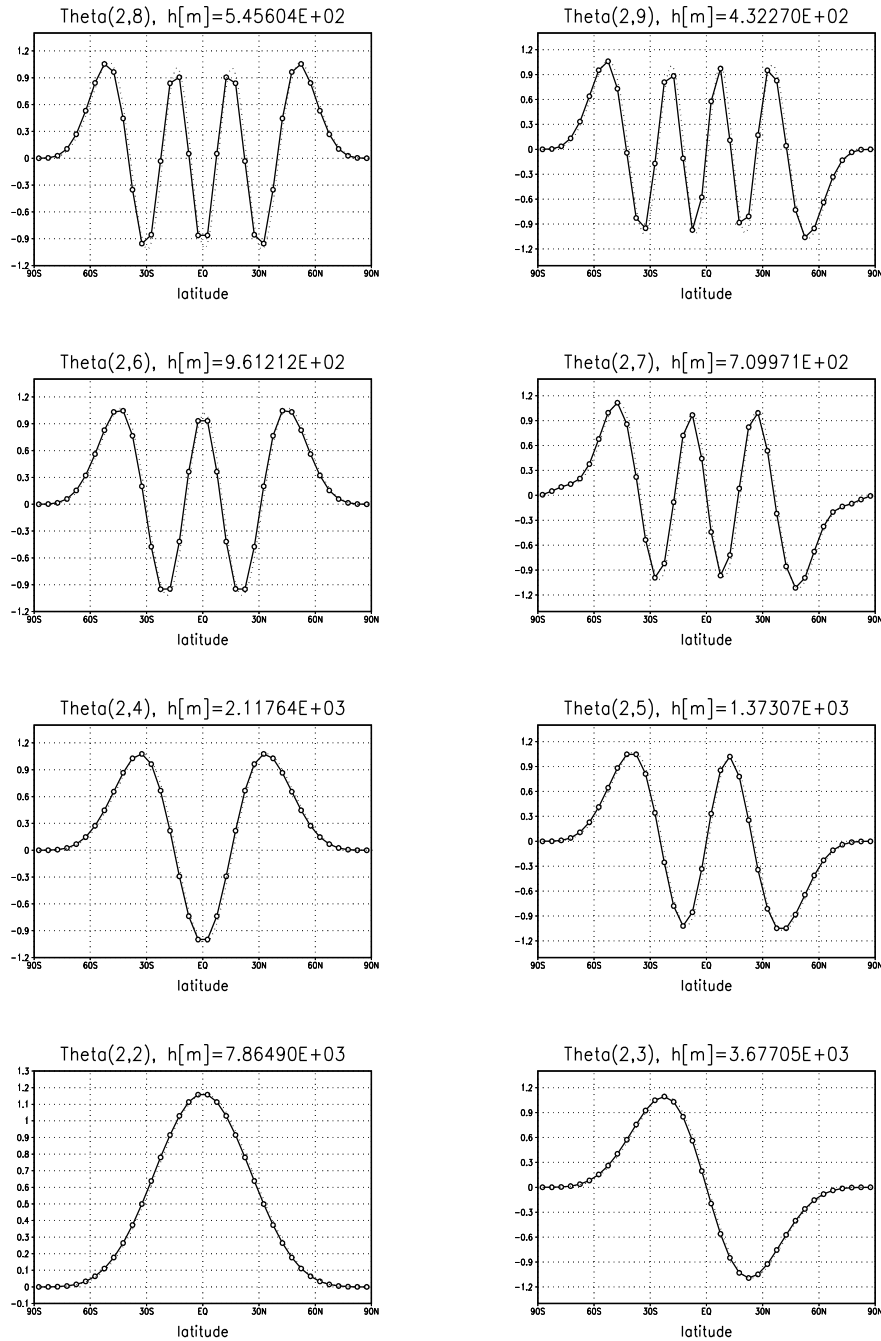


Abbildung 2.12: Normierte Hough Moden ( $\int_0^\pi |\Theta_n^s|^2 \sin(\theta) d\theta = 1$ ) der halbtägigen Gezeiten ( $s=2$ ). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.



# Hough Moden $\Theta_n^{s=2}$

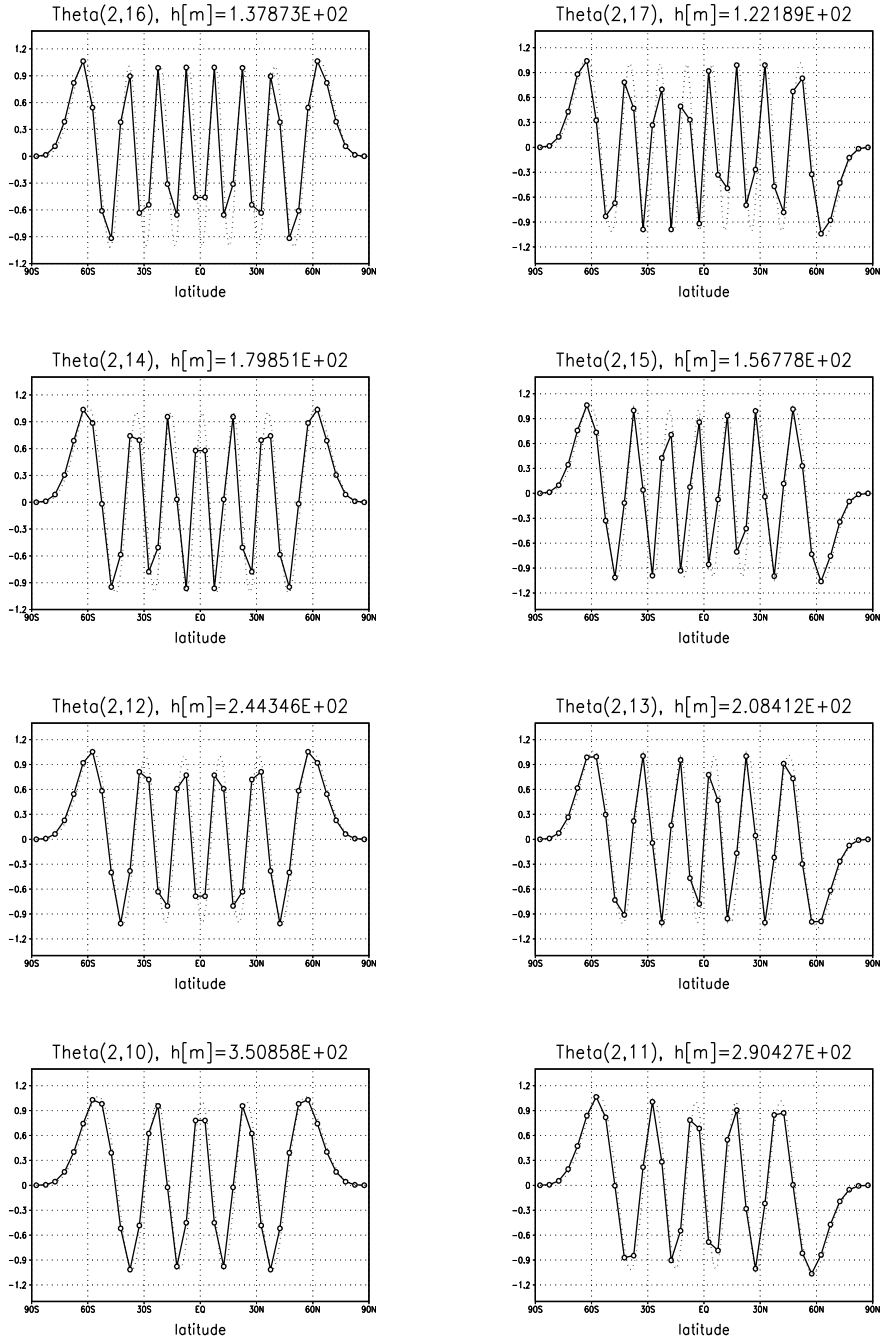


Abbildung 2.13: Normierte Hough Moden ( $\int_0^\pi |\Theta_n^s|^2 \sin(\theta) d\theta = 1$ ) der halbtägigen Gezeiten ( $s=2$ ). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.

zusammenfällt. Somit bestimmen auch nur die stärksten Moden *eines* Satzes von Hough-Funktionen die Lösung.

### 2.3.3 Entwicklung der Temperaturgezeiten nach Hough-Moden

Zur Entwicklung der Temperaturgezeiten nach Hough-Funktionen (Gl. 2.51) werden für die ganztägigen Gezeiten nur die 12 geeignetsten Moden der Lösungssätze zu positiven und negativen äquivalenten Tiefen, bei den halbtägigen Gezeiten die ersten 16 zu den positiven berücksichtigt.

$$T^{(s)}(\theta) = \sum_n T_n^{(s)} \Theta_n^{(s)}(\mu) \quad (2.51)$$

Damit wird die bestmögliche Approximation der ursprünglichen Felder erzielt. Die Verwendung der weiteren Moden führt zu keiner weiteren Verbesserung, da die Auflösung der Breiten im Modell mit 36 Gitterpunkten die Orthogonalität der verschiedenen Hough-Moden begrenzt

$$\int_0^\pi \Theta_n^s(\theta) \Theta_{n'}^s(\theta) \sin(\theta) d\theta \neq 0.$$

Damit wird auch die Berechnung der Entwicklungskoeffizienten  $c_n^s$  für die Temperatur und für die Erwärmungsraten ( $c_n^s = T_n^s, J_n^s$ )

$$c_n^s = \int_0^\pi F^s(\theta) \Theta_n^s(\theta) \sin(\theta) d\theta \Big/ \int_0^\pi |\Theta_n^s(\theta)|^2 \sin(\theta) d\theta \quad \text{mit } F^s = J^s, T^s$$

zunehmend ungenau und die höheren Glieder der Reihenentwicklung (Produkte  $c_n^s \Theta_n^s(\theta)$ ) führen zu keiner weiteren Verbesserung der Approximation.

### 2.3.4 Rekonstruktion der Modellfelder

Zur Abschätzung der Güte der Entwicklung der Modellfelder wird im folgenden die Rekonstruktion der Modellfelder aus der Hough-Moden Entwicklung mit den ursprünglichen Modellfeldern verglichen. Abb. 2.14-2.17 zeigen die ganz- und halbtägigen Gezeitenanteile der Erwärmungsraten und der Temperatur für Frühjahr und Sommerbedingungen im COMMA-Modell sowie die Rekonstruktion der Felder aus den Entwicklungen nach Hough-Moden. Zum einen werden nur die drei stärksten beobachteten Moden bei der Rekonstruktion berücksichtigt und zum anderen alle entwickelten. Während die Rekonstruktion der wesentlichen Strukturen der ursprünglichen Felder bereits gut durch die stärksten Moden geleistet wird bringt die Berücksichtigung aller entwickelten Moden eine deutlich bessere Auflösung der feinen Strukturen, insbesondere der Asymmetrie zum Äquator bei Sommerbedingungen auf der Nordhemisphäre und insgesamt eine gute Approximation der ursprünglichen Felder. Die ganztägigen Gezeiten zeigen nur in Höhen oberhalb 110 km insbesondere in Breiten nördlich von 60° Abweichungen größer als 5%, die halbtägigen Gezeiten nur oberhalb von 120 km wiederum polwärts von 60° geografischer Breite. Die Temperaturgezeiten, die die "Antwort" der Atmosphäre auf die thermische Anregung wiedergeben, werden besser reproduziert als die Erwärmungsraten.

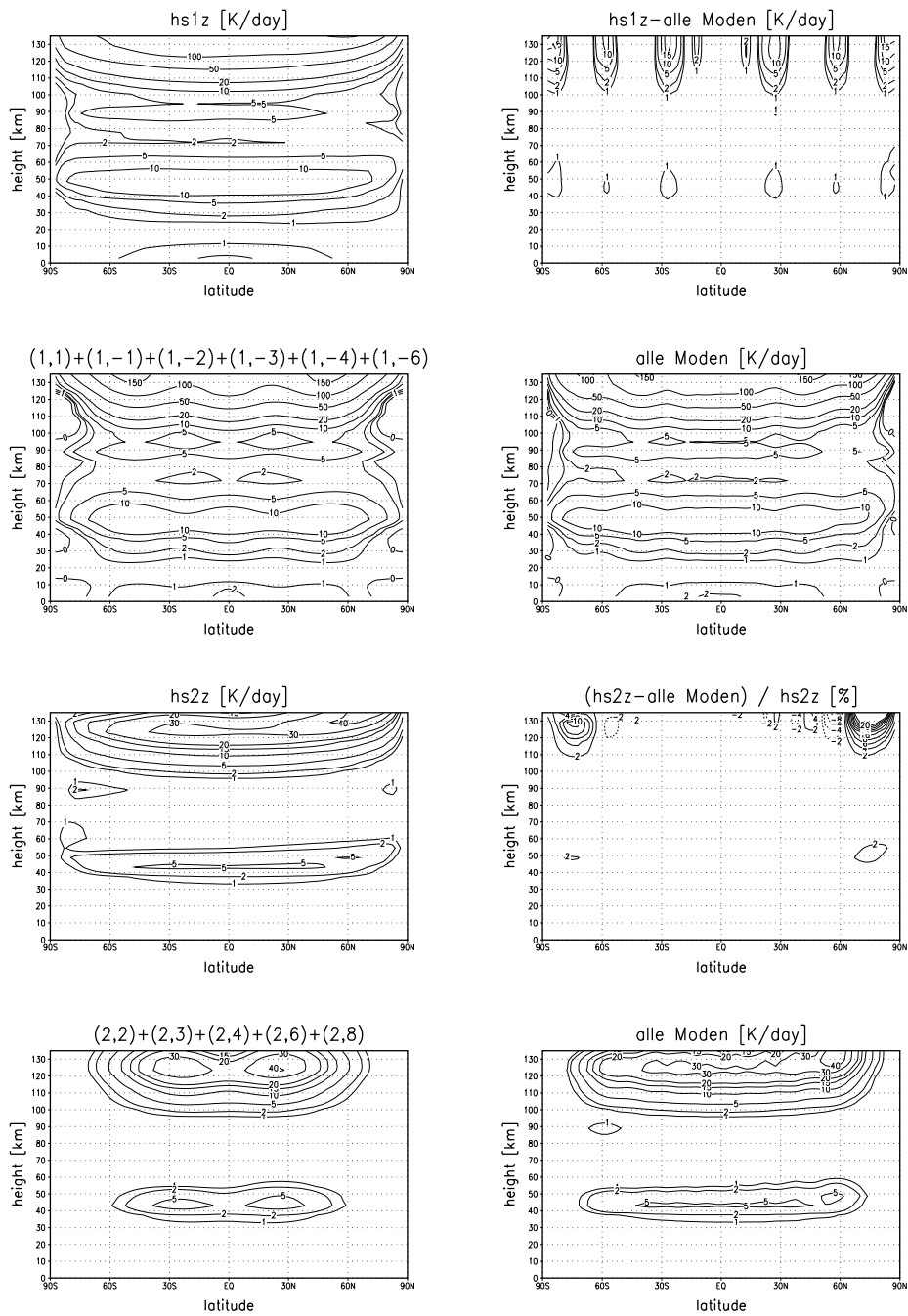


Abbildung 2.14: Ganztägige und halbtägige Anteile der Erwärmungsraten im COMMA-Modell und Rekonstruktion der Felder aus den 3 stärksten Hough-Moden, sowie aus allen entwickelten Moden für den 21. März in K/Tag. Gezeigt ist auch die Differenz zwischen der bestmöglichen Approximation und den ursprünglichen Modellfeldern.

## 2.3. HOUGH-MODEN-ANALYSE DER GEZEITEN IM ZIRKULATIONSMODELL

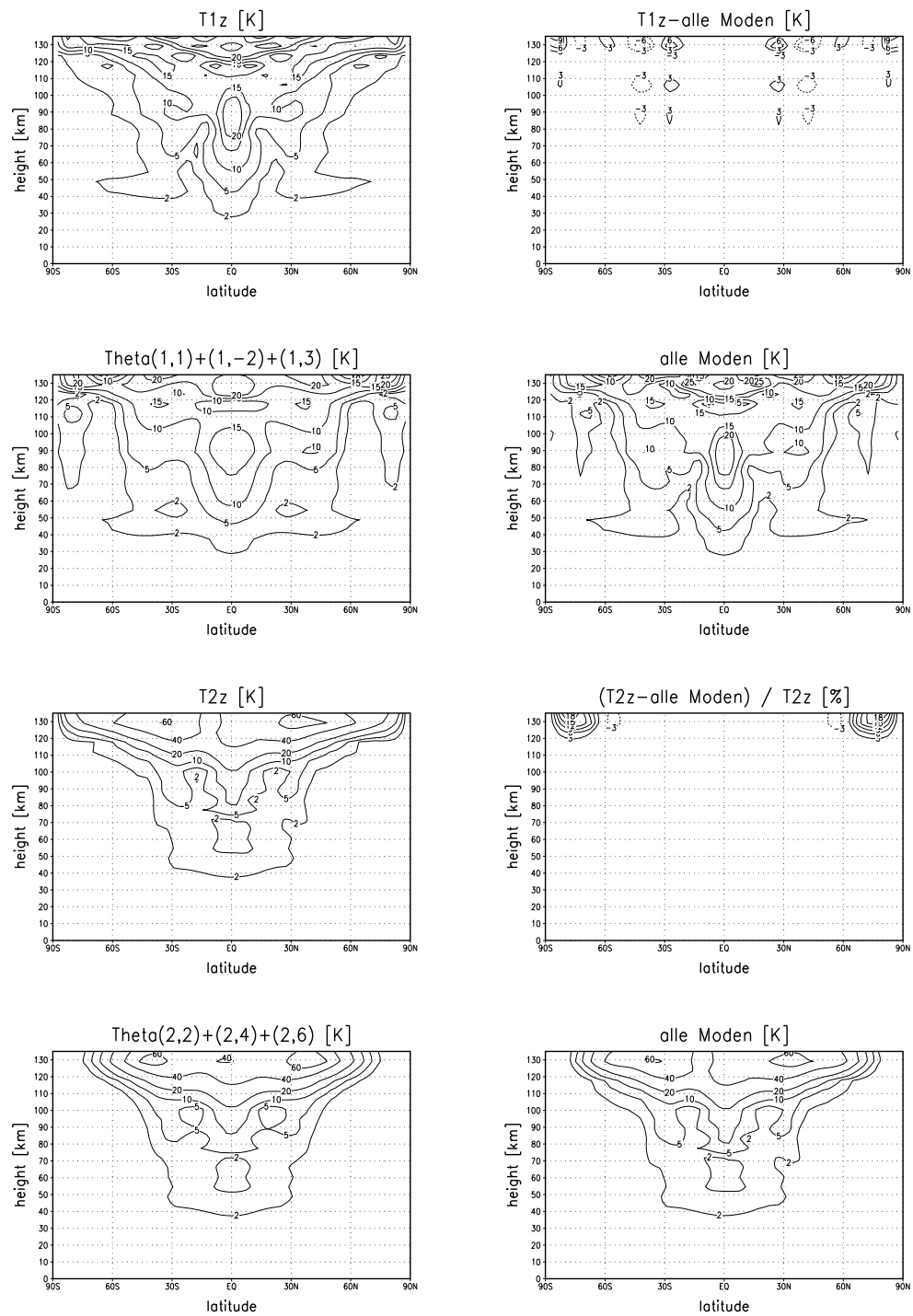


Abbildung 2.15: wie Abb. 2.14 aber für die halb- und gantztägigen Gezeitenanteile der Temperatur.

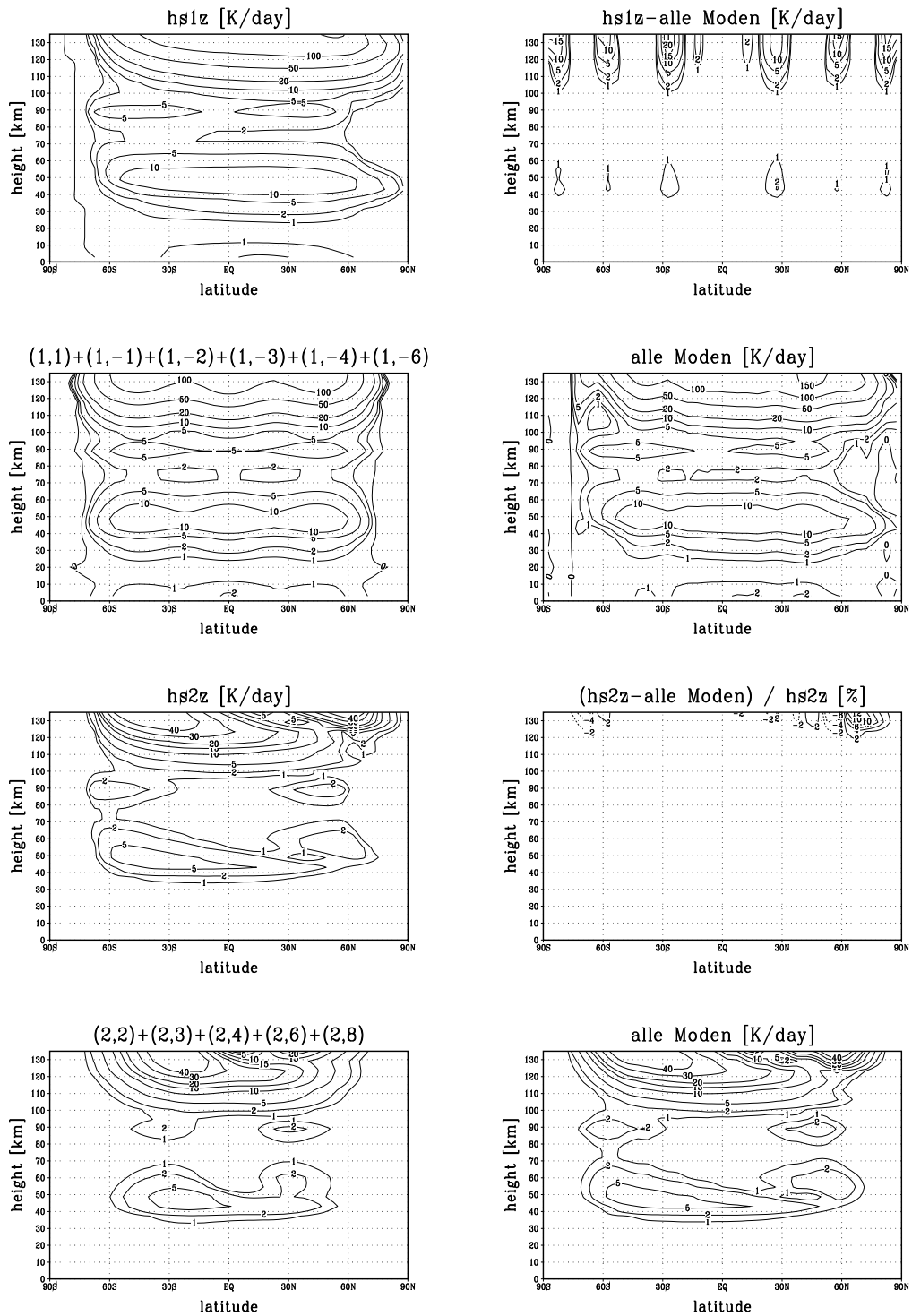


Abbildung 2.16: wie Abb. 2.14 aber für den 21. Juni.

## 2.3. HOUGH-MODEN-ANALYSE DER GEZEITEN IM ZIRKULATIONSMODELL

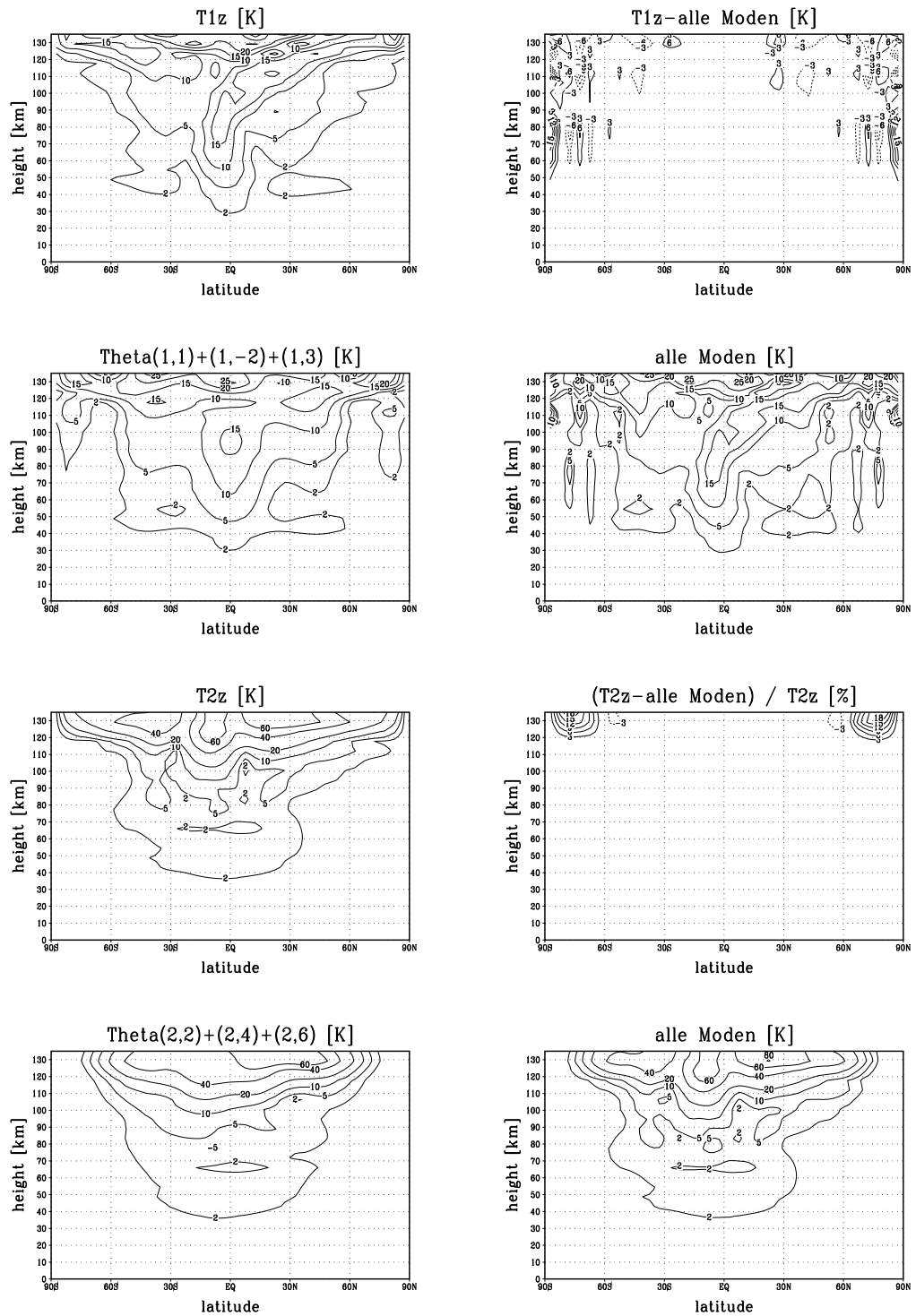


Abbildung 2.17: wie Abb. 2.15 aber für den 21. Juni.

### 2.3.5 Vertikalstruktur der Hough-Moden

Abbildungen 2.18-2.21 zeigen die Vertikalstruktur der Hough-Moden der ganz- und halbtägigen Anteile von Erwärmungsraten und Temperatur bei Äquinoktien- und Solstitienverhältnissen. Aufgrund der vorhandenen Symmetrie zum Äquator dominieren in der Analyse deutlich die symmetrischen Hough-Moden. Im Sommer sind die antisymmetrischen Anteile aufgrund der nichtsymmetrischen Einstrahlung zum Äquator erwartungsgemäß größer als im Frühjahr, was z.B. der (1,-1)-Mode zeigt. Während dieser Mode der ganztägigen Gezeitenanteile der Erwärmungsraten im Sommer unterhalb von 40 km sowie oberhalb der Mesosphäre vergleichbar groß zu den symmetrischen Moden (1,1) und (1,-4) ist, die die stärksten Anteile nach dem Hauptmode (1,-2) sind, ist dieser stärkste antisymmetrische Mode im Frühjahr deutlich schwächer als die 4 ersten symmetrischen Moden. Im Temperaturfeld wird der Effekt noch wesentlich verstärkt, die antisymmetrischen Anteile sind in Sommer und Frühjahr die schwächsten Komponenten, im Frühjahr sogar über einen weiten Höhenbereich über eine Zehnerpotenz schwächer als die ersten 4 symmetrischen Moden.

Bei den halbtägigen Gezeitenanteilen zeigt sich ein ähnliches Bild für die Erwärmungsraten. Der niedrigste antisymmetrische Mode (2,3) ist in weiten Höhenbereichen schwächer als die ersten 4 symmetrischen Hough-Moden. Bei der Temperatur ist der (2,3) Mode im Sommer jedoch überwiegend der zweitstärkste. Die Ursache daß dieser antisymmetrische Mode der Temperaturresponse dort stärker ist liegt darin, daß sich die halbtägigen Gezeitenmoden alle vertikal ausbreiten können (propagating modes) und die vertikale Wellenlänge mit zunehmender Ordnung abnimmt. Die solare Anregung, die bei den halbtägigen Gezeiten zu über 2/3 durch die  $O_3$ -Absorption der UV-Strahlung bedingt ist und über einen Höhenbereich von ca 30 km verteilt ist (Abb. 2.1) erfolgt damit bei den Moden mit großer vertikaler Wellenlänge phasengleich und die Superposition der Anregungsenergie verstärkt den Mode im gesamten Anregungsbereich. Besonders deutlich ist dies am (2,2) Mode zu sehen, der mit der größten äquivalenten Tiefe die größte vertikale Wellenlänge besitzt und deutlich als stärkster Mode in der Temperaturantwort auftritt. Die ganztägigen Gezeiten haben demgegenüber eine maximale vertikale Wellenlänge von 28 km ( $\Theta_1^1$ ) und die "propagating modes", die nur bei positiver äquivalenter Tiefe existieren werden wegen destruktiver Interferenz nicht verstärkt. Die Anregung der ganztägigen Gezeitenmoden erfolgt in erster Linie durch den troposphärischen Wasserdampf, dessen Hauptanteil über einen Bereich von 10 km verteilt ist.

## Stärkste Hough Koeffizienten $c_n^{s=1,2}(J)[K/day]$

(1,1)	—————	(2,2)	—————
(1,-1)	- - - - -	(2,3)	- - - - -
(1,-2)	· · · · ·	(2,4)	· · · · ·
(1,-3)	- · - · -	(2,6)	- - - - -
(1,-4)	- - - - -	(2,8)	- · - · -
(1,-6)	- · - · -		

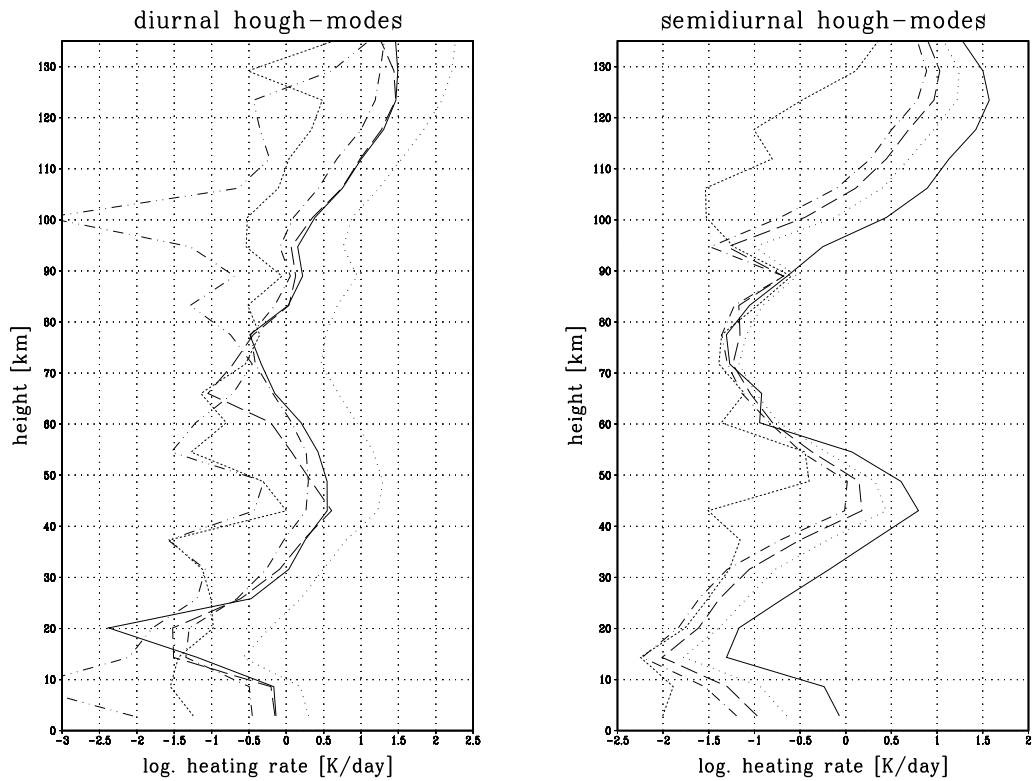


Abbildung 2.18: Stärkste Houghkoeffizienten der ganz- und halbtägigen Anteile der Erwärmungsraten am 21. März im COMMA-Modell dargestellt durch den dekadischen Logarithmus des Amplitudenbetrages der Moden in K/Tag.



# Stärkste Hough Koeffizienten $c_n^{s=1,2}(T)[K]$

(1,1)	—————	(2,2)	—————
(1,-1)	⋯⋯⋯	(2,3)	⋯⋯⋯
(1,-2)	⋯⋯⋯	(2,4)	⋯⋯⋯
(1,-3)	- - - - -	(2,6)	- - - - -
(1,-4)	- - - - -	(2,8)	- - - - -
(1,-6)	- - - - -		

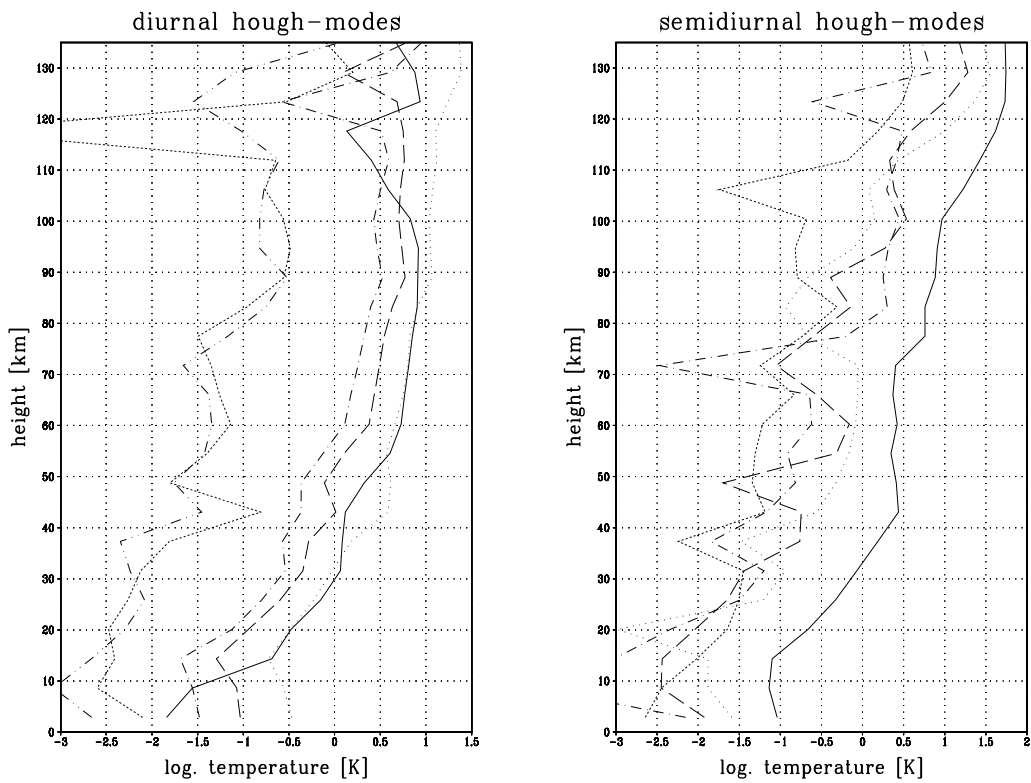


Abbildung 2.19: Stärkste Houghkoeffizienten der ganz- und halbtägigen Gezeiten der Temperatur am 21. März im COMMA-Modell dargestellt durch den dekadischen Logarithmus des Amplitudenbetrages der Moden in K.

## Stärkste Hough Koeffizienten $c_n^{s=1,2}(J)[K/day]$

(1,1)	—————	(2,2)	—————
(1,-1)	- - - - -	(2,3)	- - - - -
(1,-2)	⋯⋯⋯	(2,4)	⋯⋯⋯
(1,-3)	- · - · -	(2,6)	- - - - -
(1,-4)	- - - - -	(2,8)	- · - · -
(1,-6)	- · - · -		

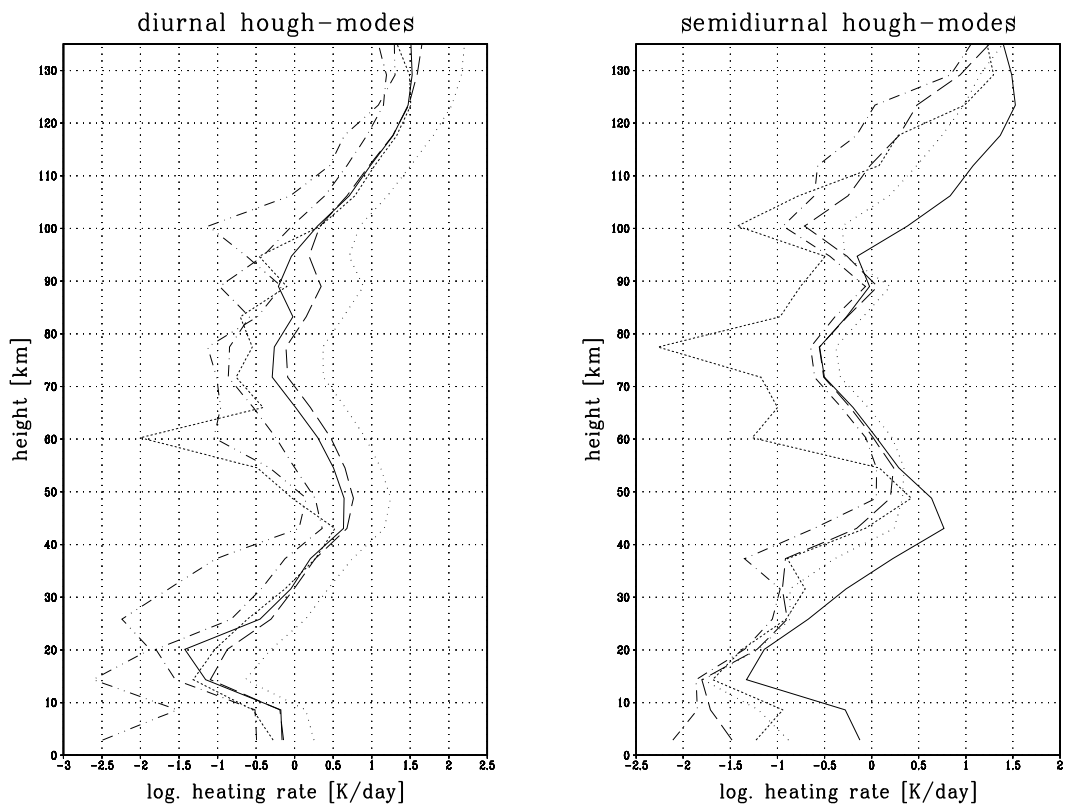


Abbildung 2.20: wie Abb. 2.18, aber für den 21. Juni.

# Stärkste Hough Koeffizienten $c_n^{s=1,2}(T)[K]$

(1,1)	—————	(2,2)	—————
(1,-1)	- - - - -	(2,3)	- - - - -
(1,-2)	⋯⋯⋯	(2,4)	⋯⋯⋯
(1,-3)	- · - · -	(2,6)	- - - - -
(1,-4)	— — — — —	(2,8)	- · - · -
(1,-6)	- · - · -		

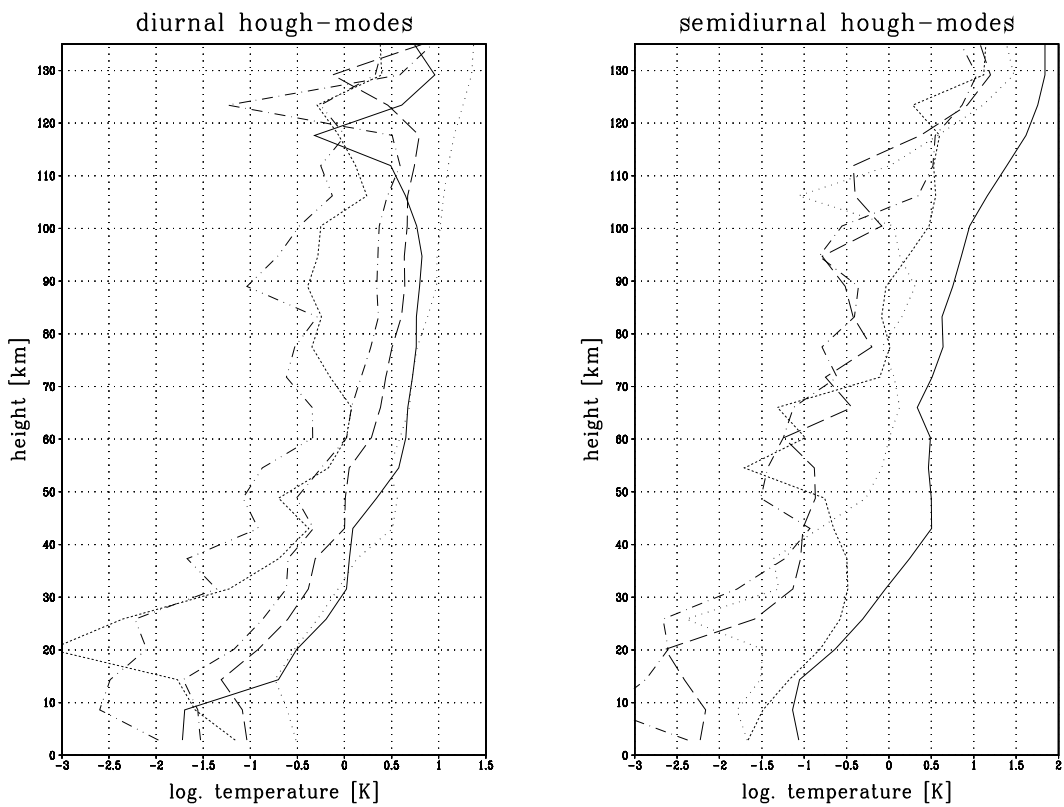


Abbildung 2.21: wie Abb. 2.19, aber für den 21. Juni.

# Kapitel 3

## Modellsimulationen

Im folgenden werden die Modellsimulationen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau in der mittleren Atmosphäre vorgestellt. Diese werden ergänzt durch eine Simulation zu längenabhängigen Variationen des Windfeldes durch stationäre Wellen. Zunächst wird ein Überblick über die Modellbedingungen für die Simulationen gegeben und der Kontrolllauf für die  $CO_2$ - und  $O_3$ -Untersuchungen behandelt. Die Zonalmittel von Temperatur und Zonalwind werden mit der Standardatmosphäre CIRA 1986 (Fleming et al. 1990) verglichen und die diabatische Vertikal- und Meridionalzirkulation behandelt. Dabei wird untersucht inwieweit die rein diabatische Vertikal- und Meridionalzirkulation durch dynamische Effekte, insbesondere durch die solaren Gezeiten, modifiziert wird.

Die Modellsimulationen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau behandeln zum einen den Einfluß von starken Änderungen der Konzentrationen, wie der  $CO_2$ -Verdopplung, der  $O_3$ -Halbierung und einer breitenabhängigen  $O_3$ -Abnahme um maximal 50% an den Polen um die wesentlichen Effekte aufzuzeigen und die Ursachen deutlich herauszustellen. Zum anderen werden Simulationen mit geringen Änderungen durchgeführt wie der  $CO_2$ -Zunahme um 10%, und der zusätzlichen breitenabhängigen  $O_3$ -Abnahme um maximal 10% um sowohl den  $CO_2$ -bedingten dekadischen Temperaturtrend, als auch den gesamten  $CO_2$ - und  $O_3$ - bedingten dekadischen Temperaturtrend und Trend der Windparameter in der mittleren Atmosphäre abzuleiten. Zusätzlich werden Modellsimulationen mit  $CO_2$ -Zunahme und  $O_3$ -Abnahme zwischen 5% und 50% sowie beides gekoppelt durchgeführt und der langfristige Trend der Windparameter in den mittleren Breiten im Mesopausenbereich untersucht. Die Ergebnisse werden durch Vergleich mit früheren Modelluntersuchungen und Messungen diskutiert, die Ergebnisse für die halbtägigen solaren Gezeiten werden zum Vergleich mit Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie überprüft.

Da die Modelluntersuchungen von zonal symmetrischen Bedingungen ausgehen werden dort längenabhängige Variationen nicht berücksichtigt. Langzeitwindmessungen im Mesopausenbereich an verschiedenen Stationen entlang eines Breitenkreises beispielsweise weisen jedoch auf deutliche längenabhängige Variationen der Trends des Zonalwindes und der halbtägigen solaren Gezeitenamplitude hin. Um die zonale Variabilität abzuschätzen wird eine Modellsimulation durchgeführt, in der längenabhängige Variationen durch stationäre Wellen am Beispiel des winterlichen stratosphärischen Polarwirbels in der Nordhemisphäre untersucht wird.

## 3.1 Kontrolllauf

Die Modellsimulationen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau werden bei Sommerbedingungen auf der Nordhemisphäre durchgeführt. Das Modell wird mit einer konstanten Deklination für den 21. Juni und einem horizontal isotherm geschichteten Temperaturprofil gestartet, das die wesentliche Struktur der vertikalen Temperaturschichtung wiedergibt. Die Atmosphäre befindet sich zu Beginn der Simulation in Ruhe. Die differentielle Erwärmung durch die solare Einstrahlung und die Abkühlung der Atmosphäre setzt die Zirkulation in Gang, deren zonal gemittelter Zustand nach ca. 40 Tagen ein quasistationäres Gleichgewicht erreicht, das den mittleren Zustand der Atmosphäre gut beschreibt. Es werden keine systemeigenen Schwingungen im Modell aufgebaut; die periodischen Schwingungen die auftreten sind die harmonischen Schwingungen durch die solare Anregung, die solaren Gezeiten. Diese sind, wie die mittlere Zirkulation, nach den ersten 40 Tagen nahezu vollständig entwickelt.

### 3.1.1 Modellfelder und Standardatmosphäre CIRA 1986

#### Zonal gemittelte Temperatur

Abbildung 3.1 zeigt die Zonalmittel von Temperatur und Zonalwind für den 21. Juni im Kontrolllauf am Modelltag 40. Die Struktur des Temperaturfeldes stimmt gut mit der Standardatmosphäre 1986 (Fleming et al. 1990), (Abb. 1.1a) überein. Die kalte tropische Tropopause mit Temperaturen von  $200 - 210 K$ , sowie die warme Stratosphäre mit einem positiven meridionalen Temperaturgradienten von der Winter- zur Sommerhemisphäre und einer Maximaltemperatur von  $280 K$  in der polaren Sommerstratopause werden im Modellauf wiedergegeben. Auch die abnehmende Temperatur mit weiter zunehmender Höhe und der entgegengerichtete meridionale Temperaturgradient in der darüberliegenden Mesosphäre, mit einem Temperaturminimum von  $140 K$  in der polaren Sommermesopause, stimmt gut mit der Standardatmosphäre überein. Die starke Temperaturzunahme in der unteren Thermosphäre oberhalb von  $110 km$ , wo Stöße der Neutralgasatmosphäre mit geladenen Teilchen zunehmend die Atmosphäre aufheizen, wird im Modell auch wiedergegeben. In anderen Bereichen gibt es bei den Absolutwerten jedoch auch Unterschiede. Die Stratopause liegt im Modellauf südlich von  $60^\circ S$  ca.  $10 km$  zu hoch, die Stratosphäre ist bis auf die polaren südlichen Breiten im Kontrolllauf bis zur Stratopause im Modell ca.  $10 K$  kälter, und die Mesopause ist südlich von  $30^\circ N$  deutlich kälter. Die kalte Mesopause ist im Modell auf die dynamische Abkühlung durch das Brechen der solaren Gezeiten in dem Höhenbereich, insbesondere der halbtägigen Komponente, zurückzuführen. Damit verbunden ist ein abwärts gerichteter Wärmetransport. Der Effekt wird bei den Modellsimulationen zur  $O_3$ -Variation ausführlich diskutiert. Dort wird eine Erwärmung der unteren Thermosphäre durch die Abschwächung der halbtägigen solaren Gezeiten beobachtet.

Aus den Abweichungen in den Temperaturfeldern folgen auch Unterschiede in der diabatischen Zirkulation, die im nächsten Abschnitt behandelt wird. Diese sind jedoch klein gegenüber dem Einfluß der brechenden Gezeiten auf die Meridionalzirkulation.

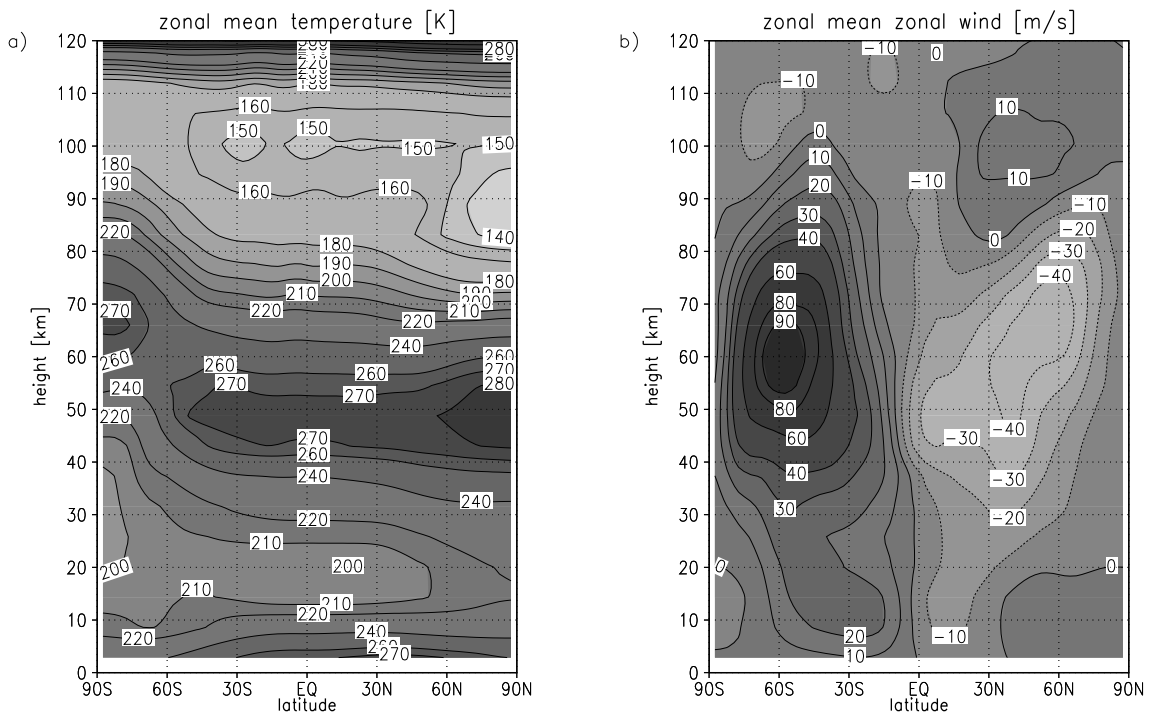


Abbildung 3.1: Zonalmittel von Temperatur (a) und Zonalwind (b) im Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni, Modelltag 40.

### Zonal gemittelter Zonalwind

Der zonal gemittelte Zonalwind (Abb. 3.1b) wird weitgehend durch die zonal gemittelten Temperaturen balanciert. Da er bei der Standardatmosphäre in weiten Teilen aus der thermischen Windgleichung abgeleitet ist ergibt sich eine zu den Temperaturen vergleichbare Übereinstimmung zwischen Modell und Standardatmosphäre. Die wesentlichen Merkmale werden im Modellauf gut wiedergegeben. In der Troposphäre herrschen überwiegend Westwinde, mit Ausnahme von einem Gebiet zwischen  $30^\circ N$  und den äquatorialen Breiten, in dem Ostwind herrscht und das in der Standardatmosphäre schwächer ausgeprägt ist. Die stratosphärischen / mesosphärischen Jets mit Ostwind in der Sommerhemisphäre und Westwind in der Winterhemisphäre liegen in den gleichen Höhen, und die Maxima von  $-40 \text{ m/s}$  beim Ostwind und  $90 \text{ m/s}$  beim Westwind liegen in der richtigen Größenordnung. Auch die Windumkehr in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre durch brechende Schwerewellen, sowie der äquatoriale Ostwindjet in der unteren Thermosphäre, der durch das Brechen der solaren Gezeiten in dem Bereich erzeugt wird, wird im Modell wiedergegeben. Unterschiede treten in den polaren Breiten der Südhemisphäre in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre auf, wo im Modell oberhalb von  $80 \text{ km}$  durch Ablagerung von Schwerewellenimpuls Ostwinde erzeugt werden, die Standardatmosphäre jedoch Westwinde anzeigt. In den mittleren Breiten ist die Windumkehr im Mesopau-

senbereich mit maximal  $10 - 15 \text{ m/s}$ , insbesondere in der Nordhemisphäre, im Modell deutlich schwächer. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Standardatmosphäre in dem Bereich relativ ungenau ist. Modernere Klimatologien wie beispielsweise das HWM90 Modell (Hedin et al., 1996) liefern hier bessere Übereinstimmung. Weiterhin wird im Modell die quasi zweijährigen Oszillation (QBO) nicht selbstkonsistent erzeugt und die damit verknüpften Windsysteme in der äquatorialen unteren Stratosphäre nicht reproduziert. Deswegen wird dort nur ein mittlerer Zustand beschrieben.

### 3.1.2 Diabatische und dynamische Modellzirkulation

Als diabatische Zirkulation bezeichnet man die zonal gemittelte vertikal-meridional-Zirkulation, die erforderlich ist um die diabatische Erwärmung der Atmosphäre ausschließlich durch adiabatische Prozesse zu kompensieren. Häufig werden Änderungen der Strahlungsbedingungen anhand der Änderung der diabatischen Zirkulation diskutiert (Memmesheimer, 1985; Fomichev and Shved, 1988). Als dynamische Zirkulation soll hier die Modellzirkulation bezeichnet werden, die auch den Einfluß von Schwerewellen und solaren Gezeiten berücksichtigt. Im folgenden wird die diabatische Zirkulation und der Einfluß der Dynamik behandelt. Der Eliassen-Palm-Fluß und die Divergenz durch die solaren Gezeiten wird beschrieben und die einzelnen Anteile zugeordnet.

#### Diabatische Zirkulation

Die diabatische Vertikalzirkulation folgt aus der thermodynamischen Energiegleichung für die zonal gemittelten Felder mit dem vertikalen Temperaturprofil  $\bar{T}(z)$  und den diabatischen Nettoerwärmungsraten  $\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right|_{diab.}$ . Die Gesamterwärmung setzt sich zusammen aus der diabatischen Nettoerwärmung durch die solare Einstrahlung und Strahlungsabkühlung sowie der adiabatischen Erwärmung bzw. Abkühlung durch die Vertikalbewegung. Horizontaler advektiver Temperaturtransport wird vernachlässigt.

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right|_{adiab.} + \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right|_{diab.}$$

Bei Stationarität und mit den Beziehungen für die potentielle Temperatur  $\bar{\Theta}$  und die Temperatur  $\bar{T}$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = 0, \quad \left. \frac{d\bar{\Theta}}{dt} \right|_{adiab.} = 0, \quad \bar{\Theta} = \bar{T} \exp(\kappa z/H), \quad \frac{d\bar{T}}{dt} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$$

folgt:

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right|_{diab.} = \bar{w} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{\kappa}{H} \bar{T} \right), \quad \text{mit } \kappa = \frac{R}{c_p}, \quad H = -\frac{z}{\ln \frac{p}{p_0}}.$$

#### Nettoerwärmungsraten

Abb. 3.2 zeigt die Nettoerwärmungsraten im COMMA-Modell für den 21. Juni. Entsprechend der solaren Einstrahlung wird eine großräumige Erwärmung der Sommerhemisphäre

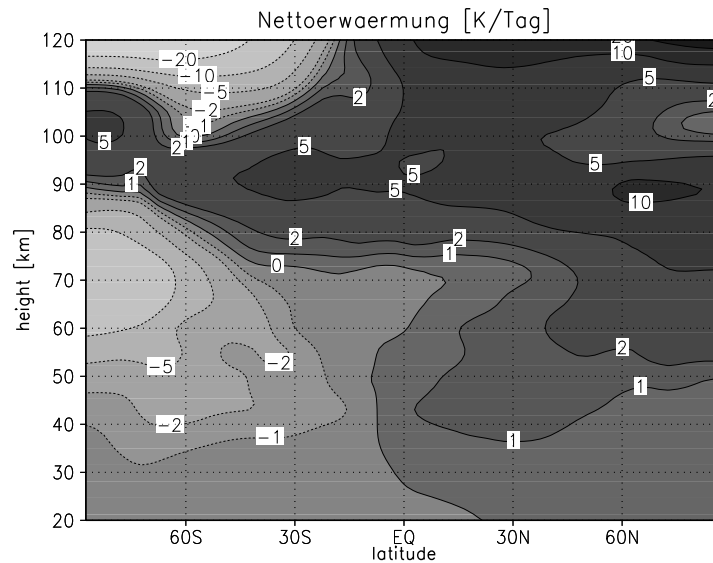


Abbildung 3.2: Nettoerwärmungsraten  $\partial\bar{T}/\partial t|_{diab.}$  in K/Tag im Kontrolllauf am Modelltag 40 für den 21. Juni.

beobachtet und eine Abkühlung der Winterhemisphäre. In der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre oberhalb von 70 km wird durch die starke dynamische Abkühlung der Mesopausenregion in allen Breiten eine Nettoerwärmung beobachtet. In der polaren Sommerhemisphäre oberhalb von 100 km schwächt sich die Erwärmung bis zum verschwinden ab. Dies ist durch die Abnahme der solaren Erwärmung in dem Höhenbereich aufgrund der abnehmenden Ozonkonzentration und der noch schwachen Absorptionen von molekularem Sauerstoff bedingt. Oberhalb von 110 km bestimmt wieder die solare Einstrahlung die Nettoerwärmung und es wird eine Abkühlung der Winterhemisphäre und Erwärmung der Sommerhemisphäre beobachtet.

### Vertikalbewegung

Wir folgen der Definition der Vertikalgeschwindigkeit von Fomichev et al. (1988), bei der der global gemittelte vertikale Massentransport verschwindet:  $w^* = \overline{w} - \overline{\rho w} / \overline{\rho}$ . Dabei sind die doppelt gestrichenen Größen die Globalmittel und die einfach gestrichenen die Zonalmittel. Da in den logarithmischen Druckkoordinaten im Modell die Dichte horizontal nicht variiert, folgt die Vereinfachung zur Abweichung vom Mittelwert:  $w^* = \overline{w} - \overline{\overline{w}}$ .

Abb. 3.3 a) zeigt die diabatische Vertikalgeschwindigkeit für COMMA-Modelltemperaturen im Kontrolllauf nach 40 Tagen am 21. Juni. Die diabatische Zirkulation folgt im wesentlichen aus der Nettoerwärmung. Bis in 70 – 80 km Höhe existiert überwiegend eine Ein-Zellen-Zirkulation mit Aufsteigen auf der sommerlichen Nordhemisphäre und Absinken auf der Südhemisphäre, wobei die Nulllinie deutlich in die Südhemisphäre verschoben ist. Im Bereich oberhalb der Stratopause zwischen 50 und 65 km wird am Äquator ein Einschluß mit einer isolierten Zelle beobachtet, die eine zusätzliche kleinräumige Zirkulation



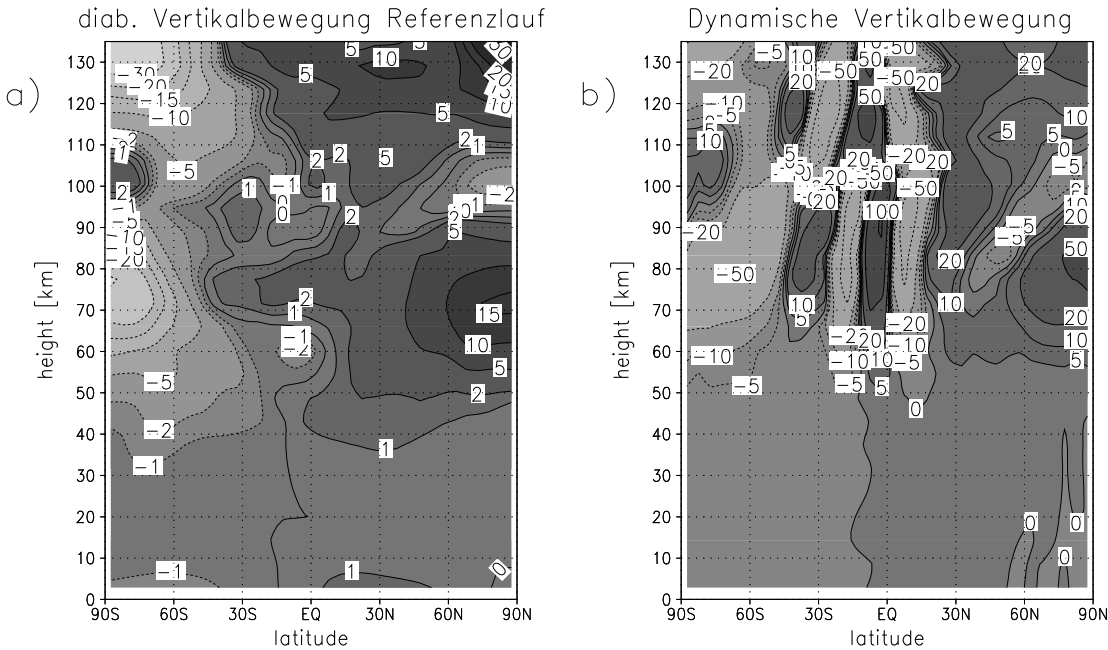


Abbildung 3.3: Diabatische Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w} - \bar{w}_{global}$  in [mm/sek] für COMMA-Modelltemperaturen im Kontrolllauf (a) sowie dynamische Vertikalbewegung im Kontrolllauf (b) am Modelltag 40 für den 21. Juni.

anzeigt. Diese folgt aus der Abnahme der Erwärmungsraten im Ozonminimum oberhalb der Stratopause. Im Gebiet zwischen 80 und ca. 105 km Höhe werden starke Störungen der großräumigen Ein-Zellen-Zirkulation beobachtet, mit mehreren kleinen Zellen auf- und absteigender Bewegung und einer Richtungsumkehr der Vertikalbewegung an den Polen. In der Winterhemisphäre werden durch die tiefen Mesopausentemperaturen positive Nettoerwärmungsraten erzeugt, die zur aufsteigenden Bewegung in den polaren Breiten führen, in der Sommerhemisphäre haben die Nettoerwärmungsraten in 100 km Höhe ein Minimum, da die Ozonerwärmung dort abnimmt und die Erwärmung durch molekularen Sauerstoff noch schwach ist. Dies führt zur Abwärtsbewegung oberhalb der polaren Sommermesopause. Darüber (oberhalb 110 km) dominiert, wie in der Stratosphäre, wieder die Ein-Zellen-Zirkulation mit Aufsteigen in der Sommerhemisphäre und Absinken in der Südhemisphäre, wobei die aufsteigende Bewegung wiederum in die Winterhemisphäre reicht.

### Dynamische Modellzirkulation

Bei Berücksichtigung der Dynamik treten deutliche Abweichungen von der rein strahlungsbedingten diabatischen Zirkulation auf. Abb. 3.3 b) zeigt das Zonalmittel der Vertikalbewegung für den Kontrolllauf nach 40 Modelltagen. Die großräumige Aufteilung in überwiegend eine Zelle außerhalb des Mesopausenbereichs zwischen 90 und 110 km Höhe bei der diabatischen Zirkulation, in dem Aufsteigen in der Sommer- und Absinken in der

Winterhemisphäre beobachtet wird, wird überlagert von starken dynamischen Störungen oberhalb von  $60 \text{ km}$  mit mehreren aufeinanderfolgenden Zirkulationszellen von ca.  $15^\circ$  Breite in denen abwechselnd Auf- und Abwind vorherrschen.

Qualitative Übereinstimmung mit der diabatischen Vertikalbewegung ist polwärts von  $50^\circ$  Breite bis in  $90 \text{ km}$  Höhe in beiden Hemisphären vorhanden. Die Dynamik verstärkt die Zirkulation jedoch und die Aufwärtsbewegung auf der Nordhemisphäre bzw. die Abwärtsbewegung auf der Südhemisphäre ist etwa doppelt so stark. Mit zunehmender Höhe wird aufgrund der wachsenden dynamischen Effekte nur polwärts von  $60^\circ$  qualitative Übereinstimmung beobachtet. In den niederen Breiten, werden Maximalgeschwindigkeiten von über  $100 \text{ mm/s}$  erreicht gegenüber  $5 - 10 \text{ mm/s}$  in der rein strahlungsbedingten diabatischen Zirkulation. Die Ursache der massiven Störungen der Vertikalwinde ist die Ausbreitung der solaren Gezeiten in die Mesosphäre und unteren Thermosphäre. Der stärkste Einfluß wird dabei durch die halbtägige Komponente ausgeübt, wie im folgenden gezeigt wird.

### Eliassen-Palm-Fluß durch solare Gezeiten

Abb. 3.4 a-d zeigen den EP-Fluß, der den Transport von Impuls und Wärme durch die vorhandenen Wellenstörungen angibt, in der Vektordarstellung sowie die Beschleunigung des zonalen Grundstroms durch die Dissipation von Wellenenergie, als Konturplot. Die Definitionen des EP-Flusses und die Divergenz lauten in sphärischen logarithmischen Druckkoordinaten nach Andrews et al. (1987)

$$\begin{aligned}
 F^{(\phi)} &= \rho_0 a \cos\phi \left( \bar{u}_z \frac{\overline{v'\theta'}}{\bar{\theta}_z} - \overline{v'u'} \right) \\
 F^{(z)} &= \rho_0 a \cos\phi \left\{ \left[ f - \frac{1}{a \cos\phi} (\bar{u} \cos\phi)_\phi \right] \frac{\overline{v'\theta'}}{\bar{\theta}_z} - \overline{w'u'} \right\} \\
 \nabla \cdot F &= \frac{1}{a \cos\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} (F^{(\phi)} \cos\phi) + \frac{\partial F^{(z)}}{\partial z}
 \end{aligned}$$

Zur besseren Darstellung wurde in Abb. 3.4 der EP-Fluß mit der Dichte und dem Erdradius  $a$  normiert und die Vertikalkomponente des Flusses um den Faktor 100 gestreckt. Die Beschleunigung des zonalen Grundstroms folgt durch Multiplikation mit  $(\rho_0 a)^{-1}$  aus der EP-Fluß-Divergenz. Der normierte EP-Fluß  $(\rho_0 a)^{-1} \cdot (F^{(\phi)}; F^{(z)})$  ist in  $\text{m}^2/\text{s}^2$  angegeben, die Zonalbeschleunigung  $\partial\bar{u}/\partial t = (\rho_0 a)^{-1} (\nabla \cdot F)$  in  $\text{m/s/Tag}$ . In Abb. 3.4a ist der gesamte Fluß aller Gezeitenkomponenten dargestellt, 3.4(b-d) zeigen den ganztägigen, den halbtägigen und den Anteil der höherfrequenten Gezeiten. Die Separation der ganz- und halbtägigen Anteile des EP-Flusses wurde durch Fourierfilterung der zonalen Welle 1 und Welle 2 der Geschwindigkeit- und Temperaturfelder erreicht. Eine zeitliche Filterung an jedem Gitterpunkt zur Ableitung der Gezeiten ist wegen der zonalen Symmetrie des Modells äquivalent.

Der gesamte EP-Fluß ist hauptsächlich durch die ganz- und halbtägigen Gezeiten bedingt. Die ganztägigen liefern in  $70 - 120 \text{ km}$  Höhe im äquatorialen Bereich wesentliche Beiträge zum Ostwind sowie in den niederen Breiten bei  $10 - 30^\circ$  Beiträge zur ostwärts gerichteten Beschleunigung in  $90 - 120 \text{ km}$  Höhe. Die halbtägigen Gezeiten dominieren im übrigen Bereich mit einem aufwärts und äquatorwärts gerichteten Fluß aus niederen bis

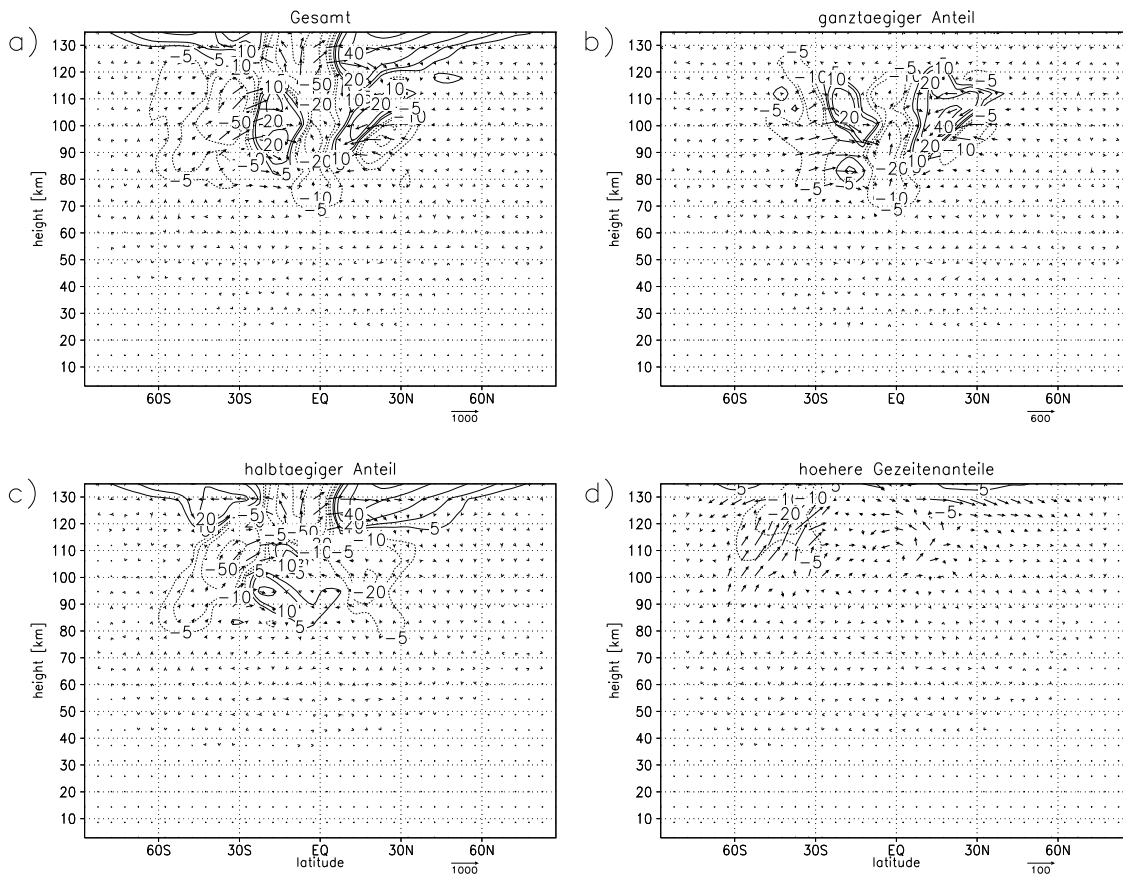


Abbildung 3.4: *Eliassen-Palm-Fluß als Vektordiagramm und Zonalbeschleunigung in m/s/Tag als Konturplot. Gesamter welleninduzierten Anteil (a) sowie Beiträge von ganztägigen Gezeiten (b), halbtägigen Gezeiten (c) und höherfrequenten Anteilen (d) am 21. Juni nach 40 Modelltagen. Die Vertikalkomponente  $F_z$  ist um den Faktor 100 gestreckt.*

mittleren Breiten oberhalb von 80 km. Dieser Fluß ist mit einem westwärts gerichteten Impulsübertrag verbunden. Oberhalb von 120 km bestimmen die halbtägigen Gezeiten fast vollständig den EP-Fluß und die Zonalbeschleunigung, doch können im oberen Randbereich des Modells numerisch bedingte Störungen der Gezeitenamplituden auftreten. Die höheren Gezeitenanteile (3.4d) zeigen nur oberhalb von 110 km zwischen 30°S und 60°S nennenswerte Beiträge, im übrigen Modellgebiet ist ihr Einfluß verschwindend gering. Insgesamt zeigt sich, daß die solaren Gezeiten in niederen bis mittleren Breiten oberhalb der unteren Mesosphäre Energie dissipieren und zu Beschleunigungen des zonalen Grundstroms beitragen. Dieser Energie- und Impulsübertrag führt zu starken vertikalen Windstörungen wie beim Vergleich zwischen diabatischer Vertikalzirkulation und Modellzirkulation gezeigt wurde.

# Kapitel 4

## $CO_2$ -Anstieg in der mittleren Atmosphäre

Im folgenden werden die Modelluntersuchungen zum  $CO_2$ -Anstieg vorgestellt. Es wird zum einen die Verdopplung der momentanen  $CO_2$ -Konzentration von 360 *ppmV* auf 720 *ppmV* simuliert und zum anderen zum Zweck von Trenduntersuchungen Modellsimulationen mit geringen Änderungen durchgeführt.

Die Untersuchungen sind folgendermaßen gegliedert: Zunächst folgt eine ausführliche Behandlung des  $2 \cdot CO_2$  Modellszenarios mit besonderer Berücksichtigung der halbtägigen solaren Gezeiten. Diese wird nach ihren Eigenmoden - den Hough-Moden - entwickelt und der Einfluß der  $CO_2$ -bedingten Abkühlung der mittleren Atmosphäre auf die einzelnen Moden untersucht. Im zweiten Teil wird ein Modellauf mit einer  $CO_2$ -Erhöhung von 10% behandelt, was in etwa der Zunahme in den letzten 30 Jahren entspricht, und daraus der dekadische  $CO_2$ -bedingte Temperaturtrend abgeleitet. Dies wird mit Ergebnissen aus früheren Modelluntersuchungen zum Langzeittrend durch den  $CO_2$ -Anstieg verglichen. In weiteren Untersuchungen zum  $CO_2$ -Anstieg wird in einem dritten Teil der Trend der Windparameter im Mesopausenbereich bei  $52^\circ N$  bei einem schrittweisen  $CO_2$ -Anstieg von 5 bis 50% behandelt. Die Modellergebnisse werden mit Messungen verglichen und die Ergebnisse für die halbtägigen solaren Gezeiten des Zonalwindes im  $2 \cdot CO_2$ -Modellauf zusätzlich mit Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie. Der dritte bis letzte Teil der Untersuchungen folgt bei den gekoppelten Simulationen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau in Kap. 6.

### 4.1 Das $2 \cdot CO_2$ -Szenario

Zunächst wird der Einfluß der  $CO_2$ -Verdopplung auf die Zonalmittel von Temperatur und Zonalgeschwindigkeit sowie auf die solaren Gezeiten untersucht. Dabei wird ausführlich die Auswirkung der Abkühlung der mittleren Atmosphäre durch den  $CO_2$ -Anstieg auf die halbtägigen Gezeiten diskutiert.

### 4.1.1 Zonalmittel von Temperatur und Zonalgeschwindigkeit

Abb. 4.1 zeigt die Zonalmittel für Temperatur und Zonalwind im  $2 \cdot CO_2$ -Modellauf (a, c) und die Änderung gegenüber dem Kontrolllauf (b, d). Die  $CO_2$ -Verdopplung bewirkt im Gegensatz zu der durch den erhöhten Treibhauseffekt verursachten allgemeinen Erwärmung der Troposphäre in der mittleren Atmosphäre eine generelle Abkühlung. Die Troposphäre ist im Modell nur grob wiedergeben und wegen der fehlenden Bodenenergiegleichung und der fehlenden  $CO_2$ -IR-Strahlungsflüsse nicht gezeigt. Der Einfluß der Änderung durch den  $CO_2$ -Anstieg auf die Stratosphäre ist oberhalb von  $20 \text{ km}$  jedoch zu vernachlässigen. Die Abkühlung der mittleren Atmosphäre von  $20 \text{ km}$  bis zum oberen Modellrand ist durch die erhöhte IR - Emission in den Weltraum bedingt, die den Effekt der Absorption und Rückstreuung der vom Erdboden und tieferliegenden Luftschichten emittierten IR-Strahlung überwiegt. Da die Abkühlungsraten mit der Temperatur zunehmen (für die Schwarzkörperstrahlung gilt:  $\partial T/\partial t \sim \sigma T^4$ ) wird die stärkste Abkühlung im Bereich der höchsten Temperaturen beobachtet. Die Maximalwerte liegen bei  $15 - 20 \text{ K}$  in der polaren Winterstratopause und über  $60 \text{ K}$  in der unteren Thermosphäre oberhalb von  $120 \text{ km}$ . Im Mesopausenbereich, der polaren Sommerhemisphäre, der durch ein Temperaturminimum gekennzeichnet ist, ist der Trend nur schwach, was auch

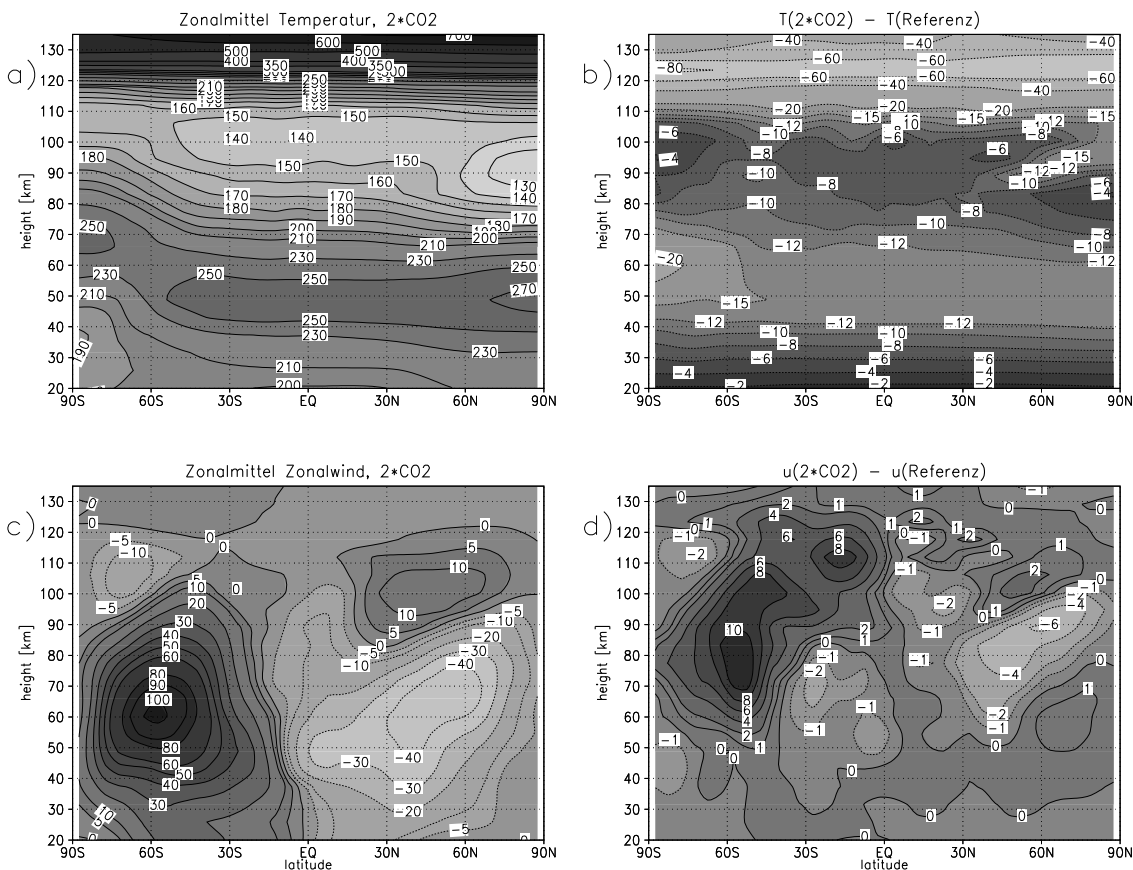


Abbildung 4.1: Zonal gemittelte Felder von Temperatur [K] und Zonalwind [m/s] im  $2 \cdot CO_2$ -Modellauf und Änderung gegenüber dem Kontrolllauf am 40. Modelltag für den 21. Juni.

aus Langzeitbeobachtungen abgeleitet wird (Lübken et al., 2000b). Die Zonalgeschwindigkeit zeigt die stärksten Änderungen in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre in der Winterhemisphäre. Der äquatoriale Ostwindjet in der unteren Thermosphäre und die Windumkehr oberhalb von 100 km, die im Kontrolllauf (Abb. 3.1) zu sehen sind, werden vom Äquator bis in die mittleren Breiten der Winterhemisphäre nahezu vollständig zerstört. Durch die Abschwächung des ostwärts gerichteten Impulsübertrages aus den brechenden thermischen Gezeiten äquatorwärts von 60°S wird der mesosphärische Westwind im 2 · CO<sub>2</sub>-Modellauf um bis zu 10 m/s verstärkt. Nur im Höhenbereich 40 – 80 km zwischen Äquator und 40°S nimmt der Westwind durch die Abschwächung des meridionalen Temperaturgradienten geringfügig ab. In der Sommerhemisphäre bleibt die Windumkehr oberhalb von 80 km erhalten, darunter wird der Ostwind leicht verstärkt (bis zu 5 m/s).

### 4.1.2 Solare Gezeiten

Wie die Analyse der Energieflüsse in Kap. 3.1.2 gezeigt hat wird die stärkste dynamische Änderung der diabatischen Meridionalzirkulation durch die ganztägigen und halbtägigen Gezeiten verursacht. Wie ändern sich nun die solaren Gezeiten im 2 · CO<sub>2</sub>-Modellauf ?

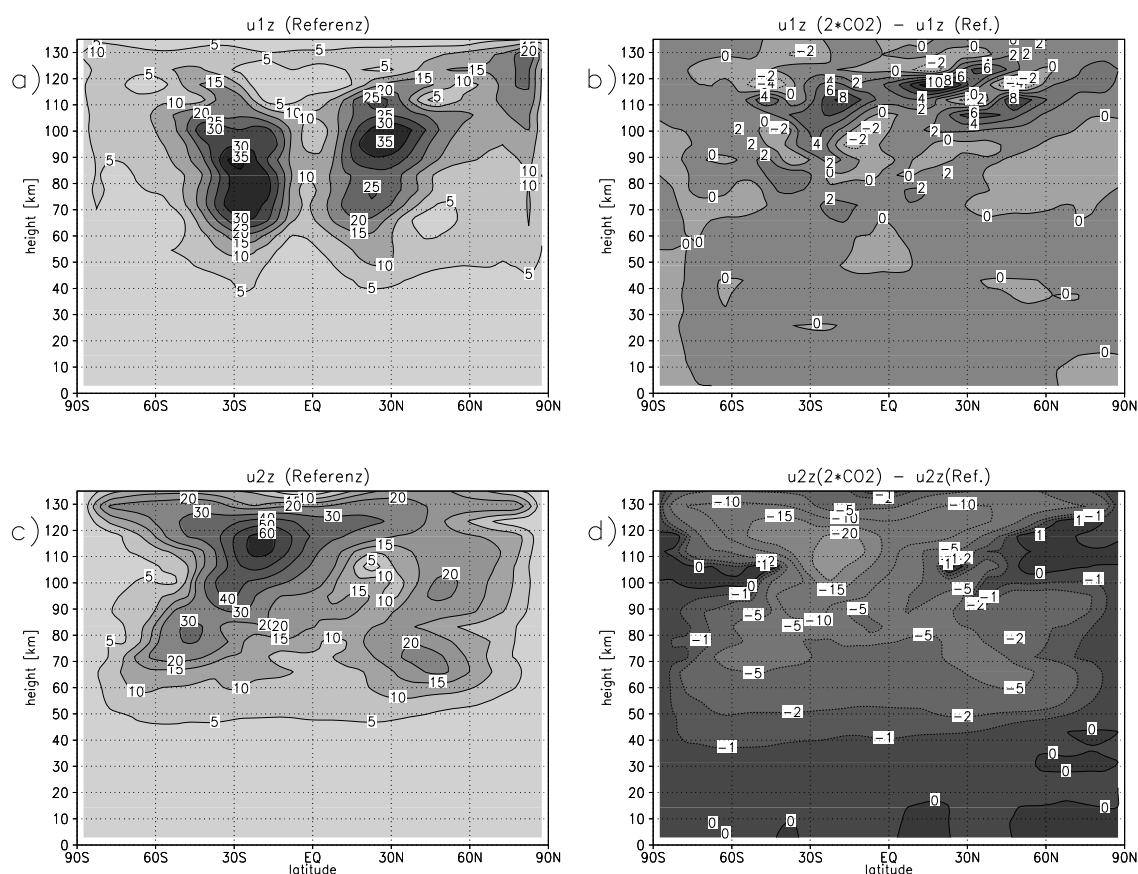


Abbildung 4.2: Amplitude der ganz- und halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes in m/s im Referenzlauf und Differenzen des 2 · CO<sub>2</sub>-Modellaufs gegenüber dem Referenzlauf. Modelltag 40 am 21. Juni.

Abb. 4.2, und 4.3 (a-d) zeigen die Amplituden der ganz- und halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes und der Temperatur im Referenzlauf und die Differenzen zwischen den Feldern bei  $CO_2$ -Verdopplung und dem Referenzlauf. Bei den halbtägigen Gezeiten wird eine Abnahme der Amplitude um bis zu 50% beobachtet; die ganztägigen Gezeiten zeigen bis auf einzelne kleine Bereiche starker Zunahme hingegen überwiegend nur eine geringe Änderung. Um die starke Dämpfung der halbtägigen Gezeitenamplitude zu analysieren werden die halbtägigen Temperaturgezeiten in ihre orthogonalen Eigenfunktionen, die Hough-Moden, entwickelt (vgl. Kap. 2.3) und die Änderung der einzelnen Moden untersucht. Die 6 stärksten Moden der halbtägigen Temperaturgezeiten im  $2 \cdot CO_2$ -Lauf sowie die Differenzen des  $2 \cdot CO_2$ -Laufs gegenüber dem Referenzlauf (vgl. Abb.2.21) zeigt Abb. 4.4.

Wie im Referenzlauf dominiert der  $\theta_2^2$ -Mode im  $2 \cdot CO_2$ -Lauf und bei den Differenzen deutlich die Gesamtamplitude. Neben den anderen symmetrischen Moden sind bei Solstizienbedingungen auch die antisymmetrischen Anteile des  $\theta_3^2$ - und  $\theta_5^2$ -Modes nennenswert. Das Amplitudenverhältnis  $\theta_2^2 : \theta_3^2 : \theta_4^2 : \theta_5^2 : \theta_6^2$  beträgt in  $50 \text{ km}$  Höhe:  $1 : 2 \cdot 10^{-2} : 0.16 : 9 \cdot 10^{-2} : 4 \cdot 10^{-2} : 6 \cdot 10^{-3}$  und in  $110 \text{ km}$ :  $1 : 0.17 : 3 \cdot 10^{-2} : 0.22 : 2 \cdot 10^{-2} : 0.17$ . Wegen der

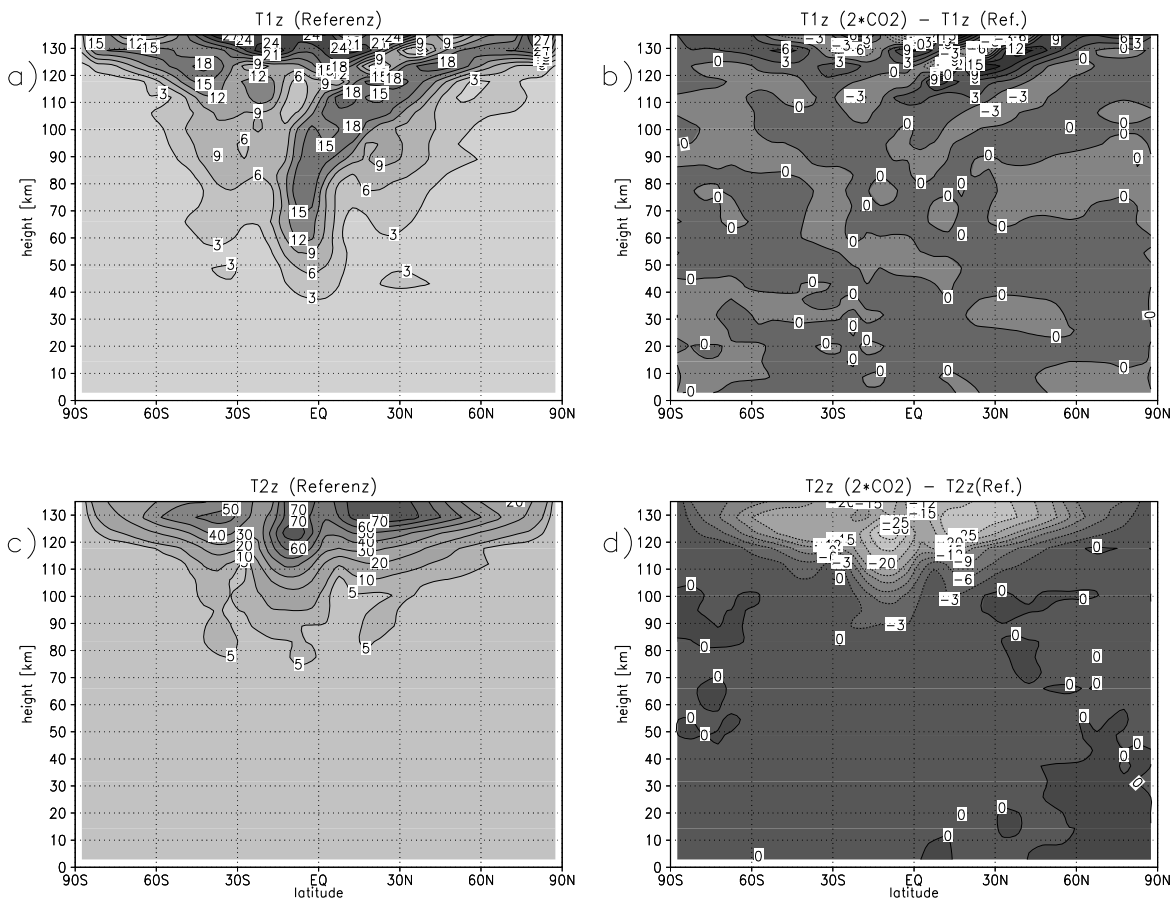


Abbildung 4.3: Amplitude der ganz- und halbtägigen Gezeiten der Temperatur in K im Referenzlauf und Differenzen des  $2 \cdot CO_2$ -Modellaufs gegenüber dem Referenzlauf. Modelltag 40 am 21. Juni.

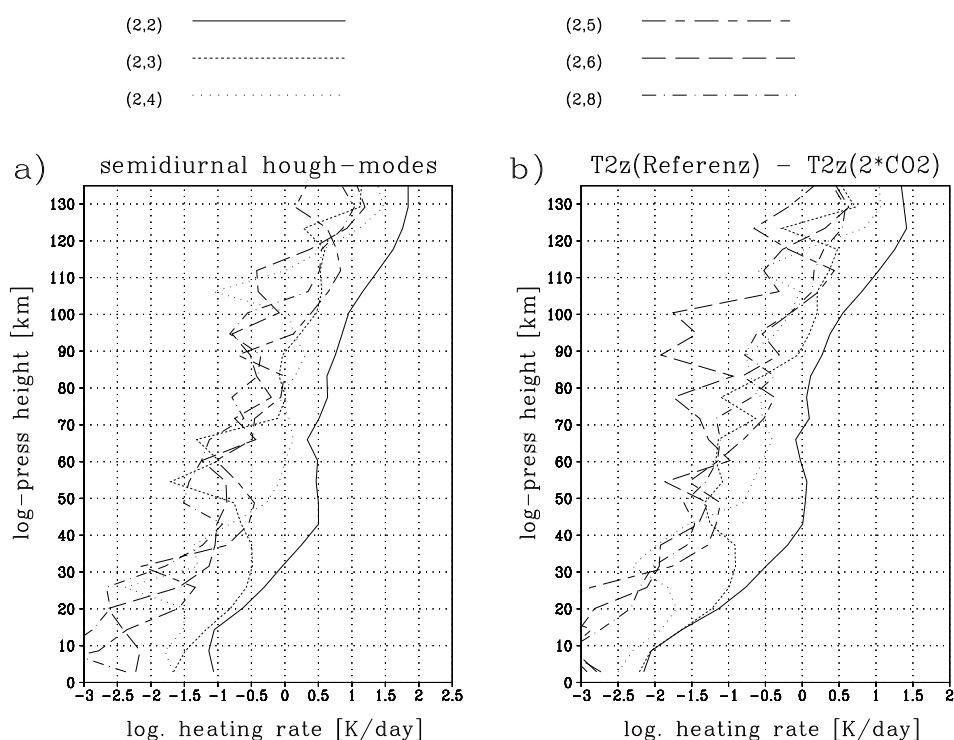


Abbildung 4.4: *Hough-Moden-Analyse der halbtägigen Gezeiten der Temperatur im  $2\cdot CO_2$ -Lauf (a) und Differenz zum Referenzlauf für Modelltag 40 am 21. Juni (b). Die starke Dominanz des  $\theta_2^2$ -Modes ist deutlich sichtbar.*

Dominanz des  $\theta_2^2$ -Modes, die aus seiner großen vertikalen Wellenlänge von über  $150\text{ km}$  folgt, aufgrund der er phasengleich im gesamten  $O_3$ -Absorptionsbereich zwischen  $20$  und  $50 - 60\text{ km}$  angeregt wird, ist, wie Abb. 4.4 b) zeigt, auch die starke Abnahme bei  $CO_2$ -Anstieg durch die Sensitivität dieses Modes bedingt. Die wesentlichen Änderungen der halbtägigen Gezeiten lassen sich also anhand des  $\theta_2^2$ -Modes untersuchen. Der Einfluß der  $CO_2$ -Verdopplung und der  $O_3$ -Halbierung sowie beides kombiniert auf den  $\theta_2^2$ -Mode wird im übernächsten Kapitel mit einem einfachen Modell nach der klassischen Gezeitentheorie bei den kombinierten Modellläufen behandelt.

## 4.2 Dekadischer Temperaturtrend

Abschließend soll der durch den  $CO_2$ -Anstieg bedingte dekadische Temperaturtrend in der mittleren Atmosphäre abgeschätzt werden. Hierzu wurde ein Modellauf mit  $10\%$   $CO_2$ -Zunahme durchgeführt, was in etwa der Änderung in einem Zeitraum von 30 Jahren entspricht. Abb. 4.5 gibt den Temperaturtrend für den Höhenbereich zwischen  $20\text{ km}$  und  $120\text{ km}$  für verschiedene Breiten wieder. In der unteren Stratosphäre beträgt der Trend  $-0.3\text{ K/dek}$  und verstärkt sich bis auf  $-0.7$  bis  $-1\text{ K/dek}$  in der oberen Stratosphäre. In der Mesosphäre nimmt der Trend wieder ab und liegt bei  $-0.5$  bis  $-0.7\text{ K/dek}$ . Die Breitenabhängigkeit ist relativ schwach, nur in der unteren Thermosphäre zeigen sich Unterschiede um bis zu  $25\%$  mit einer Zunahme zu den höheren Breiten.



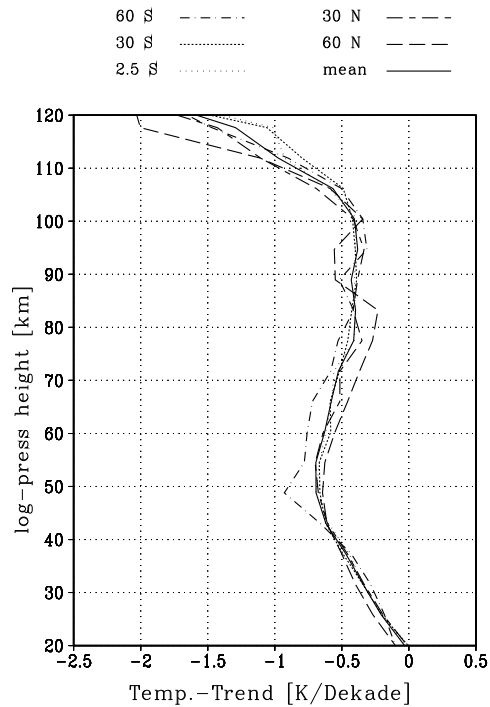


Abbildung 4.5: Dekadischer Temperaturtrend im COMMA-Modell für verschiedene Breiten und im Globalmittel bei  $CO_2$ -Zunahme um  $10 \text{ ppmV/dek}$ , abgeleitet aus dem Modellauf mit 10% Zunahme für Modelltage 40 am 21. Juni.

### 4.3 Frühere Modelluntersuchungen zum $CO_2$ -Anstieg

Wie bereits in der Einleitung beschrieben sind als frühere Modellstudien zum  $CO_2$ -Anstieg in der mittleren Atmosphäre besonders die Arbeiten von Rind et al. (1990) und Berger und Dameris (1993), im folgenden auch BuD, zu nennen. Dort wurden die  $2 \cdot CO_2$ -Szenarien berechnet, bei BuD auch der dekadische Temperaturtrend für verschiedene Breiten bis in  $150 \text{ km}$  bestimmt.

#### $2 \cdot CO_2$ -Szenario

In der aktuellen  $2 \cdot CO_2$ -Modellsimulation stimmt die Abkühlung im Bereich der unteren Stratosphäre und oberen Mesosphäre überwiegend mit den Ergebnissen von BuD überein. Hingegen ist sie um  $2 - 5 \text{ K}$  größer als in den Untersuchungen von Rind et al. (1990). Im Bereich der Stratopause treten Unterschiede gegenüber beiden Untersuchungen auf. Die Abkühlung auf der Winterseite um bis zu  $20 \text{ K}$  ist etwa um  $5 \text{ K}$  stärker als bei BuD und um  $15 \text{ K}$  stärker als bei Rind et al. (1990). Die Abkühlung der unteren Thermosphäre oberhalb von  $120 \text{ km}$  um mehr als  $60 \text{ K}$  ist um ca.  $20 \text{ K}$  stärker als bei BuD. Auch liegt das Maximum der Abkühlung um ca.  $10 \text{ km}$  höher. Das ist eine direkte Folge der starken thermosphärischen Aufheizung, die hier in Übereinstimmung mit der Standardatmosphäre CIRA (1986) bei  $120 \text{ km}$  beginnt, bei BuD bei ca.  $110 \text{ km}$ . Die stärkere Abkühlung der unteren Thermosphäre oberhalb von  $110 \text{ km}$  gegenüber den Ergebnissen von BuD ist auf

die höhere Kollisionsrate für die Stoßdeaktivierung von  $CO_2$  durch atomaren Sauerstoff in der hier verwendeten  $CO_2$ -Parametrisierung zurückzuführen. Die Stoßdeaktivierungsrate  $k_O = 3 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$  ist der Arbeit von Shved et al. (1998) entnommen, die diese als Mittelwert von Labormessungen ( $1.2 - 1.5 \text{ cm}^3/\text{s}$ ) und Satellitenbeobachtungen ( $3 - 6 \text{ cm}^3/\text{s}$ ) verwenden.

### Dekadischer Trend

Leitet man aus der Modellstudie zur  $CO_2$ -Verdopplung von Rind et al. (1990) einen linearen Trend ab, ergibt sich eine Abkühlung um weniger als  $0.1 \text{ K/dek}$  für die untere und bis  $0.3 \text{ K/dek}$  für die obere Stratosphäre. In der Mesosphäre nimmt sie wieder ab auf  $0.1$  bis  $0.2 \text{ K/dek}$ . BuD berechnen für Nordwinterbedingungen eine Abkühlung von  $0.2 \text{ K/dek}$  in der unteren bis  $0.6 \text{ K/dek}$  in der oberen Stratosphäre. In der Mesosphäre wird bis in die Mesopausenregion eine Abnahme auf  $0.3 \text{ K/dek}$  und oberhalb der Mesopausenregion wiederum eine Zunahme der Abkühlung bis auf  $2 \text{ K/dek}$  bei  $110 \text{ km}$  Höhe berechnet. Die Ergebnisse für den dekadischen Temperaturtrend aus der aktuellen Untersuchung stimmen also relativ gut mit den Ergebnissen von BuD für Nordwinterbedingungen überein. Beide Modellstudien unterscheiden sich, abgesehen von der  $CO_2$ -Parametrisierung, im wesentlichen durch die unterschiedliche Auflösung, der Verwendung von Ozonprofilen aus Langzeitbeobachtungen sowie der Verwendung einer Schwerewellenparametrisierung in der aktuellen Untersuchung und die Betrachtung von Sommerbedingungen statt Winterbedingungen in der Nordhemisphäre. Nimmt man an, daß der Einfluß dieser Größen klein ist auf die Trendrechnungen, zeigt sich, daß das neue  $CO_2$ -Parametrisierungsschema mit exakter Berechnung der Abkühlungsraten für verschiedene Konzentrationen im LTE-Bereich von der früheren Parametrisierung zumindest für geringe Änderungen gut approximiert wird.

Eine weitere Untersuchung zum Einfluß einer schrittweisen  $CO_2$ -Erhöhung um 5 bis 50% auf die Windparameter in  $52.5^\circ N$  in der Mesopausenregion wird in Kapitel 6 behandelt und mit dem Einfluß des  $O_3$ -Abbaus und kombinierten Modelluntersuchungen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau diskutiert. Dort werden die Ergebnisse auch mit Langzeitmessungen verglichen.

# Kapitel 5

## $O_3$ -Abbau in der mittleren Atmosphäre

Häufig werden in Modellstudien die Folgen des Ozonabbaus durch Simulationen des Ozonlochs untersucht (z.B. Dameris et al., 1991; Cariolle et al. 1990). Hier soll jedoch der globale abnehmende Langzeittrend behandelt werden. Da insbesondere im Sommer in Langzeitwindmessungen im Mesopausenbereich ein starker Trend des mittleren Zonalwindes und der halbtägigen Gezeitenamplitude beobachtet wird, werden die aktuellen Modelluntersuchungen für Junibedingungen durchgeführt.

Im folgenden sollen die Auswirkungen der Ozonabnahme auf die Temperatur und Zirkulation der mittleren Atmosphäre und unteren Thermosphäre im COMMA-Modell untersucht werden. Die Modellstudie zur Verringerung des Ozons teilt sich in 4 Abschnitte. Im ersten Teil wird zur Untersuchung der wesentlichen Effekte als "first guess" eine Modellsimulation mit gleichmäßiger Halbierung des Ozongehalts durchgeführt. Da in dem Modell keine komplexen chemischen Umwandlungsprozesse enthalten sind und deswegen die Strahlungseigenschaften des Ozons im Vordergrund stehen, werden in dem Modellversuch die Effekte für geringe  $O_3$ -Abnahmen stark überhöht und damit hervorgehoben und nicht durch zusätzliche Energiequellen oder Senken völlig verändert. Im zweiten Teil wird der Einfluß der Breitenabhängigkeit des Ozonabbaus gegenüber der gleichmäßigen Reduktion in einem Modellexperiment mit maximal 50% Ozonreduktion in der Stratosphäre an den Polen und einer schwachen Reduktion in den Tropen um 5% untersucht. Im dritten und vierten Teil, die in Kapitel 6 gemeinsam mit den kombinierten Modellexperimenten zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau behandelt werden, wird der Trend der Wind- und Temperaturparameter im Mesopausenbereich der mittleren Breiten der Nordhemisphäre für gleichmäßige Ozonänderungen um 5, 10, 25 und 50% behandelt, sowie der dekadische Trend aus einem Modellversuch mit realistischer Breitenabhängigkeit des Ozonabbaus um maximal 10% an den Polen und gleichmäßigem  $CO_2$ -Anstieg um 10% für den Höhenbereich 20 – 120 km in verschiedenen Breiten abgeleitet. Die Ergebnisse werden durch Vergleich mit Messungen und Ergebnissen aus der klassischen Gezeitentheorie diskutiert.

## 5.1 Das 1/2 · O<sub>3</sub>-Szenario

Zur Untersuchung der wesentlichen Auswirkungen des O<sub>3</sub>-Abbaus auf die Zirkulation der mittleren Atmosphäre wird als "first guess"-Modellsimulation die Halbierung der momentanen O<sub>3</sub>-Konzentration behandelt. Im folgenden werden die Ergebnisse für Temperatur, Zonalgeschwindigkeit und halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes und die Änderungen gegenüber dem Kontrolllauf vorgestellt.

### 5.1.1 Zonal gemittelte Temperatur

Abb. 5.1 zeigt die zonal gemittelten Temperaturen bei gleichmäßiger Ozonreduktion um 50% sowie die Differenz gegenüber dem Kontrolllauf. Es wird eine generelle Abkühlung nahezu der gesamten mittleren Atmosphäre im 1/2 · O<sub>3</sub>-Modellauf aufgrund der schwächeren UV-Absorption von Ozon beobachtet. In der Stratopause, der Region mit den höchsten Temperaturen in der mittleren Atmosphäre, ist die Abkühlung am stärksten, mit Werten von 30–40 K. Bemerkenswert an der vertikalen Temperaturverteilung ist, daß das Temperaturmaximum nicht mit dem Ozonmaximum zusammenfällt, was in ca. 35–40 km Höhe liegt (Abb. 2.1). Dies ist darauf zurückzuführen, daß die solare Erwärmung  $J_{O_3}$  stärker von der optischen Tiefe  $u = \int_z^\infty k_\nu \rho_{O_3} dz$ , mit  $k_\nu$  als Extinktionskoeffizient und  $\rho_{O_3}$  als Ab-

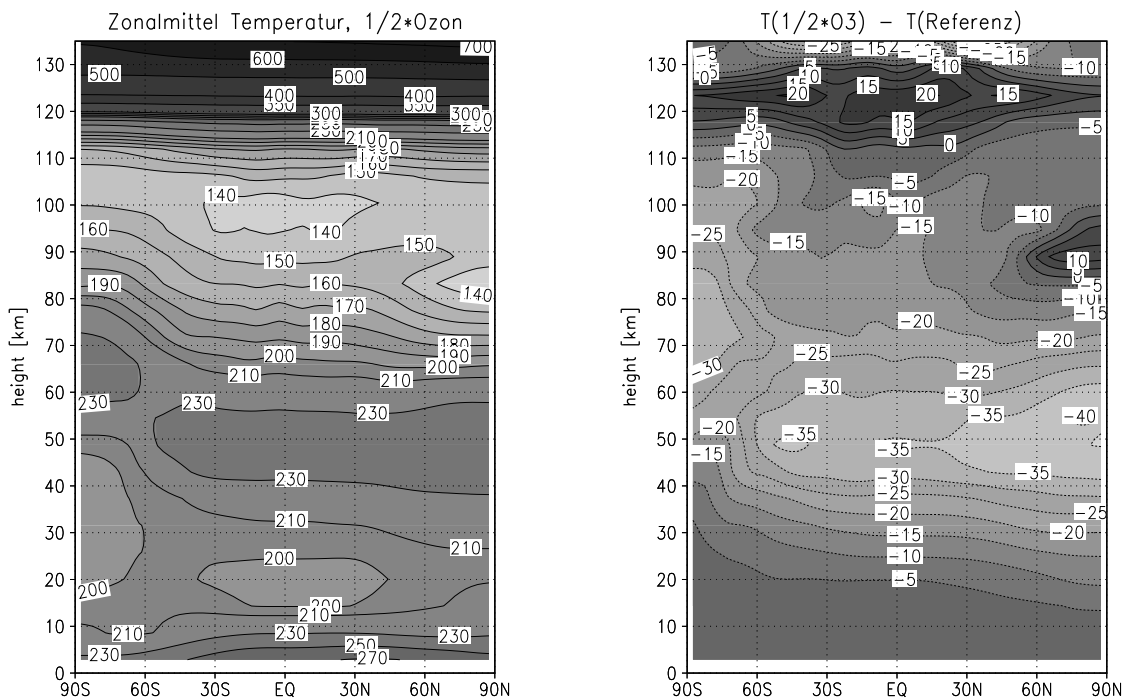


Abbildung 5.1: Zonalmittel der Temperatur in K im 1/2 · O<sub>3</sub>-Modellauf sowie Differenz des 1/2 · O<sub>3</sub>-Laufs gegenüber dem Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni

sorberdichte, abhängt, mit der sie exponentiell abnimmt, als von der tatsächlich am Ort vorhandenen Absorberkonzentration. Südlich von  $60^\circ S$  ist das Maximum der Abkühlung mit dem Temperaturmaximum bis in  $70\text{ km}$  Höhe verschoben, was auf das höhergelegene Ozonmaximum in den Breiten im Juni zurückzuführen ist. Die Mesopausenregion zeigt die größte Breitenabhängigkeit der Temperaturänderung zwischen den beiden Modellläufen. Die polare Winterhemisphäre kühlt sich um  $20\text{ K}$  auf der Winterpolsseite ab und die polare Sommerhemisphäre erwärmt sich geringfügig. Dies führt zum Verschwinden des meridionalen Temperaturgradienten in  $100\text{ km}$  Höhe. In der unteren Thermosphäre zwischen  $110$  und  $130\text{ km}$  wird eine Erwärmung um bis zu  $20\text{ K}$  beobachtet. Diese wird erzeugt durch eine Abschwächung der durch die brechenden solaren Gezeitenwellen bedingten dynamischen Abkühlung. Bei der Dissipation der Wellenenergie wird ein abwärts gerichteter Wärmetransport induziert, der mit einer Nettoabkühlung der Umgebung verbunden ist (Walterscheid 1981, Schoeberl et al. 1983). Die Gleichung für die Temperaturänderung durch den turbulenten vertikalen Wärmefluß lautet:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'T'}) + \frac{\kappa}{H} \overline{w'T'} \quad (5.1)$$

Abb. 5.2 zeigt die Abkühlung durch den turbulenten vertikalen Fluß fühlbarer Wärme im

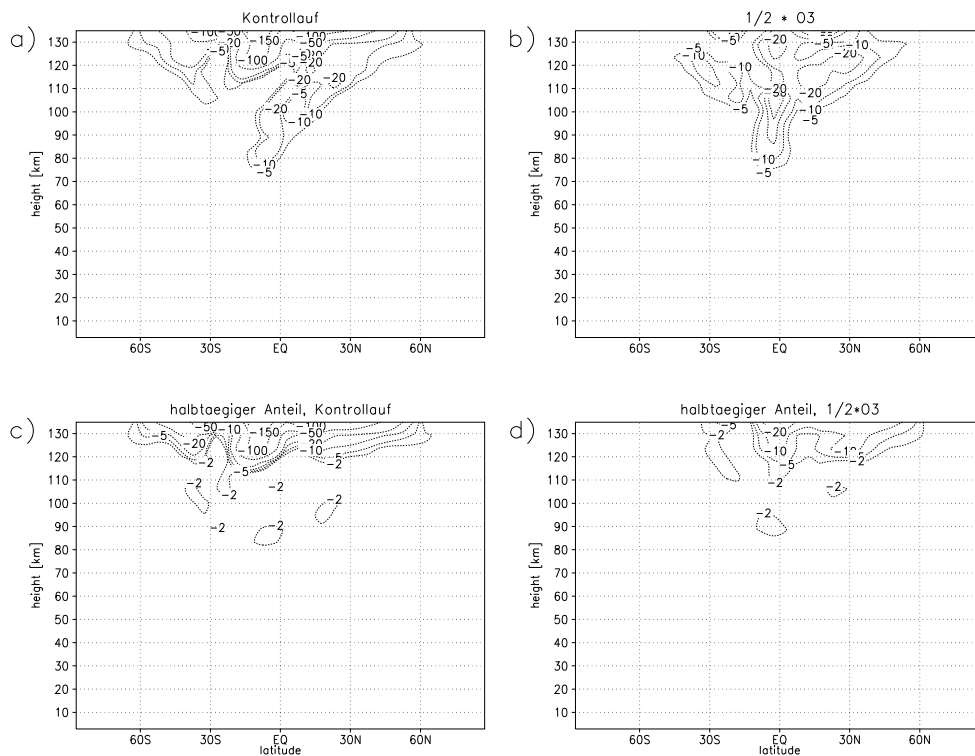


Abbildung 5.2: Turbulenter vertikaler Fluß fühlbarer Wärme  $\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'T'}) + \frac{\kappa}{H} \overline{w'T'}$  in  $K/Tag$  im Kontrolllauf (a),  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf (b) und die halbtägigen Anteile im Kontrolllauf (c) und  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf (d) am 21. Juni.

Kontrolllauf und im  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf, sowie die halbtägigen Anteile. Der  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf zeigt eine starke Abschwächung des abwärtsgerichteten turbulenten Flusses fühlbarer Wärme gegenüber dem Kontrolllauf. Die maximalen negativen Werte in 120 km Höhe reduzieren sich dabei von  $-100$  bis  $-150$  K/Tag auf  $-10$  bis  $-20$  K/Tag, also auf etwa 10-15% der ursprünglichen Werte. Betrachtet man den halbtägigen Anteil, so zeigt sich, daß nahezu die gesamte Abkühlung in der unteren Thermosphäre im Kontrolllauf durch die halbtägigen Gezeiten bedingt ist. Im  $1/2 \cdot O_3$ -Modellauf ist der halbtägige Anteil nahezu verschwunden.

Ein weiteres Gebiet, in dem im  $1/2 \cdot O_3$ -Modellauf eine Erwärmung gegenüber dem Kontrolllauf beobachtet wird, ist die polare Sommermesopause nördlich von  $60^\circ N$ . Diese Erwärmung wird, ähnlich dem Effekt durch die solaren Gezeiten durch eine Änderung der turbulenzbedingten dynamischen Abkühlung durch brechende kleinskalige Schwerewellen erzeugt. Diese werden in der Atmosphäre durch das Überströmen von orografischen Hindernissen oder durch konvektive Prozesse in der Troposphäre angeregt. Sie können jedoch auch durch barokline Instabilitäten in der Stratosphäre oder Mesosphäre angeregt werden. Da sie im Modell nicht aufgelöst werden können werden sie in parametrisierter Form behandelt (vgl. Kap. 2.1.3). Vergleichsmodellläufe, in denen statt der Schwerewellenparametrisierung ein Rayleigh-Reibungsterm verwendet wurde, zeigen diese Erwärmung bei Ozonhalbierung nicht (nicht explizit abgebildet). Die Erwärmung in dem Bereich ist also nicht durch die Änderung der großräumigen diabatischen Vertikal- und Meridionalzirkulation bedingt. Die Ursache liegt vielmehr in der Abschwächung des Sommermesosphärenjets, die mit der Ozonabnahme verknüpft ist (vgl. Abb.5.4). Die Beziehung für die dynamische Abkühlung  $C_g$  durch die Wärmeflußdivergenz von internen Schwerewellen lautet nach Schoeberl et al. (1983):

$$C_g = \frac{1}{2} \frac{N^2 c_v}{R c_p} \left( \frac{\alpha u^{*2}}{N^2} + \frac{D_{turb}}{Pr} \right) \quad (5.2)$$

mit  $N$  als Brunt-Väisälä Frequenz, dem Rayleigh-Reibungskoeffizienten  $\alpha$ , der turbulenten Prandtl-Zahl  $Pr$ , der turbulenten Diffusion  $D_{turb}$ , den spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und Volumen  $c_p$  und  $c_v$  und der Gaskonstante  $R$ . Die

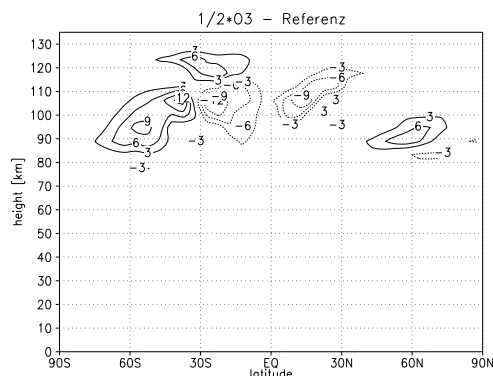


Abbildung 5.3: Differenz der Erwärmungsraten durch brechende Schwerewellen zwischen  $1/2 \cdot O_3$ -Modellauf und dem Kontrolllauf bei Sommerbedingungen in K/Tag.

dynamische Abkühlung durch Schwerewellen  $C_g$  ist proportional zur turbulenten Diffusion  $D_{turb}$  und zur Doppler-verschobenen Phasengeschwindigkeit  $u^*$  im Quadrat, mit  $u^* = \bar{u} \cos(\theta) + \bar{v} \sin(\theta) - c$ .  $\theta$  bezeichnet den Winkel, den die x-Achse mit der Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle einschließt. Damit geht die Abnahme des Zonalwindes  $\bar{u}$  bei den zum Grundstrom entgegengerichteten Wellen auch zur vierten Potenz in die Abnahme der dynamischen Abkühlung ein. Abb. 5.3 zeigt die Differenz der durch die Schwerewellen induzierten Erwärmungsraten ( $-C_g$ ) zwischen den beiden Modellläufen. Im  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf wird eine Erwärmung der Mesopausenregion in den mittleren bis hohen Breiten der Sommerhemisphäre um maximal  $6 \text{ K/Tag}$  beobachtet.

In der Winterhemisphäre ist dieser Effekt von untergeordneter Rolle. Trotz vergleichbar großer Abnahme der Abkühlungsraten durch Schwerewellen zu denen in der Nordhemisphäre dominiert dort die Abkühlung durch die Ozonabnahme gegenüber der geringeren Abkühlung durch brechende Schwerewellen. Die Abkühlung der Atmosphäre ist dort im Mesopausenbereich zwischen  $30^\circ S$  und  $60^\circ S$  lediglich etwas schwächer als in der Umgebung, was an den Ausbuchtungen der Isolinien bei der Temperaturdifferenz erkennbar ist (Abb. 5.1).

### 5.1.2 Zonal gemittelter Zonalwind

Den zonal gemittelten Zonalwind für das  $1/2 \cdot O_3$ -Szenario und die Änderung gegenüber dem Kontrolllauf zeigt Abb. 5.4. Durch die starke Abnahme des meridionalen Temperaturgradienten verringern sich die stratosphärischen/mesosphärischen Zonalwindjets um mehr als  $20 \text{ m/s}$ . Der Ostwindjet in der Sommerhemisphäre reduziert sich auf Absolutwerte

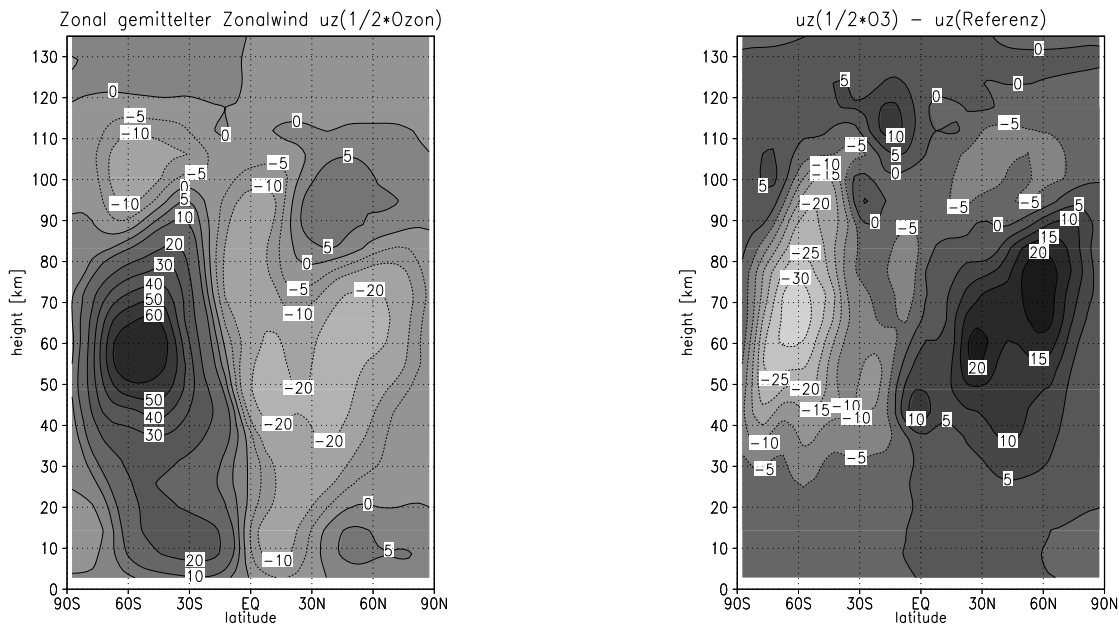


Abbildung 5.4: Zonalmittel der Zonalgeschwindigkeit in  $\text{m/s}$  im  $1/2 \cdot O_3$ -Modelllauf und Differenz zwischen  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf und Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni.

von maximal  $20 - 30 \text{ m/s}$ . Die starke Abnahme des Mesosphärenjets in der Sommerhemisphäre führt einerseits zu der oben erwähnten Abschwächung der Eddy-Diffusion für brechende Schwerewellen und dadurch auch zu einer geringeren Impulsflußdivergenz im Bereich der Brechungsregion. Andererseits kommt es zu einer Abschwächung der blockierenden Wirkung für westwärts wandernde Schwerewellen. Diese können sich zunehmend in die obere Mesosphäre ausbreiten und dort westwärts gerichteten Impuls beim Wellenbrechen ablagern. Beide Effekte führen zu einer Abschwächung der Windumkehr in der Sommerhemisphäre.

Die zonalen Beschleunigungsraten durch die Schwerewellen (Abb. 5.5) verdeutlichen den Zusammenhang. Die Hauptzentren der Impulsablagerung in  $80 \text{ km}$  Höhe nehmen in beiden Hemisphären gegenüber dem Referenzlauf (Abb. 2.7) ab. In der Nordhemisphäre entwickelt sich darüber ein Gebiet mit westwärts gerichteter Beschleunigung von bis zu  $30 \text{ m/s/Tag}$ , das der Windumkehr entgegenwirkt. In der Winterhemisphäre wird im Mesopausenbereich die Windumkehr verstärkt und ein Absinken der Nullwindlinie um  $5-10 \text{ km}$  in den mittleren Breiten beobachtet. Dort dominiert die Abnahme des mesosphärischen Westwindjets über den Schwerewelleneffekt. Dies ist analog zu den Temperaturänderungen, wo die Abkühlung durch die  $O_3$ -Abnahme stärker ist, als die schwächere Erwärmung durch die Schwerewellen. Der äquatoriale Ostwindjet in der unteren Thermosphäre verschwindet vollständig im  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf. Dieser wird durch das Brechen der thermischen Gezeiten verursacht (Grollmann 1992, Berger 1994). Das Verschwinden ist daher eine Folge der starken Abnahme der halbtägigen Gezeitenamplitude (vgl. Abb. 5.6).

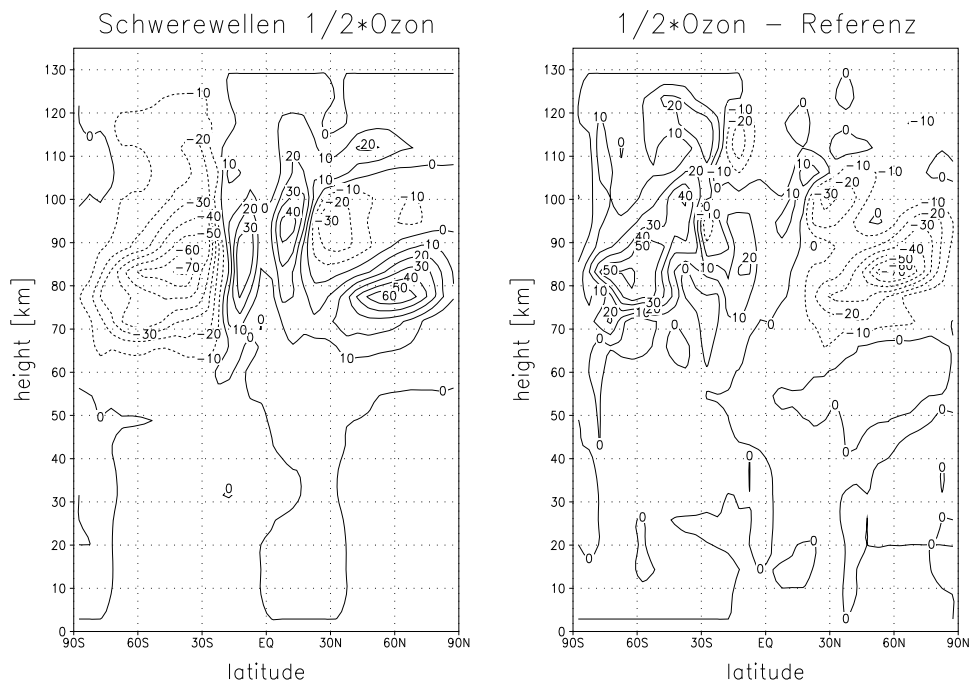


Abbildung 5.5: Beschleunigung des Grundstroms durch brechende Schwerewellen in der oberen Mesosphäre / unteren Thermosphäre im  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf in  $\text{m/s/Tag}$  und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf.



### 5.1.3 Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes

Die halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes erreichen ihre maximalen Amplituden in der unteren Thermosphäre in 110 – 120 km Höhe und das Zentrum ist um ca. 20° in die Winterhemisphäre verschoben (vgl. halbtägige Gezeitenamplitude im Kontrolllauf, Abb. 4.2). Sie weisen eine irreguläre Vertikalstruktur auf, die stark durch Wechselwirkungen mit brechenden Schwerewellen bedingt ist. Abb. 5.6 zeigt die halbtägige Gezeitenamplitude im  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf sowie die Differenz gegenüber dem Kontrolllauf. Die Ozonhalbierung führt zu einer Dämpfung des Maximums um bis zu 75%. Das Zentrum verschiebt sich um ca. 10° äquatorwärts. In den mittleren Breiten der Nordhemisphäre beträgt die Dämpfung im Mesopausenbereich 20-30%. In tieferen Höhen zwischen 60 km und 80 km liegt im Kontrolllauf ein Maximum mit Amplituden von bis zu 20 m/s, das im  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf verschwindet. Die Amplituden nehmen auf maximal 8 m/s ab. In der Südhemisphäre in den mittleren Breiten im Höhenbereich 60 – 90 km wird die Amplitude der halbtägigen Gezeiten um ca. 50% gedämpft. Insgesamt zeigt die halbtägige Gezeitenamplitude von allen Parametern die höchste Sensitivität in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse mit Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie für den stärksten halbtägigen Gezeitenmode  $\Theta_2^2$  verglichen.

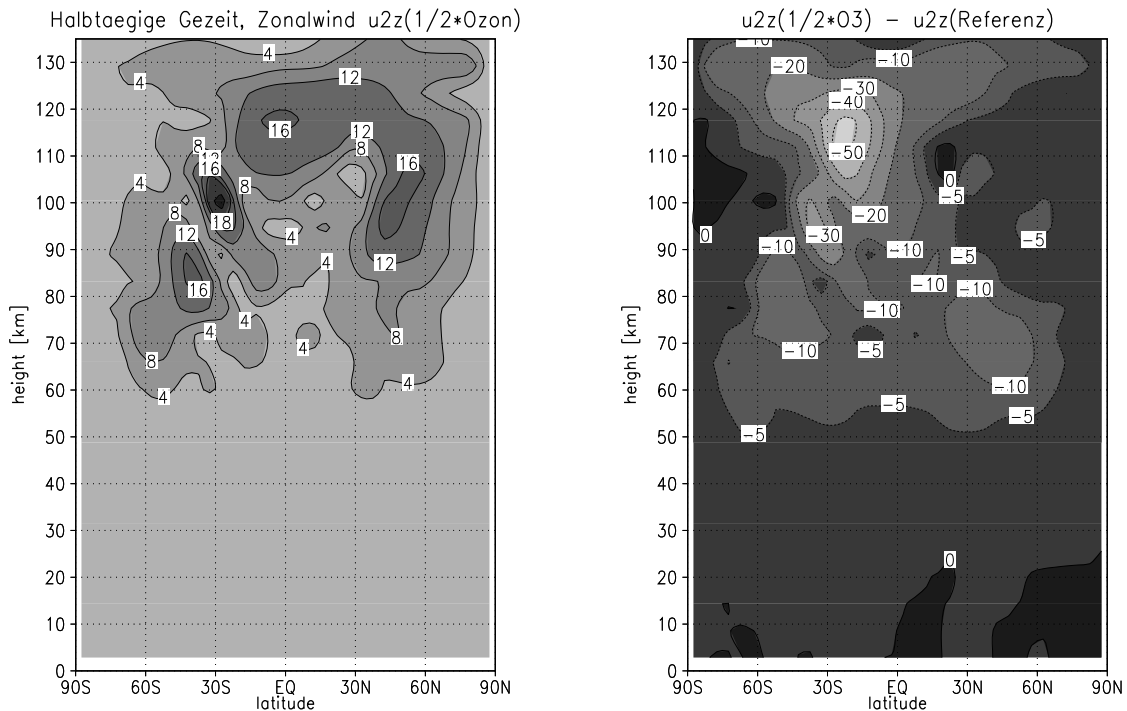


Abbildung 5.6: Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes in m/s im  $1/2 \cdot O_3$ -Modelllauf und Differenz des  $1/2 \cdot O_3$ -Laufs gegenüber dem Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni.

## 5.2 Breitenabhängige Ozonabnahme

Da der Ozontrend in der Realität im Gegensatz zu dem Modellexperiment mit gleichmäßiger Ozonreduktion eine starke Breitenabhängigkeit aufweist wird zum Vergleich ein Modellauf mit "realistischer" Breitenverteilung des stratosphärischen Ozonabbaus durchgeführt. Dabei soll untersucht werden wie stark sich die Änderung des meridionalen Gradienten der Ozonkonzentration auf die Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder auswirkt. Realisiert wird das im Modell, indem ein breiten- und höhengewichteter Anteil von der vorhandenen Ozonkonzentration abgezogen wird.

$$C'_{O_3} = (1 - f \cdot W(\phi, z)) \times C_{O_3}$$

$W(\phi, z)$  ist eine breiten- und höhenabhängige Wichtefunktion. Der Parameter  $f$  gibt die maximale Ozonabnahme für  $W=1$  an. An den Polen ist die Ozonabnahme maximal ( $W=1$ ) und im Bereich der Tropen minimal ( $W=0.1$ ).  $W(\phi, z)$  wird zerlegt in eine breiten- und eine höhenabhängige Funktion  $W(\phi, z) = w_1(\phi)w_2(z)$ . Die Breitenabhängigkeit wird approximiert durch eine empirische Formel, die eine symmetrische Annäherung an die Differenz des Gesamtzongehalts zwischen den Perioden 1964-1980 und 1984-1993 (Bojkov 1995) im Sommer darstellt (Abb. 5.7).

$$w(\phi) = 1.13 * (1 - 0.9 * \exp(-\phi^2/4000)); \quad \phi = \text{geogr. Breite in Grad.}$$

Die aktuelle Ozonkonzentration in der Mesosphäre ist von der Stratosphäre weitgehend entkoppelt. Die Stratosphäre hat eine sehr stabile Schichtung, daher ist der Austausch gering gegen die photochemische Ozonproduktion und Reduktion in dem Bereich. Oberhalb von 55 km wird deswegen eine exponentielle Annäherung an die Referenzbedingungen angenommen:

$$w(z) = \begin{cases} 1 & : 0 \leq z \leq 55 \text{ km} \\ 1 - \exp(-(z - 55 \text{ km})/H) & : z > 55 \text{ km}. \end{cases}$$

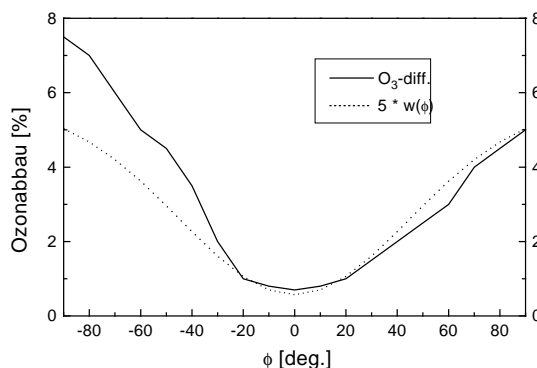


Abbildung 5.7: Wichtefunktion für die Ozonabnahme und beobachtete Abnahme zwischen den Perioden 1964-1980 und 1984-1993 im Juni (nach Bojkov, 1995).

Im folgenden werden die Ergebnisse für Temperatur, Zonalwind und halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes in dem Modellauf mit "realistischer" Breitenverteilung des Ozonabbaus und die Änderungen gegenüber dem gleichmäßigen Abbau vorgestellt. Zunächst wird eine starke Überhöhung des maximalen Ozonabbaus um 50% an den Polen behandelt. Zur Abschätzung des dekadischen Trends wird in Kap. 6 eine realistische Ozonreduktion für einen Zeitraum von dreißig Jahren von maximal 10% an den Polen angenommen.

### 5.2.1 Zonal gemittelte Temperatur

Die zonal gemittelten Temperaturen und die Änderungen gegenüber dem Kontrolllauf zeigt Abb. 5.8. Es wird wiederum überwiegend eine Abkühlung der mittleren Atmosphäre beobachtet. Die Änderung ist maximal in der oberen Stratosphäre in den mittleren bis hohen Breiten der Sommerhemisphäre. Südlich von  $30^\circ N$  ist die Abkühlung der Stratosphäre und Mesosphäre mit Absolutwerten von 5 – 10 K deutlich schwächer als bei der gleichmäßigen  $O_3$ -Halbierung (Abb. 5.1). Insbesondere oberhalb der Stratopause nimmt die Abkühlung stark ab, da die Ozonabnahme in der Modellsimulation hauptsächlich auf die Stratosphäre beschränkt ist. Die Erwärmung der polaren Sommermesopause aufgrund der abnehmenden Abkühlung durch brechende Schwerewellen, die bereits bei der

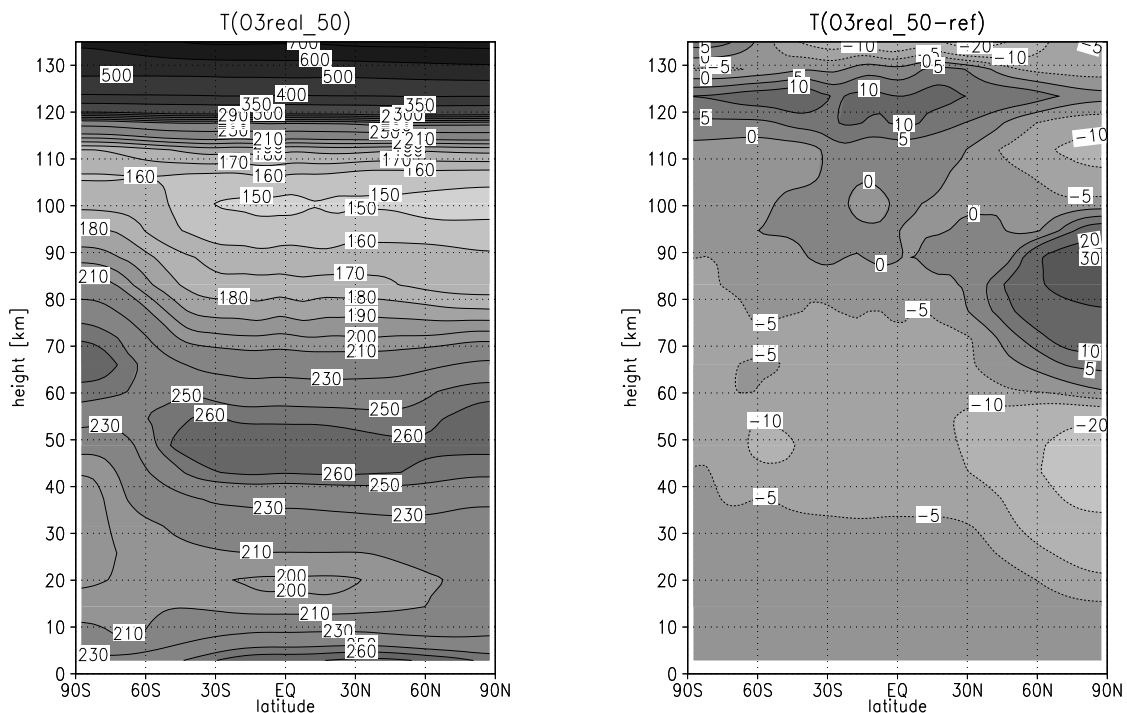


Abbildung 5.8: Zonalmittel der Temperatur [K] bei breitenabhängiger Ozonabnahme um 50% an den Polen und 5% in den Tropen und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni.

gleichmäßigen Ozonhalbierung beobachtet wurde, verstärkt sich deutlich und reicht nun bis in die mittleren Breiten und in die untere Mesosphäre. Auch die Erwärmung der unteren Thermosphäre aufgrund der geringeren dynamischen Abkühlung durch Gezeitenbrechen ist, wie im Modellexperiment mit gleichmäßiger  $O_3$ -Reduktion, zu beobachten. Mit Maximalwerten um  $10 - 12 K$  ist sie jedoch etwa um ein Drittel schwächer.

### 5.2.2 Zonal gemittelter Zonalwind

Der mittlere Zonalwind wird bei der realistischen Breitenverteilung der Ozonabnahme (Abb. 5.9) in der nördlichen Sommerhemisphäre wesentlich stärker verändert als bei der gleichmäßigen Ozonhalbierung. Durch die starke Abkühlung der polaren Stratosphäre gegenüber den mittleren Breiten kehrt sich der meridionale Temperaturgradient um, so daß nördlich von  $60^\circ N$  bis in  $70 km$  der östliche stratosphärische/mesosphärische Jet zerstört wird und sich aufgrund der thermischen Windbeziehung Westwinde ausbilden. Dadurch wird wiederum einerseits die blockierende Wirkung für vertikal ausbreitende westwärts wandernde Schwerewellen aufgehoben und andererseits vermindert sich der Impulsübertrag brechender ostwärts wandernder Schwerewellen im Mesopausenbereich durch die Abnahme der turbulenten Diffusion. Somit verschwindet dort die Windumkehr. Auch der äquatoriale Ostwindjet in der unteren Thermosphäre verschwindet fast vollständig, wie

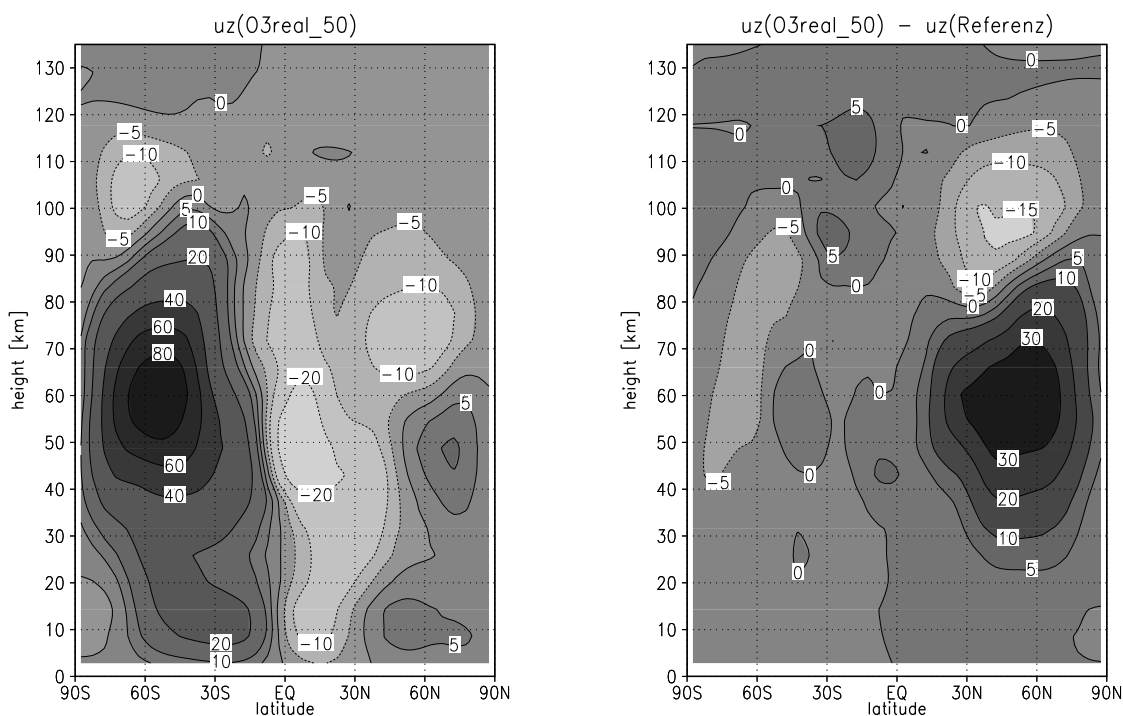


Abbildung 5.9: Zonalmittel der Zonalgeschwindigkeit [m/s] bei breitenabhängiger Ozonabnahme um 50% an den Polen und 5% in den Tropen und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni.

bei der gleichmäßigen Ozonhalbierung, aufgrund der Abnahme der halbtägigen Gezeiten und der abnehmenden Impulsflußdivergenz aus den brechenden Gezeiten. Auf der Winterhemisphäre ist fast keine Änderung zu beobachten, der Westwindjet wird nur geringfügig abgeschwächt.

### 5.2.3 Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes

Die halbtägige Gezeitenamplitude (Abb. 5.10) zeigt wiederum eine starke Dämpfung bei der breitenabhängigen  $O_3$ -Reduktion. Trotz einer deutlich schwächeren Ozonabnahme in den mittleren und niederen Breiten, als bei gleichmäßiger Ozonreduktion um einen Faktor 5-10 beträgt die Amplitudenabnahme der halbtägigen Gezeiten mit ca. 50% im Maximum etwa 2/3 der Amplitudenabnahme bei gleichmäßiger Ozonreduktion. Es kommt also offensichtlich nicht auf die lokale Ozonkonzentration an, sondern auf die integrale Ozonerwärmung. Dies ist insbesondere deswegen interessant, weil der stärkste Mode der halbtägigen Gezeiten,  $\Theta_2^2$ , sein Anregungsmaximum in niederen Breiten hat (vgl. Abb.2.12) und somit nur gering beeinflusst werden sollte. Da die Struktur in der globalen Intensitätsverteilung der halbtägigen Gezeitenwinde jedoch im wesentlichen erhalten bleibt, ist die Abnahme auf die stärksten Moden, insbesondere auch  $\Theta_2^2$ , zurückzuführen. Wie das  $2 \cdot CO_2$ -Szenario gezeigt hat, ist die Ausbreitung der halbtägigen Gezeiten jedoch stark vom Hintergrundtemperaturfeld abhängig, so daß die Dämpfung auch durch das veränderte Temperaturfeld bedingt sein kann. Die Abnahme der halbtägigen Gezei-

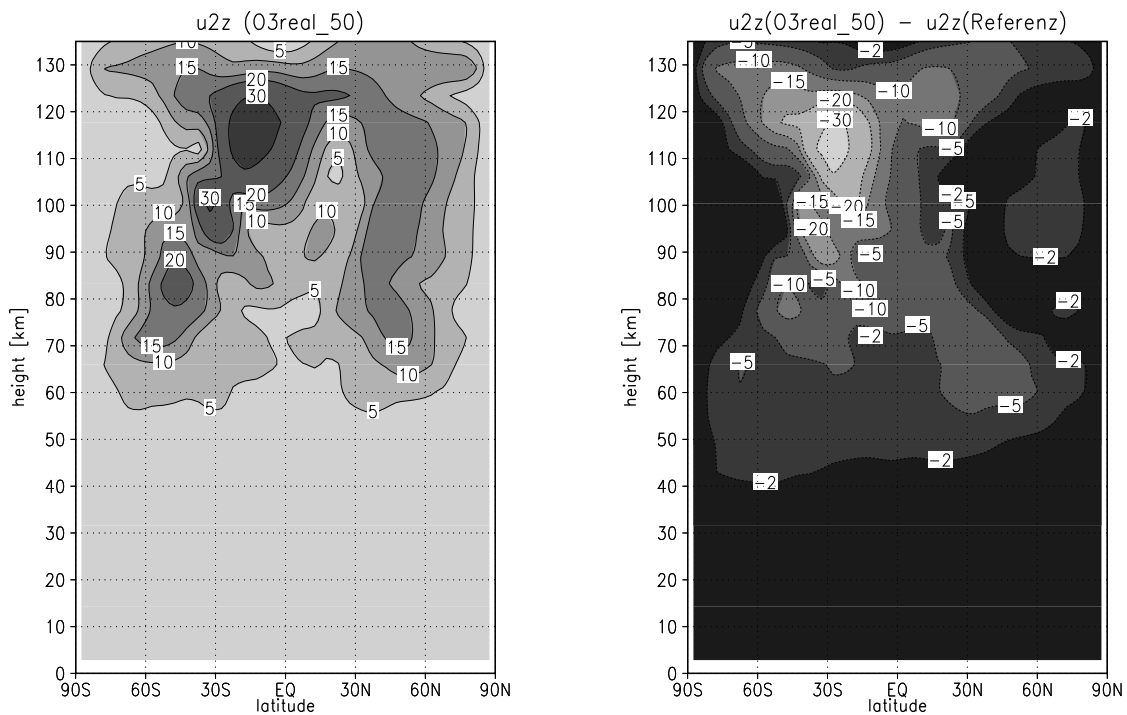


Abbildung 5.10: Halbtägige Gezeitenamplitude der Zonalgeschwindigkeit [m/s] im Modelllauf mit breitenabhängiger Ozonabnahme um 50% an den Polen und 5% in den Tropen und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni.

tenamplitude ist im Maximum jedoch ca.  $10\text{ m/s}$  stärker als im  $2 \cdot \text{CO}_2$ -Szenario und die Abkühlung in den niederen Breiten nur etwa halb so stark. Daher läßt sich die starke Abschwächung der halbtägigen Gezeiten nur mit der globalen Abnahme der solaren Erwärmungsraten erklären. In den mittleren Breiten ist der Einfluß der breitenabhängigen Ozonabnahme auf die halbtägige Gezeitenamplitude, wie bei der gleichmäßigen  $\text{O}_3$ -Halbierung, relativ schwach.

#### 5.2.4 Vertikalprofile in $52.5^\circ\text{ N}$

Abb.5.11 zeigt die Zonalmittel von Zonalwind, Meridionalwind, Temperatur und die Amplitude des halbtägigen Gezeitenwindes in  $52.5^\circ\text{N}$ . Während bei der gleichmäßigen  $\text{O}_3$ -Halbierung die Vertikalstruktur von Zonal- und Meridionalwind trotz stark reduzierter Beträge weitgehend erhalten bleibt, bewirkt die Berücksichtigung der Meridionalabhängigkeit des  $\text{O}_3$ -Abbaus deutliche Veränderungen. Der Stratosphären- / Mesosphärenjet wird von maximal  $45\text{ m/s}$  auf maximal  $15\text{ m/s}$  abgeschwächt. Im Bereich der Stratosphäre wird er nahezu vollständig abgedämpft, mit einer schwachen Umkehr der Windrichtung in der Stratopause. Die Windumkehr oberhalb der Mesosphäre verschwindet. Auch beim Meridionalwind verschwindet der starke Vertikalgradient in  $90\text{ km}$  Höhe und der schwache Nordwind von  $-4$  bis  $-6\text{ m/s}$  bleibt bis in  $120\text{ km}$  Höhe nahezu konstant. Die Temperatur nimmt bei der breitenabhängigen Ozonabnahme im Gegensatz zur gleichmäßigen  $\text{O}_3$ -Reduktion zwischen  $70$  und  $90\text{ km}$  um bis zu  $15\text{ K}$  zu, da die schwächere dynamische Abkühlung aus dem Gezeitenbrechen über die Abkühlung durch die schwächere ozonbedingte Erwärmung überwiegt.

Nur die halbtägige Gezeitenamplitude zeigt in allen Höhen den gleichen abnehmenden Trend wie bei gleichmäßiger Ozonabnahme, lediglich schwächer ausgeprägt. In  $95\text{ km}$  Höhe beträgt die Abnahme der halbtägigen Gezeitenamplitude ca.  $4\text{ m/s}$  gegenüber  $6\text{ m/s}$  bei gleichmäßiger  $\text{O}_3$ -Halbierung. Das liegt an der globalen Struktur der Gezeitenmoden. Es findet entweder eine Anregung statt, die eine vorgegebene Breitenverteilung hat, oder nicht. Wegen der starken Dominanz des  $\theta_2^2$ -Modes bleibt die horizontale Struktur und damit auch die vertikale weitgehend erhalten.

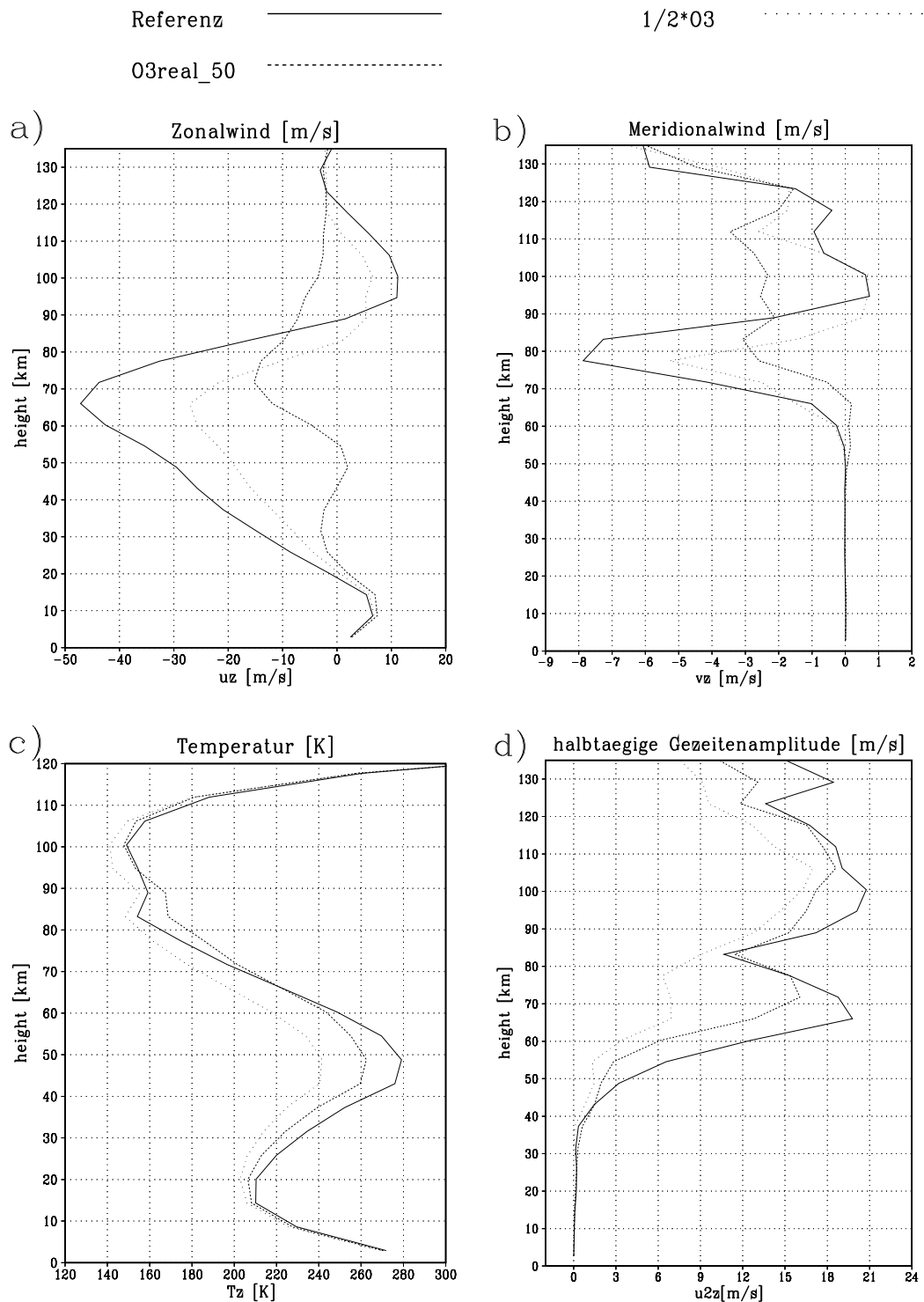


Abbildung 5.11: Vergleich der Vertikalprofile der Zonalmittel von Zonalwind, Meridionalwind, Temperatur und halbtägiger Gezeitenamplitude des Zonalwindes in  $52.5^{\circ}N$  im Kontrolllauf, bei gleichmäßiger Ozonreduktion um 50% und bei breitanabhängiger Ozonreduktion um 50% an den Polen und 5% in den Tropen am 21. Juni.

# Kapitel 6

## Kombinierte $CO_2$ - und $O_3$ -Variation

Zur Abschätzung des Klimatrends bei gleichzeitiger Berücksichtigung von  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau und zur Abschätzung der dominierenden Effekte in der mittleren Atmosphäre werden kombinierte Modellläufe bei gleichzeitiger Variation beider Parameter durchgeführt. Zunächst wird das  $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$ -Szenario untersucht und die Änderung der Zonalmittel von Temperatur, Zonalwind und halbtägiger Gezeitenamplitude des Zonalwindes behandelt. Die Ergebnisse werden mit den  $2 \cdot CO_2$ - und  $1/2 \cdot O_3$ -Szenarios verglichen. Die Ergebnisse für die halbtägige solare Gezeitenamplitude im  $2 \cdot CO_2$ -,  $1/2 \cdot O_3$ -, und im kombinierten Modellexperiment werden mit Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie verglichen wobei die Erwärmungsraten und Hintergrundtemperaturen aus den einzelnen Modellexperimenten verwendet werden.

Der dekadische Trend von Zonalwind, Meridionalwind, Temperatur und halbtägigem Gezeitenwind wird für verschiedene Breiten aus einem Modellexperiment mit einer  $CO_2$ -Zunahme um 10% und einer breitenabhängigen Ozonabnahme um maximal 10% an den Polen abgeleitet, was einer guten Approximation an die realen Änderungen in den letzten dreißig Jahren entspricht (vgl. Abb. 5.7). Die Ergebnisse werden durch Vergleich mit früheren Modelluntersuchungen und Langzeitbeobachtungen diskutiert. Weiterhin wird der Trend der Windparameter im Mesopausenbereich in  $52.5^\circ N$  bei einer allmählichen Zunahme der  $CO_2$ -Konzentration und Abnahme der  $O_3$ -Konzentrationen um 5, 10, 25 und 50% sowohl einzeln, als auch in kombinierten Modellexperimenten untersucht. Die Ergebnisse werden mit Langzeitwindmessungen in dem Höhenbereich, insbesondere mit der Windreihe von Collm verglichen.

### 6.1 Das $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$ -Szenario

#### 6.1.1 Zonalmittel von Temperatur und Zonalwind

Abb. 6.1 zeigt die zonal gemittelte Temperatur (a) und Zonalgeschwindigkeit (c) für den kombinierten Modellauf bei  $CO_2$ -Verdopplung und  $O_3$ -Halbierung und die Differenzen gegenüber dem Kontrolllauf (c,d).

Bei der Temperatur wird in weiten Teilen eine nahezu lineare Superposition der Einzeleffekte durch die  $CO_2$ -Verdopplung und  $O_3$ -Halbierung beobachtet (Abb. 4.1, 5.1). Im Bereich der Stratopause wird die starke Abkühlung im  $1/2 \cdot O_3$ -Modellexperiment von  $30 - 40 K$  etwa um  $10 K$  verstärkt. Die im  $1/2 \cdot O_3$ -Modellexperiment beobachtete



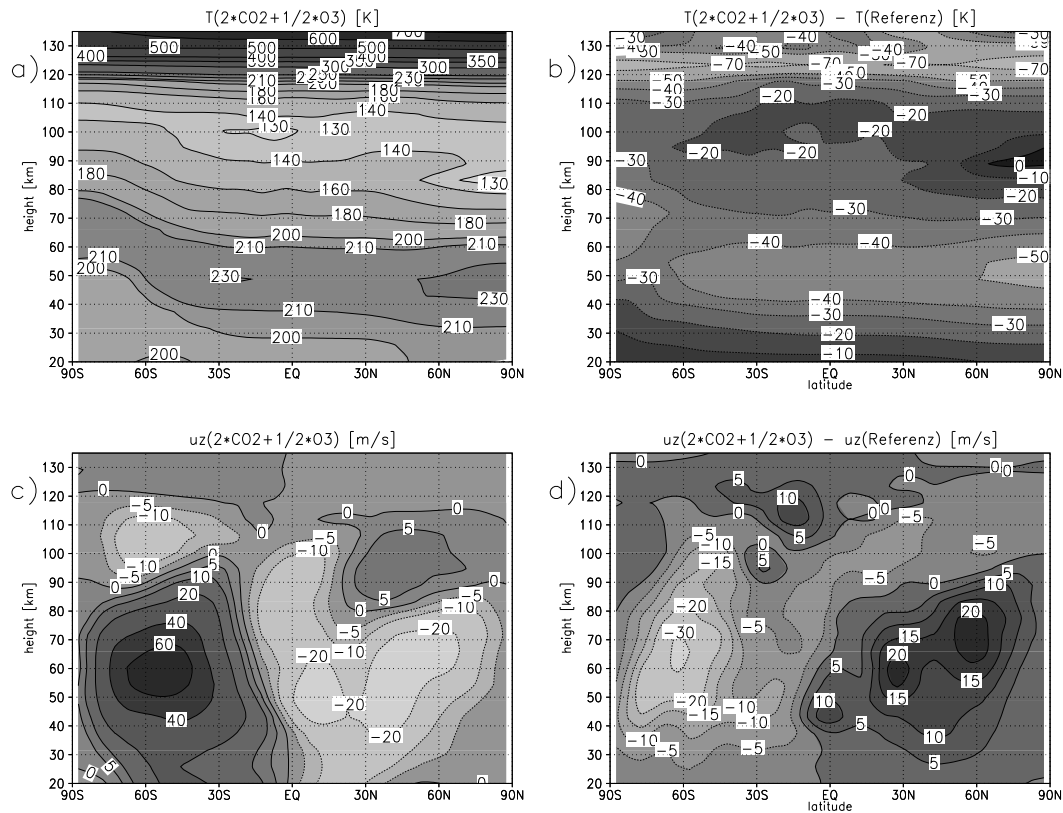


Abbildung 6.1: Zonalmittel von Temperatur (a) in K und Zonalwind (c) in m/s für den kombinierten Modellauf mit  $CO_2$ -Verdopplung und  $O_3$ -Halbierung sowie Differenzen gegenüber dem Kontrollauf am 21. Juni.

Erwärmung der polaren Sommermesopause reduziert sich auf Werte unterhalb von 5 K und in der unteren Thermosphäre dominiert deutlich der Effekt der  $CO_2$ -Abkühlung, so daß die Erwärmung aus der Abnahme der dynamischen Abkühlung durch die brechenden Gezeiten im  $1/2 \cdot O_3$ -Modellexperiment nicht mehr beobachtbar ist.

Beim mittleren Zonalwind ist der Effekt durch die  $CO_2$ -Verdopplung im Vergleich zur  $O_3$ -Halbierung nur gering (Abb. 4.1, 5.4). In der Winterhemisphäre nimmt der Westwindjet ab und die Windumkehr darüber wird verstärkt. In der Sommerhemisphäre wird die Windumkehr in der Mesopause wiederum durch die starke Abnahme des Mesosphärenjets geschwächt, da dadurch einerseits die turbulente Diffusion im Bereich der brechenden Schwerewellen abnimmt und sich andererseits westwärts wandernde Schwerewellen in die obere Mesosphäre ausbreiten können und dort beim Brechen ihren westwärts gerichteten Impuls ablagern (vgl. Kap.5.1).

### 6.1.2 Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes

Die halbtägige Gezeitenamplitude im  $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$ -Szenario und die Differenz gegenüber dem Kontrolllauf zeigt Abb. 6.2. In beiden einzelnen Modellexperimenten wird eine starke Abnahme beobachtet, die bei der Ozonhalbierung mit maximal 75% etwa dreimal so stark wie im  $2 \cdot CO_2$ -Modellexperiment ist (Abb. 5.6, 4.2). Im kombinierten Modellexperiment wird die Amplitude dementsprechend noch weiter abgeschwächt, wegen der bereits schwachen Amplitude im  $1/2 \cdot O_3$ -Szenario demgegenüber jedoch nur noch geringfügig und auch nur in wenigen Bereichen des Modellgebiets.

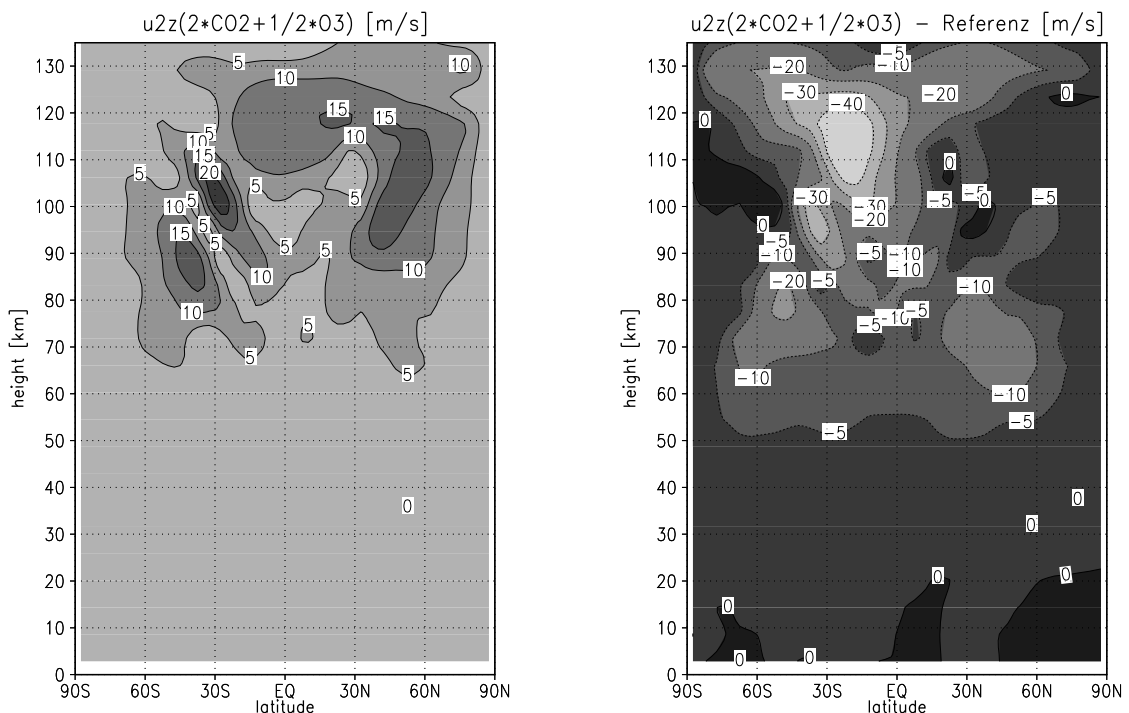


Abbildung 6.2: Amplitude der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes in m/s im  $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$  Modellexperiment und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni.

## 6.2 Ergebnisse nach der klassischen Gezeitentheorie

Um die Modellergebnisse für die Sensitivität der halbtägigen Gezeitenamplitude gegenüber  $CO_2$ - und  $O_3$ -Variationen mit der klassischen Gezeitentheorie zu vergleichen wurde die Vertikalstruktur des stärksten Modes der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes,  $\theta_2^2$ , für die verschiedenen Hintergrundtemperaturprofile und solaren Anregungen im  $2 \cdot CO_2$ -,  $1/2 \cdot O_3$ - und  $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$ -Szenario nach der klassischen Gezeitentheorie berechnet. Hierzu wurde ein numerisches Verfahren zur Lösung der vertikalen Strukturgleichung für eine

reibungsfreie horizontal homogene Atmosphäre ohne dissipative Effekte (Gl. 2.44) verwendet, das bei Chapman und Lindzen (1970), S.116 ff beschrieben ist. Wie die Hough-Moden Analyse in Kap. 2.3 gezeigt hat erklärt der stärkste Mode -  $\theta_2^2$  mehr als 2/3 der gesamten Varianz. Damit erklärt er im wesentlichen das Verhalten der halbtägigen Gezeiten und starke Änderungen lassen sich zumindest qualitativ anhand dieses Modes untersuchen.

Abb. 6.3 zeigt die vertikale Struktur der Hough-Komponente  $\theta_2^2$  der solaren Anregungen von Ozon im Bereich der Stratosphäre und Mesosphäre, wie sie aus den Modellanregungen entwickelt und bei der Berechnung verwendet wurde, sowie die Globalmittel der Temperaturprofile der einzelnen Modellexperimente. Weiterhin zeigt sie die berechnete Amplitude für den  $\theta_2^2$ -Mode der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes. Die wesentlichen Ergebnisse aus den Modellläufen werden mit den Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie für die untere Thermosphäre bestätigt. Sowohl beim  $CO_2$ -Anstieg, als auch bei

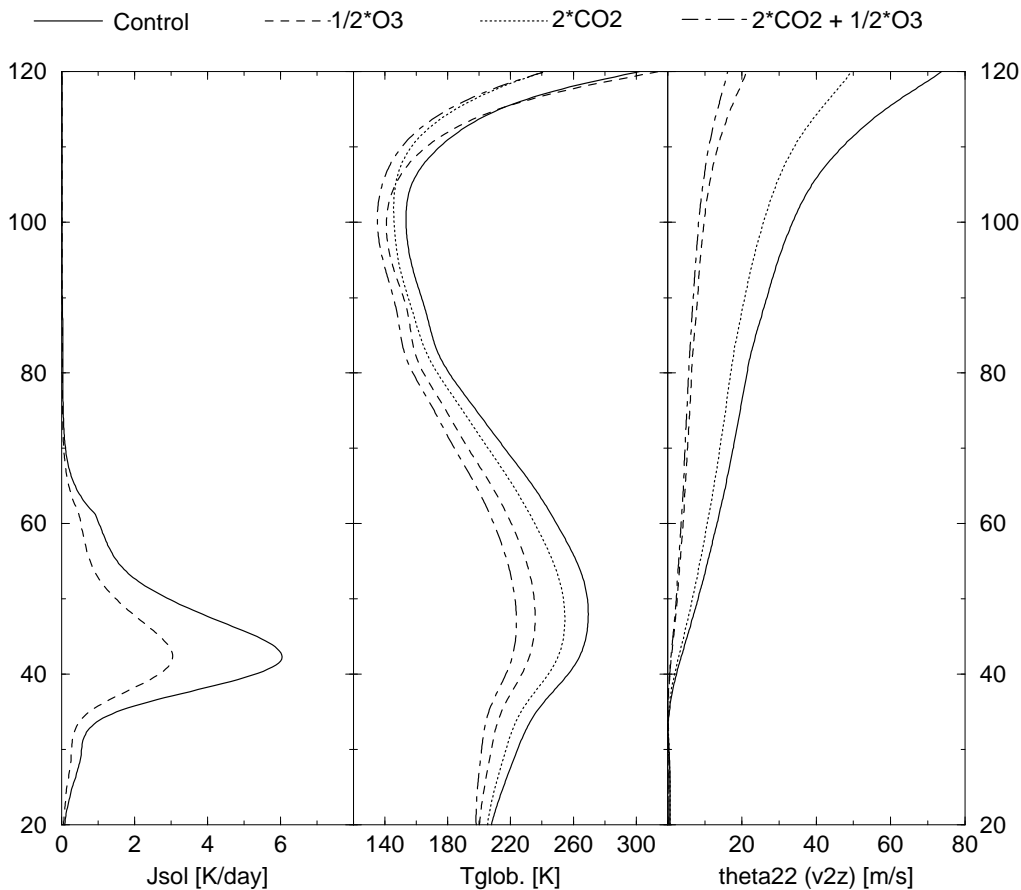


Abbildung 6.3: Vertikalprofil der Amplitude des  $\theta_2^2$ -Modes der solaren Anregungsfunktion im Bereich der  $O_3$ -Anregung für den Kontrolllauf (identisch zum  $2 \cdot CO_2$ -Lauf) und für das  $1/2 \cdot O_3$ -Modellexperiment (links), global gemittelte Temperaturen im Kontrollexperiment,  $2 \cdot CO_2$ - und  $1/2 \cdot O_3$ -Modellexperiment (Mitte) und Vertikalstruktur der Amplitude des  $\theta_2^2$ -Modes der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes berechnet nach der klassischen Gezeitentheorie in m/s (rechts).

$O_3$ -Abnahme wird die Amplitude der halbtägigen Gezeiten deutlich reduziert. Einerseits führt die Abkühlung der Atmosphäre durch die verstärkte  $CO_2$ -Infrarotabkühlung bzw. die schwächere  $O_3$ -Aufheizung zur Abnahme der halbtägigen Gezeitenamplitude. Formal zeigt sich das in der vertikalen Strukturgleichung (2.44). Die Skalenhöhe  $H$  nimmt ab und der vertikale Gradient der Skalenhöhe  $dH/dx$  ( $dx = dz/H$ ) wird in der Mesosphäre stärker negativ. Damit wird die vertikale Wellenzahl  $\lambda_z$  komplex und die Lösungen werden gedämpft. Andererseits führt die  $O_3$ -Abnahme zusätzlich zu einem geringeren Antrieb der solaren Gezeiten selbst, wodurch der Effekt der  $O_3$ -Abnahme gegenüber der  $CO_2$ -Verdopplung etwa dreimal so stark ist. Die Kombination von  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abnahme bewirkt, wie in den Modellrechnungen, nur eine geringe weitere Abschwächung gegenüber dem  $1/2 \cdot O_3$ -Lauf, da der Dämpfungseffekt durch die Abkühlung bereits zum tragen kommt. Die Abnahme beträgt in der aktuellen Rechnung, wie im kombinierten Modellexperiment, ca. 75%. Damit bestätigen die Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie die in den Modellläufen simulierte starke Abnahme der halbtägigen Gezeitenamplitude durch die  $CO_2$ -Verdopplung und  $O_3$ -Halbierung, wobei der Effekt durch die  $O_3$ -Abnahme stark dominiert.

## 6.3 Langzeittrends in der mittleren Atmosphäre

Zur Abschätzung des Langzeittrends werden Modellrechnungen mit geringen Änderungen der Konzentrationen von  $CO_2$  und  $O_3$  durchgeführt, sowie ein allmählicher  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau von 5% bis 50% behandelt. Der dekadische Trend der Winde und Temperaturen für den gesamten Höhenbereich wird aus einem Modellauf abgeleitet, der die realen Änderungen in den letzten 30 Jahren gut approximiert; es wird eine gleichmäßige  $CO_2$ -Erhöhung von derzeit 360 *ppmV* um 10% auf 390 *ppmV* und eine breitenabhängige  $O_3$ -Abnahme um maximal 10% angenommen (vgl. Abb. 5.7).

Der Langzeittrend der Windparameter im Mesopausenbereich in  $52^\circ N$  wird abgeleitet aus Modellsimulationen mit gleichmäßiger Ozonabnahme und  $CO_2$ -Erhöhung, jeweils um 5, 10, 25 und 50%. Die Konzentrationsänderungen werden sowohl einzeln als auch kombiniert durchgeführt. Aufgrund des vergleichbaren Trends des globalen  $CO_2$ -Anstiegs und des globalen Ozonabbaus von ca. 3%/Dekade werden die Konzentrationsänderungen in den kombinierten Trendrechnungen gleich groß gewählt. Die Ergebnisse werden mit Langzeitbeobachtungen der Winde im Mesopausenbereich, der Temperaturen in der in der Stratosphäre und Mesosphäre sowie mit früheren Modelluntersuchungen verglichen.

### 6.3.1 Dekadischer Trend der Temperatur und Windparameter: Ergebnisse und Diskussion

Abb. 6.4 zeigt den dekadischen Trend von Temperatur, Zonalwind, Meridionalwind und der halbtägigen Gezeitenamplitude des Zonalwindes im gesamten Höhenbereich in verschiedenen Breiten der Nordhemisphäre bei Sommerbedingungen.

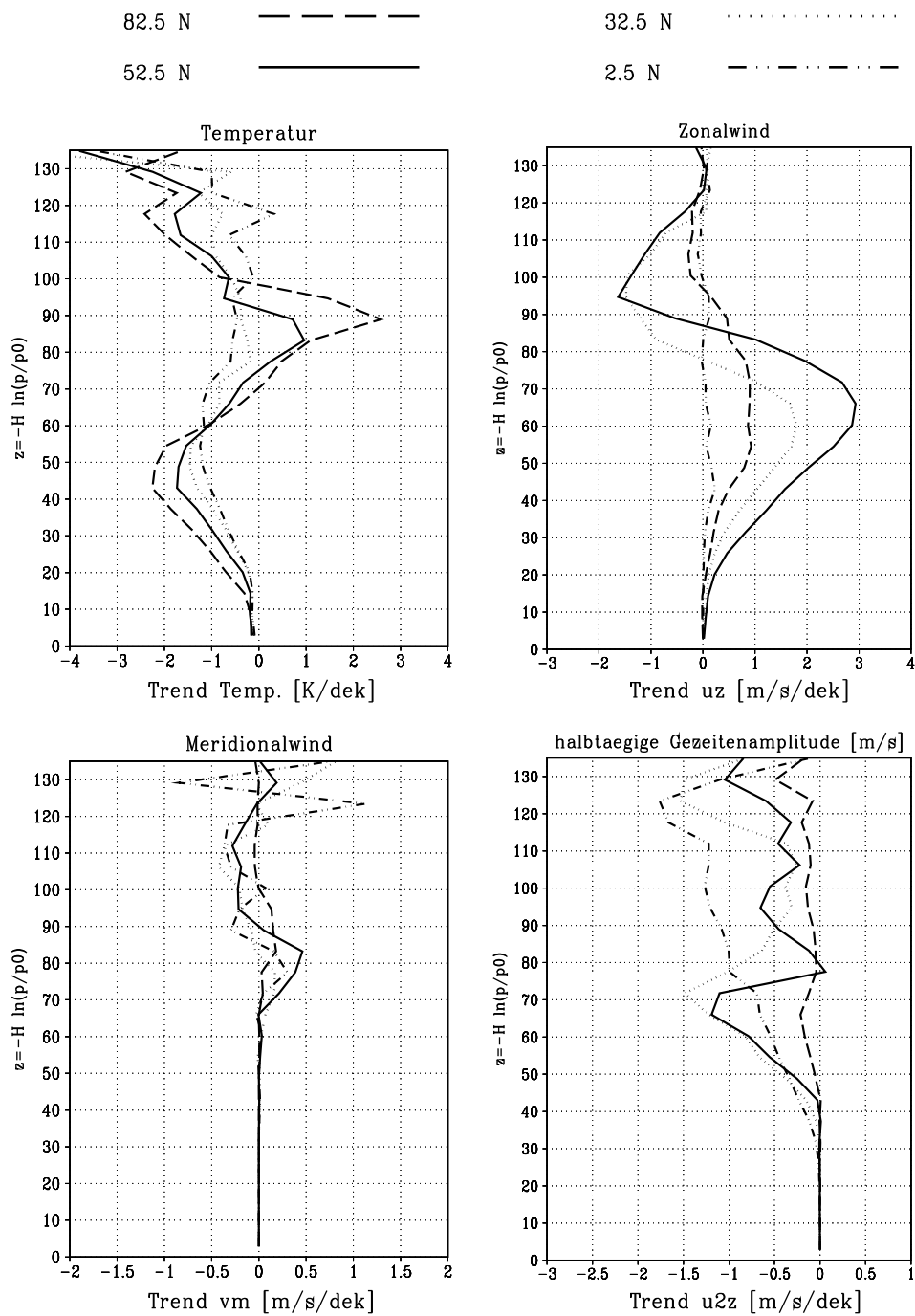


Abbildung 6.4: Dekadischer Trend von Temperatur, Zonal- und Meridionalwind sowie der halbtägigen Gezeitenamplitude des Zonalwindes abgeleitet aus einem Modellauf mit 10%  $CO_2$ -Zunahme und maximal 10%  $O_3$ -Abnahme an den Polen (siehe Text). Die Skalenhöhe  $H$  beträgt 7 km, der Referenzdruck  $p_0$  1000 mb.

## Temperatur

Der dekadische Trend der Temperatur (oben links) zeigt in der Stratosphäre eine zunehmende Abkühlung mit zunehmender Höhe. In der oberen Mesosphäre und im Mesopausenbereich ist die Abkühlung schwach, in mittleren bis hohen Breiten wird dort sogar eine Erwärmung beobachtet und in der unteren Thermosphäre nimmt die Abkühlung wieder stark zu.

In der *unteren Stratosphäre* beträgt die Temperaturabnahme  $0.5 - 1 K/dek$  mit Zunahme zu nördlichen Breiten. Dies liegt im Bereich der Analysen von Langzeitmessungen der Stratosphärentemperatur für den Zeitraum 1964-1993 von Labitzke und van Loon (1994) bei Nordsommer. Die stärkere Temperaturabnahme in hohen Breiten entspricht der stärkeren Ozonabnahme, da die Ozon-Erwärmung abnimmt.

In der *Stratopause* liegt der Temperaturtrend bei  $-1.2 K/dek$  bis  $-2.2 K/dek$ . Dies ist deutlich stärker als in früheren Modelluntersuchungen, die nur den  $CO_2$ -Anstieg berücksichtigten und die bei  $-0.5$  bis  $-1 K/dek$  liegen (Vgl. auch Kap. 4.2). Berger und Dameris (1993) berechneten für einen  $CO_2$ -Anstieg von  $10 ppmV/dek$  eine Temperaturabnahme von  $0.6 K/dek$ . Akmaev und Fomichev (2000), die den  $CO_2$ -Anstieg der letzten 40 Jahre von  $313 ppmV$  auf  $360 ppmV$  mit einem spektralen Mesosphären-/untere Thermosphärenmodell simulierten berechneten eine Temperaturabnahme von  $2 - 3 K$  in der Stratopause für den Zeitraum, also einen Trend von  $-0.5$  bis  $-0.8 K/dek$ . Berücksichtigt man den relativ schwachen  $CO_2$ -Anstieg in der ersten der vier Dekaden und bezieht die Änderung auf 30 Jahre so erhöht sich der maximale Trend auf  $-1 K/dek$ . Brühl und Crutzen (1988) erhielten in einem Szenario zur Klimaänderung durch  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau mit einem eindimensionalen gekoppelten photochemischen Klimamodell in der Stratosphäre einen Trend von  $-1 K/dek$  bis  $-2 K/dek$ , was gut mit den hier berechneten Trend übereinstimmt. Keckhut et al. (1999) leiteten aus Langzeitraketenmessungen seit 1964 an 6 Stationen in niederen Breiten der Nordhemisphäre einen Trend der Jahresmitteltemperatur von  $-1 K/dek$  in  $25 km$  und  $-3 K/dek$  bis  $-4 K/dek$  im Bereich der Stratopause ab. Dies liegt oberhalb der Trends in den bisherigen Modellrechnungen. Der höhere Temperaturtrend wird jedoch durch weitere Beobachtungsergebnisse gestützt (Dunkerton et al., 1998; Lysenko et al., 1999). Die Berücksichtigung der Ozonabnahme trägt also dazu bei die höhere Abkühlung der Stratopause in den Beobachtungen zu erklären.

*Oberhalb der Stratopause* bis in  $70 km$  Höhe nimmt der negative Temperaturtrend auf  $-1 K/dek$  in niederen Breiten bis zum Verschwinden in hohen Breiten ab. Zum einen ist der Ozontrend auf die Stratosphäre beschränkt und damit auch die Änderung der Ozon-Erwärmungsraten. Oberhalb von  $60 km$  nimmt der Ozontrend in der Modellsimulation exponentiell mit der Skalenhöhe ab, da die Ozonkonzentration in der Mesosphäre von der Stratosphäre weitgehend entkoppelt ist. Der Austausch zwischen den Atmosphärenschichten ist gering gegen die Neubildung und Abnahme durch photochemische Prozesse. Andererseits nimmt auch der Einfluß des  $CO_2$ -Anstiegs auf die IR-Abkühlung ab: Die Temperatur nimmt bis zum Mesopausenbereich stark ab. Da die IR-Abkühlung in erster Näherung proportional zur Temperatur ist (Newtonsche Abkühlung), variiert sie bei niedrigen Temperaturen nur schwach gegenüber Änderungen der  $CO_2$ -Konzentration. Da-

durch verringert sich auch die Sensitivität der Temperatur gegenüber den  $CO_2$ -Änderungen. Der abnehmende Temperaturtrend oberhalb der Stratopause bis in den Mesopausenbereich wird auch in früheren Modelluntersuchungen zum Ozonabbau und  $CO_2$ -Anstieg beobachtet (Fels et al., 1980; Berger und Dameris, 1993; Akmaev und Fomichev, 2000). Messungen über die letzten 4 Dekaden zeigen in dem Höhenbereich unterschiedliche Ergebnisse. Keckhut et al. (1999) zeigen eine Variation der Abkühlung oberhalb der Stratopause bis in 70 km Höhe zwischen  $-1 K/dek$  und  $-3 K/dek$  mit einer Abnahme zwischen 60 und 65 km und einer Zunahme bis 70 km. Die Standardabweichung liegt jedoch bei bis zu  $4 K/dek$ . Weitere Langzeituntersuchungen seit den 60er Jahren im Bereich der mittleren Breiten liefern teilweise eine stärkere Abkühlung in der Mesosphäre von  $5 - 10 K/dek$  (Taubenheim, 1998; Kokin und Lysenko, 1994). Im Bereich der polaren Sommermesopause wird in Übereinstimmung mit der Abnahme des Trends zu hohen Breiten nur ein schwacher Trend beobachtet (Lübken, 2000b).

Die Differenzen des Temperaturtrends in der Mesosphäre zwischen Beobachtungen und Modellrechnungen weisen auf Langzeitänderungen hin, die entweder an Umstellungen in der Zirkulation gekoppelt sind und in den Modelluntersuchungen nicht erfaßt werden oder anderweitige Ursachen als den  $CO_2$ -Anstieg und den Ozonabbau haben. Beispielsweise können die Änderungen der chemischen Konstituenten die Erwärmungsraten beeinflussen. Die Chemie übt in der Mesosphäre einen relevanten Einfluß auf die Energiebilanz aus (Berger, 1999). Im Höhenbereich oberhalb der Stratosphäre wird in der Zukunft eine wesentliche Verbesserung der Datensituation mit langfristigen Datenreihen durch die Satellitenmessungen erreicht. Bisher sind die Zeitreihen der Satellitendaten noch weniger als zehn Jahre alt; ein Zeitraum, der für Tendaussagen zu kurz ist. In weiteren zehn Jahren wird damit jedoch erstmals eine nahezu globale Datenbasis zur Verfügung stehen, die Tendaussagen über zwei Dekaden ermöglichen.

Im *Mesopausenbereich* in 80 – 100 km Höhe wird ein Minimum der Abkühlung beobachtet, in hohen Breiten wird sogar, analog zu den Ergebnissen von Akmaev und Fomichev (2000), eine Erwärmung beobachtet. Im aktuellen Modellauf wird dies durch Änderung der dynamischen Abkühlung von brechenden Schwerewellen im geänderten Windfeld verursacht, wie es auch im Modellexperiment zur Ozonhalbierung beobachtet wird und beschrieben ist (Kap. 5.1). Akmaev und Fomichev machen das Zusammensinken der Atmosphäre durch die Abkühlung der Stratosphäre und Mesosphäre dafür verantwortlich. Wegen der zunehmenden Temperatur mit der Höhe in der Thermosphäre führt dies zu einem Absinken der "wärmeren" Druckniveaus. Da hier die Ergebnisse in Druckkoordinaten  $z = -H \ln(p/p_0)$  dargestellt sind, die Höhenkoordinate also mit den Schichten absinkt, tritt diese Erwärmung nicht in Erscheinung.

Der Unterschied zwischen geometrischen und Druckhöhen ist aus Abb. 6.5 ersichtlich. Oberhalb von 90 – 100 km Höhe ist durch das Absinken der Atmosphäre eine zusätzliche Erwärmung zu beobachten, die maximal 4 bis 6  $K/dek$  beträgt. Das Absinken der Druckniveaus beträgt in der Modellsimulation, die die  $CO_2$ - und  $O_3$ -Änderungen der letzten dreißig Jahre approximiert, ca. 0.8 km bis 1.2 km. Akmaev und Fomichev (2000) erhalten für eine dreimal höhere  $CO_2$ -Zunahme nur 2 K Temperaturanstieg. Dies weist wiederum auf den wesentlich stärkeren Effekt der  $O_3$ -Abnahme auf die Abkühlung der tieferliegenden Schichten hin, die dort nicht berücksichtigt wird.

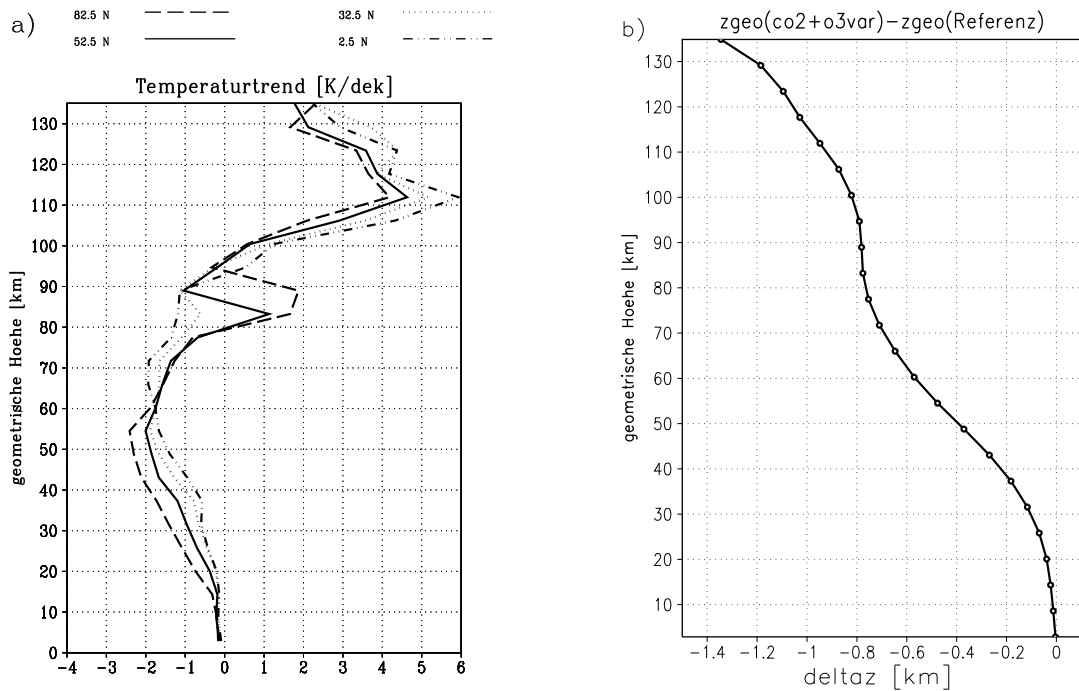


Abbildung 6.5: Dekadischer Temperaturtrend im gleichen Modellexperiment wie Abb. 6.4, aber dargestellt mit geometrischer Höhenkoordinate (a) und Absinken der Druckniveaus  $z = -H \cdot \ln(p/p_0)$  für den Zeitraum von dreißig Jahren (b).

### Zonalwind, Meridionalwind und halbtägige Gezeitenamplitude

Der *Zonalwind* nimmt aufgrund der Abnahme des meridionalen Temperaturgradienten und der thermischen Windbeziehung im stratosphärischen und mesosphärischen Ostwindjet deutlich ab, wobei die Abnahme im Bereich des Jetmaximums in den mittleren Breiten mit  $3 \text{ m/s/dek}$  am größten ist. Auch im Bereich der Mesopause oberhalb der Windumkehr führt die Abnahme des meridionalen Temperaturgradienten zur Abnahme des Westwindjets mit maximal  $1.5 \text{ m/s/dek}$  in  $95 \text{ km}$  in den mittleren Breiten.

Der *Meridionalwind* ist in allen Breiten unterhalb von  $120 \text{ km}$  Höhe mit Änderungen von unter  $0.5 \text{ m/s/dek}$  nur schwach beeinflusst.

Der *halbtägige Gezeitenwind* nimmt am stärksten in  $50 - 75 \text{ km}$  Höhe mit Werten von  $0.5 - 1.5 \text{ m/s}$  in den mittleren Breiten ab. Dies entspricht dort ca. 5-10% und liegt deutlich über früheren Untersuchungen. Ross und Walterscheid (1991) untersuchen die Änderungen der stärksten Moden des halbtägigen Gezeitenwindes bei Berücksichtigung des Ozontrends der letzten 30 Jahre. Sie verwenden ein Modell nach der klassischen Gezeitentheorie und erhalten für diesen Zeitraum etwa gleich große Änderungen wie in der aktuellen Rechnung. In der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre ist der negative Trend der halbtägigen Gezeitenamplitude, wie in den vorhergehenden Modellexperimenten mit extremen  $\text{CO}_2$ - und  $\text{O}_3$ -Änderungen, am stärksten in äquatorialen Breiten. Dort



wird die Amplitude maximal und dies überwiegt über die nur geringe Ozonabnahme im Vergleich zu den hohen Breiten. In den mittleren Breiten ist der abnehmende Trend im Mesopausenbereich mit ca.  $1/2 \text{ km/s/dek}$  nur schwach.

### 6.3.2 Modelltrend der Windparameter im Mesopausenbereich

Abb. 6.6 zeigt den zonal gemittelten Zonal- und Meridionalwind sowie die Amplitude und Phase der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes bei einem gleichmäßigen  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau zwischen 5 und 50% in  $52.5^\circ N$  am 21. Juni. Zur Berücksichtigung des gesamten Mesopausenbereichs sind die Modellwerte über den Höhenbereich von 88 – 102 km gemittelt. Der Zonalwind zeigt nur eine schwache Variation. Für eine  $O_3$ -Abnahme von bis zu 20% nimmt er um weniger als  $0.5 \text{ m/s}$  ab. Nur bei großen  $O_3$ -Änderungen um 50% folgt eine Abnahme um  $2 \text{ m/s}$ . Der Meridionalwind und die Phase der halbtägigen Gezeiten zei-

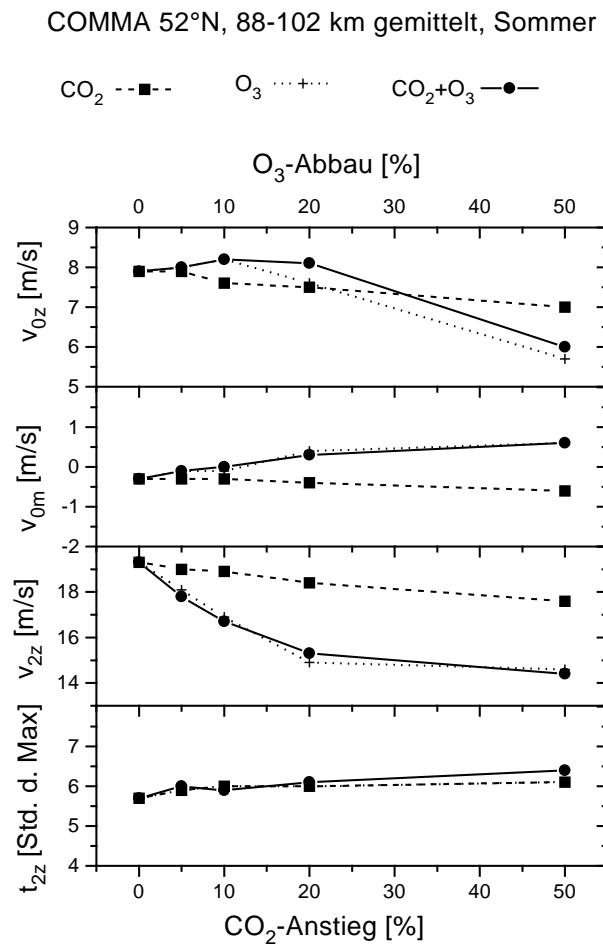


Abbildung 6.6: Modelltrend von zonal gemitteltem Zonal- und Meridionalwind sowie der halbtägigen Gezeitenamplitude und -phase des Zonalwindes in  $52.5^\circ N$  im Höhenbereich 88-102 km für einen gleichmäßigen  $CO_2$ -Anstieg und gleichmäßige  $O_3$ -Abnahme um 5, 10, 20 und 50% bei Sommerbedingungen am Modelltag 40.

gen auch nur eine schwache Sensitivität gegenüber den Änderungen. Der Meridionalwind ändert sich um  $1\text{ m/s}$  auf positive Werte und die Phase eilt für 50%-ige Änderungen von  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_3$  um eine Stunde nach. Nur die halbtägige Gezeitenamplitude zeigt einen starken negativen Trend mit asymptotischer Charakteristik. Bei 10%  $\text{O}_3$ -Abnahme beträgt er ca.  $3\text{ m/s}$ . Der dominierende Einfluß der Ozonabnahme ist deutlich sichtbar.

### 6.3.3 Langzeitwindmessungen im Mesopausenbereich

Abb. 6.7 zeigt den Langzeittrend der Windparameter von Collm ( $52^\circ\text{N}$ ,  $12^\circ\text{E}$ ) für die Sommermonate im Zeitraum 1973 bis 1999. Der Zonalwind steigt im linearen Trend im Beobachtungszeitraum um ca.  $5\text{ m/s}$ , der Meridionalwind nimmt in der Nordwindkomponente von  $10\text{ m/s}$  bis zum verschwinden ab, und die halbtägige Gezeitenamplitude zeigt einen stark negativen Trend mit einer Abnahme um 50%. Die Phase des halbtägigen zonalen Gezeitenwindes ist in dem Zeitraum relativ stabil und ändert sich nur geringfügig.

Die Zunahme des Westwindes spricht für ein Absinken des Westwindregimes oberhalb der Windumkehr durch die Abkühlung der Stratosphäre und Mesosphäre. Das Jetmaximum liegt oberhalb von  $100\text{ km}$  Höhe (vgl. CIRA-1986, Abb. 1.1) und mit dem Absinken nimmt die Geschwindigkeit in der gleichen Höhe zu. Taubenheim et al. (1998) leiten aus Langwellenreflektionsmessungen von 1961 bis 1998 eine Höhenabnahme von ca.  $1.1\text{ km}$  ab. Dies deckt sich mit der berechneten Höhenabnahme der Druckniveaus im Mesopausenbereich für die Simulation des  $\text{CO}_2$ - und Ozontrends in den letzten 30 Jahren von  $0.8\text{ km}$  (Abb. 6.5). Jacobi (2000) vergleicht den mittleren Zonalwind für die Sommermonate zwischen 1990 und 1995, zwei Jahren mit solarem Maximum und Minimum. Während des solaren Minimums ist die Radiowellenreflektionshöhe um ca.  $1\text{ km}$  höher und er erhält eine Zunahme des Westwindes in  $92 - 95\text{ km}$  um  $3 - 5\text{ m/s}$ . Der vertikale Gradient des Zonalwindes beträgt jedoch im Langzeitmittel nur  $2 - 2.5\text{ m/s/km}$ , so daß weitere Effekte zur Erklärung des starken positiven Langzeittrends von Bedeutung sind.

Der negative Trend des halbtägigen Gezeitenwindes ist deutlich stärker als es die Modelluntersuchungen in den mittleren Breiten zeigen. Er wird auch an verschiedenen weiteren Stationen in den mittleren Breiten im Jahresmittel beobachtet (Bremer et al., 1997). Diese Messungen erstrecken sich jedoch über kürzere Beobachtungszeiträume als die Collmer Daten, teilweise nur über 10 Jahre. Auch gibt der lineare Trend die Schwankungen im Beobachtungszeitraum nicht wieder, die in der letzten Dekade zu höheren Werten in einzelnen Jahren führten, als in den vorhergehenden 10 Jahren. Die Jahre mit höheren Werten (1988-1992) liegen allerdings in Zeiten des solaren Sonnenfleckenmaximums, so daß dies durch die höhere Sonnenfleckenanzahl bedingt sein kann. Langzeituntersuchungen zeigen wiederum nur eine schwache Korrelation zwischen solarem Sonnenfleckenzyklus und der halbtägigen Gezeitenamplitude (Bremer et al., 1997; Jacobi, 2000). Berücksichtigt man in den Messungen von Collm nur die Meßwerte nach 1979, als das Meßverfahren durch Erweiterung der Reflektionswellenmessungen auf drei Frequenzen erheblich verbessert wurde, so verringert sich der Trend. Eine deutliche Abnahme über den Bereich der Streuung wird erst in den Jahren nach 1994 beobachtet. Insofern ist die Aussage des starken linearen abnehmenden Trends der halbtägigen Gezeitenamplitude zu relativieren. Die abnehmende Tendenz scheint zwar durch die Vielzahl der Messungen gesichert,

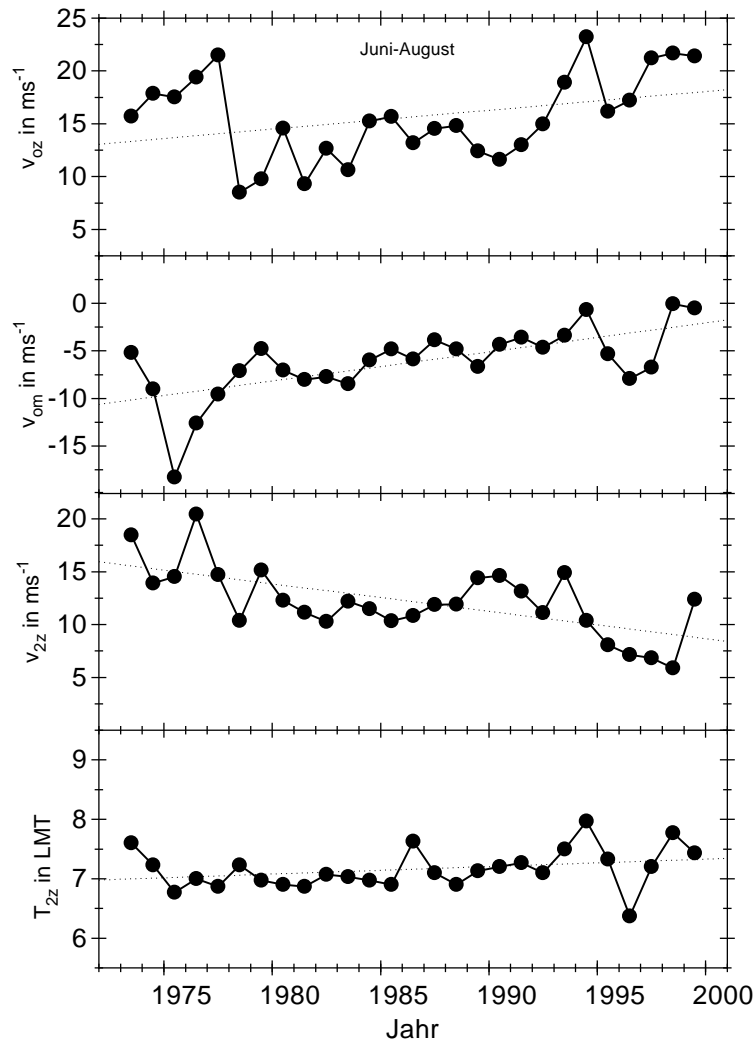


Abbildung 6.7: Langzeittrend von Zonalwind und Meridionalwind sowie Amplitude und Phase des halbtägigen Gezeitenwindes im Mesopausenbereich ( $\sim 95$  km) für Sommer in Collm ( $52^\circ N$ ,  $15^\circ E$ ). Nach Jacobi, 2000, erweitert.

die quantitative Bestimmung ist bislang jedoch noch unsicher. Auch die Modellergebnisse sind mit Unsicherheiten behaftet. Insbesondere in den mittleren Breiten bewirkt die Schwerewellenparametrisierung eine starke Dämpfung und Modulation der solaren Gezeiten. Modellsimulationen mit ausschließlicher Berücksichtigung der Rayleigh-Reibung zeigen in dem Bereich einen stärkeren Trend. Dies geht allerdings auf Kosten der Qualität der Simulation des mittleren Zonalwindes, da die Windumkehr im Mesopausenbereich schlechter wiedergegeben wird. Eine Schwerewellenparametrisierung, die eine realistische Klimatologie und die globale Verteilung der Schwerewellen berücksichtigt kann hier eine Verbesserung der Modellfelder bringen.

Insgesamt ist eine Übereinstimmung der negativen Tendenz des halbtägigen Gezeitenwindes im Mesopausenbereich zu erkennen, die auch durch die vorhergehenden Modellsimula-

tionen mit starken Änderungen von  $CO_2$  und  $O_3$  und den Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie gestützt werden. Quantitativ unterscheiden sich die Ergebnisse für den Trend jedoch bislang noch deutlich.

#### 6.3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse zum $CO_2$ -Anstieg und $O_3$ -Abbau

Die Modellexperimente zur  $CO_2$ -Verdopplung und  $O_3$ -Halbierung zeigen die folgenden langfristigen Trends der Temperatur und Windparameter in der mittleren Atmosphäre: Die gesamte Stratosphäre und Mesosphäre ist durch eine deutliche Abkühlung gekennzeichnet, die aufgrund der thermischen Windbeziehung von einer Abnahme der Mesosphärenjets begleitet wird. Maximale Abnahmen werden in den Bereichen der jeweiligen Maxima erreicht, also bei der Temperatur im Bereich der Stratopause und beim Zonalwind im Kern der Mesosphärenjets in 60 – 80 km Höhe.

In der Mesopausenregion sind in beiden Hemisphären Unterschiede vorhanden. In polaren Breiten der Sommerhemisphäre führt die Abnahme der Impulsablagerung durch brechende Schwerewellen zu einer Abschwächung der Windumkehr und zu einer geringeren dynamischen Abkühlung durch einen geringeren turbulenten Wärmetransport. Auf der Winterseite überwiegt demgegenüber die Abnahme des Mesosphärenjets, so daß die Nullwindlinie absinkt und sich die Windumkehr verstärkt.

In der unteren Thermosphäre wird bei Ozonreduktion eine Erwärmung und eine Abnahme des äquatorialen Ostwindjets beobachtet. Durch die Abschwächung der halbtägigen solaren Gezeiten reduziert sich die Impulsablagerung und die dynamische Abkühlung beim Gezeitenbrechen. In den kombinierten Modellexperimenten dominiert jedoch insgesamt die Abkühlung durch den  $CO_2$ -Anstieg. Sowohl die Abkühlung durch den  $CO_2$ -Anstieg und die  $O_3$ -Abnahme als auch die Abschwächung des solaren Antriebs durch die  $O_3$ -Abnahme dämpft die halbtägigen Gezeiten. Bei Verdopplung von  $CO_2$  und Halbierung des Ozongehalts nehmen die halbtägigen solaren Gezeiten im Maximum auf bis zu ein Viertel der ursprünglichen Amplitude ab. Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie bestätigen die starke Sensitivität des halbtägigen Gezeitenwindes gegenüber  $CO_2$ - und  $O_3$ -Variationen. Für den stärksten Mode ergibt sich ein Verhältnis von 100 : 75 : 30 : 25 für die Verhältnisse Referenzlauf :  $2 \cdot CO_2$  :  $1/2 \cdot O_3$  :  $2 \cdot CO_2 + 1/2 \cdot O_3$  in 90 – 100 km Höhe.

Das Modellexperiment zum dekadischen Trend der Wind- und Temperaturparameter, in der mittleren Atmosphäre, der aus der realistischen Approximation der  $CO_2$ - und  $O_3$ -Änderungen in den letzten dreißig Jahren abgeleitet wurde, zeigt mit  $-2 K/dek$  in der Stratopause eine deutlich stärkere Temperaturabnahme als bisherige Untersuchungen, die nur den  $CO_2$ -Anstieg berücksichtigen. Die Modellrechnungen verringern somit die Differenz zu den Ergebnissen, die bislang aus Langzeitbeobachtungen in dem Höhenbereich existieren und Abkühlungen von mehr als  $-3 K/dek$  zeigen. Mit zunehmender Höhe nimmt der negative Temperaturtrend wieder ab, und führt im Bereich der Mesopause in hohen Breiten sogar zu einer Erwärmung. Die untere Thermosphäre kühlt sich im Modell durch die erhöhte Stoßdeaktivierung von  $CO_2$  im NLTE-Bereich wiederum verstärkt ab.

Die Trenduntersuchungen der Windparameter im Mesopausenbereich in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre zeigen im Modell einen relativ schwachen Trend des mitt-

leren Zonalwindes und der halbtägigen Gezeitenamplitude. Langzeitbeobachtungen im Mesopausenbereich deuten dort auf einen stärkeren Trend hin. Die Meßreihe von Collm zeigt beispielsweise im linearen Trend für die Sommermonate (Juni-August) beim Zonalwind eine Zunahme um  $5\text{ m/s}$  und beim halbtägigen Gezeitenwind eine Abnahme von 50% seit den siebziger Jahren (Jacobi, 2000). Analysiert man nur die verlässlichsten Daten nach 1979 so verstärkt sich der Trend des Zonalwindes weiter. Die Zunahme des sommerlichen Westwindes wird zum Teil auf das langfristige Absinken der Druckniveaus und des Westwindjets oberhalb der Windumkehr durch die Abkühlung der Stratosphäre und Mesosphäre zurückgeführt. In den letzten dreißig Jahren beträgt dies ca.  $1\text{ km}$ , was etwa einer Zunahme von  $2 - 2.5\text{ m/s}$  entspricht. Der negative Trend des halbtägigen Gezeitenwindes läßt sich bei Berücksichtigung der Daten nach 1979 und der Streuung im ungünstigen Fall auf die letzten 6 Jahre zurückzuführen, was den starken Langzeitrend in der linearen Approximation der Beobachtungen relativiert.

Auch die Modellergebnisse zeigen Schwächen bei der Beschreibung des halbtägigen Gezeitenwindes im Mesopausenbereich in den mittleren Breiten. Durch die starke dämpfende Wirkung der Schwerewellenparametrisierung auf den halbtägigen Gezeitenwind wird ein zu schwacher Trend prognostiziert. Festzuhalten ist jedoch: Der  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau bewirken eine Abschwächung der halbtägigen Gezeitenamplitude die sowohl durch Hinweise aus den Messungen, als auch insgesamt aus den Modellversuchen abgeleitet werden kann. Zu einer quantitativen Einschätzung des Trends und einem verlässlichen Monitoring des globalen  $O_3$ -Abbaus und  $CO_2$ -Anstiegs durch den halbtägigen Gezeitenwind sind allerdings weitere Beobachtungen und Modellentwicklungen nötig, um die realistische Wiedergabe der solaren Gezeiten zu verbessern. Die Verwendung einer "state of the art" Schwerewellenparametrisierung nach Gavrilov (1990, 1997) und Gavrilov und Fukao (1999), die die globale Verteilung der Schwerewellenaktivität berücksichtigt und deren Implementierung in das COMMA-Modell geplant ist kann in zukünftigen Modelluntersuchungen zu einer Verbesserung beitragen.

# Kapitel 7

## Einfluß des stratosphärischen Polarwirbels auf zonale Variationen des Windfeldes in der Mesopausenregion

In numerischen Untersuchungen werden Trends und Wellenausbreitung in der mittleren Atmosphäre häufig durch die zonal gemittelten Felder beschrieben. Langzeitbeobachtungen des Windfeldes in der Mesopausenregion entlang eines schmalen Breitengürtels zwischen  $52^{\circ}N$  und  $56^{\circ}N$  zeigen neben zeitlich und örtlich periodischen Schwankungen durch Gezeiten und planetare Wellen auch systematische längenabhängige Variationen des mittleren Zonalwindes und der Amplitudenverteilung der halbtägigen Gezeiten (Bremer et al., 1997; Jacobi, 2000). Um die möglichen längenabhängigen Variationen durch den Einfluß troposphärischer oder stratosphärischer Störungen abzuschätzen wird der Einfluß des stratosphärischen Polarwirbels auf zonale Variationen des Windfeldes in der Mesopausenregion untersucht.

### 7.1 Stationäre Wellenanregung

Zur Untersuchung des Einflusses des winterlichen Polarwirbels auf das Windfeld in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre wurden Modellversuche mit einer stationären Wellenanregung durchgeführt. Realisiert wird dies im Modell durch Vorgabe einer Geopotentialstörung am unteren Rand, die zur Vermeidung von numerischen Instabilitäten, gleich einem allmählich wachsenden Gebirge, nach einer Einschwingphase von 40 Tagen eingeschaltet wird.

Die Gleichung für die Störung lautet:

$$\Phi = \tilde{\Phi}(\lambda, \phi) [1 - \exp(-t/\tau)]$$

mit

$$\tilde{\Phi}(\lambda, \phi) = f1(\lambda) \cdot g1(\phi) + f2(\lambda) \cdot g2(\phi)$$

wobei die Gesamtstörung durch ihre Geopotentialanteile zur zonalen Wellenzahl 1 und 2 approximiert wird und  $f$  und  $g$  die Längen- und Breitenabhängigkeit der Welle 1 und Welle 2-Anteile angeben. Die Längenabhängigkeit wird durch Kosinusfunktionen mit einer zusätzlichen Phase dargestellt, die Breitenabhängigkeit wird im Bereich  $0 < \phi \leq 77.5^\circ N$  durch eine Gaussfunktion approximiert, nördlich davon zum Pol hin durch einen linearen Abfall auf Null:

$$\begin{aligned}
 f1(\lambda) &= \hat{\Phi}_1 \cos(\lambda + \delta\lambda_1) \\
 f2(\lambda) &= \hat{\Phi}_2 \cos(\lambda + \delta\lambda_2) \\
 g1(\phi) &= \begin{cases} \exp(-2((\phi - \delta\phi_1)/\alpha)^2) & : 0 < \phi \leq 77.5^\circ N \\ (90 - \phi)/(90 - 77.5) \cdot g1(77.5^\circ N) & : 77.5 < \phi < 90^\circ N \end{cases} \\
 g2(\phi) &= \begin{cases} \exp(-2((\phi - \delta\phi_2)/\beta)^2) & : 0 < \phi \leq 77.5^\circ N \\ (90 - \phi)/(90 - 77.5) \cdot g2(77.5^\circ N) & : 77.5 < \phi < 90^\circ N \end{cases}
 \end{aligned}$$

- $\lambda, \phi$  : geographische Länge, geographische Breite,
- $\hat{\Phi}_1$  : Amplitude der stationären Welle 1 am unteren Rand,
- $\hat{\Phi}_2$  : Amplitude der stationären Welle 2 am unteren Rand,
- $\delta\lambda_1$  : Phasenlage der stationären Welle 1 am unteren Rand,
- $\delta\lambda_2$  : Phasenlage der stationären Welle 2 am unteren Rand,
- $\delta\phi_1$  : Phasenlage der stationären Welle 1 am unteren Rand,
- $\delta\phi_2$  : Phasenlage der stationären Welle 2 am unteren Rand,
- $\alpha, \beta$  : Parameter zur Anpassung der Gauss-Funktion.

Die Zeitkonstante  $\tau$  beträgt einen Tag. Die Modellläufe umfassen einen Zeitraum von weiteren 40 Tagen, so daß sich die Störung am 80. Modelltag voll im Modellgebiet entwickelt hat. Die Phasenlagen und Amplituden der Welle 1 und Welle 2-Anteile der Geopotentialstörung sowie die Parameter der Gaussfunktion sind so gewählt, daß die stationäre

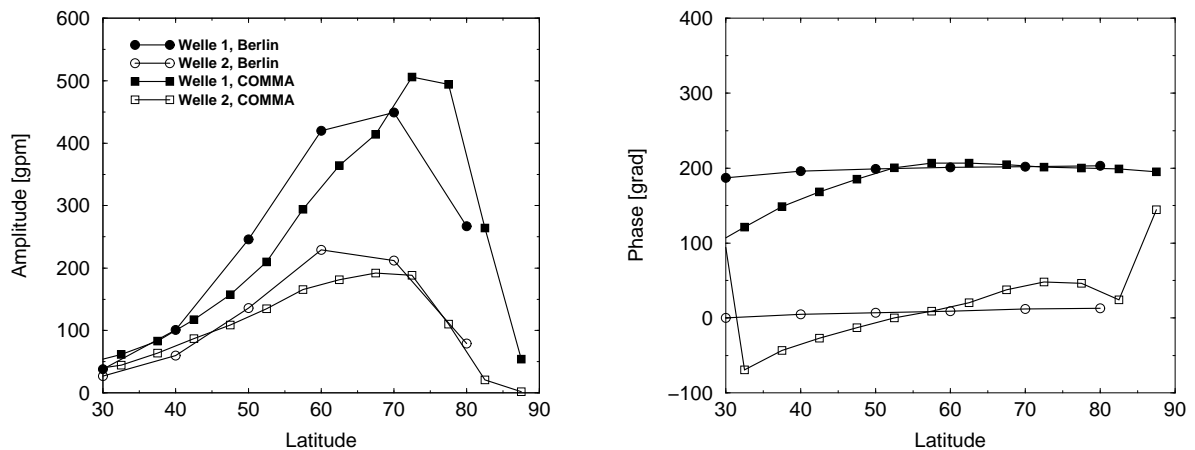


Abbildung 7.1: Amplitude und Phase der stationären Welle 1 und Welle 2 bestimmt aus 30 hPa Druckflächenhöhen von Berliner Analysen für das Januarmittel im Zeitraum 1979-1999 und stationäre Wellenanteile im Modelllauf.

Welle in 30 hPa, die Ergebnisse aus Langzeitbeobachtungen möglichst gut approximiert. Daraus ergibt sich:

$$\hat{\Phi}_1 = 300 \text{ gpm}$$

$$\hat{\Phi}_2 = 260 \text{ gpm}$$

$$\delta\lambda_1 = +22^\circ E; \quad \delta\phi_1 = 55^\circ N$$

$$\delta\lambda_2 = +125^\circ E; \quad \delta\phi_2 = 60^\circ N$$

$$\alpha = 28.8$$

$$\beta = 25.5$$

Abb. 7.1 zeigt die Amplitude und Phase der stationären Geopotentialstörungen zur zonalen Wellenzahl 1 und 2 der Berliner 30 hPa Analysen für Januar in den Jahren 1979 - 1999, sowie die Geopotentialstörung im nächstgelegenen Höhenniveau im COMMA-Modell in 25.8 km, das ca. 25 hPa entspricht. Die Meridionalstruktur der Welle 1 und Welle 2 im Modell stimmt gut mit den Meßwerten überein.

Die Phase der Modellanregung ist so gewählt, daß sie in  $50 - 60^\circ N$  mit den Messungen übereinstimmt. Zu niederen Breiten hin wandert die Phase im Modell retrograd, wobei der Einfluß aufgrund der abnehmenden Amplitude jedoch gering ist. Auch die Abweichung der Phase der Welle 2 am Pol ist dort wegen der geringen Amplitude vernachlässigbar. Damit werden in den mittleren Breiten möglichst realistische Bedingungen für die Modellsimulation geschaffen.

## 7.2 Modellergebnisse

Abb. 7.2 zeigt die Modellergebnisse für die stationäre Geopotentialstörung der zonalen Wellenzahl 1 und 2 vor dem Hintergrund des Zonalwindes. Es wird eine Zunahme der Geopotentialstörungen im Bereich des Mesosphärenjets beobachtet. Der Welle 1-Anteil erreicht dabei, trotz vergleichbarer Amplitudenstärke in der Anregung, deutlich höhere Werte als der Welle 2-Anteil. Oberhalb des Maximums des Mesosphärenjets wird die stationäre Welle stark gedämpft. Im Bereich der Windumkehr in ca. 90 km Höhe hat die Welle ein Minimum. Oberhalb der Mesopause nimmt die Amplitude der Welle wieder zu. Sie breitet sich auch in den Bereich des Westwindjets in die Südhemisphäre aus und verstärkt sich dort. Die Nullwindlinie stellt also keine strenge kritische Linie für stationäre Wellen im klassischen Sinne dar, die die Wellenausbreitung vollständig blockiert.

Das Ausbreitungsverhalten der Welle von der mesosphärischen Westwindzone in der Nordhemisphäre in die Westwindbereiche der Südhemisphäre in der unteren Thermosphäre ist bislang nicht geklärt. Das häufig beobachtete Verhalten für Rossby-Wellen, die sich entlang der Nullwindlinie, die als Wellenleiter fungiert, über den Äquator hinweg in die andere Hemisphäre ausbreiten ist hier wegen der trennenden Ostwinde nicht möglich. Mögliche Ursachen können in den Abweichungen von den klassischen Bedingungen liegen, wie beispielsweise dem Einfluß der Einschwingphase des Systems auf die Störung, oder Dämpfungsprozesse, die im Modell enthalten sind. Auch der Bereich der nichtlinearen Wechselwirkungen mit solaren Gezeiten, oder die Modulation von Schwerewellen, sind



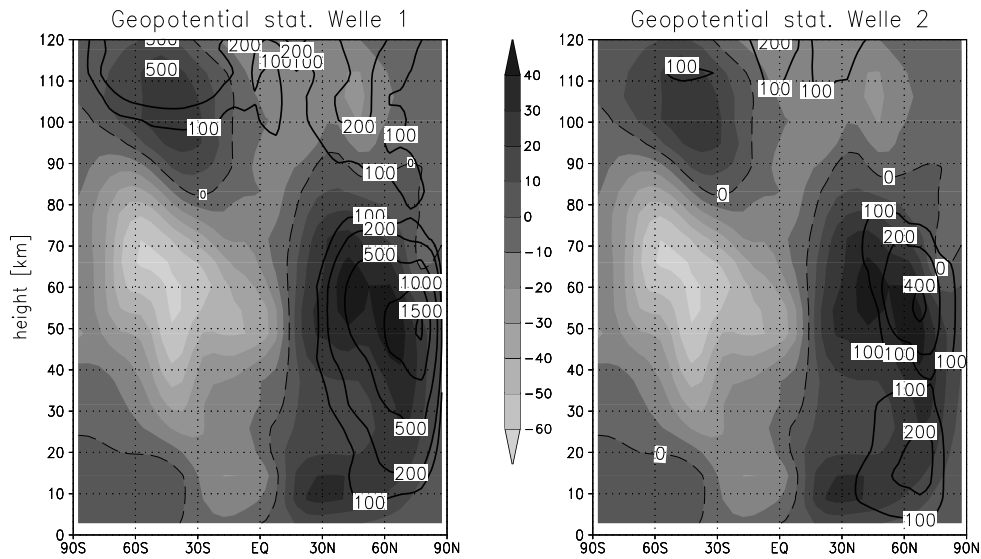


Abbildung 7.2: Geopotential der stationären Welle 1 und Welle 2 als Konturplot in gpm vor dem mittleren Zonalwind bei Januarbedingungen. Die Windgeschwindigkeiten sind schattiert dargestellt mit der gestrichelten Nullwindlinie. Das Konturintervall für den Zonalwind ist im Mittelbalken in m/s angegeben.

hier noch weiter zu untersuchen. Die Ausbreitung der Welle in die mesosphärischen Ostwinde der Südhemisphäre ist dagegen vollständig blockiert.

Den Einfluß der stationären Welle auf die Längenabhängigkeit des Zonalwindes und der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes in  $52.5^\circ N$  zeigt Abb. 7.3. Der Zonalwind (a) bekommt durch die Wellenstörung im Gegensatz zu dem Kontrolllauf, eine sehr ausgeprägte Längenabhängigkeit mit Variationen von über  $20 \text{ m/s}$  in  $25 \text{ km}$  Höhe, mehr als  $80 \text{ m/s}$  im Bereich des Mesosphärenjets in  $60 \text{ km}$  Höhe und  $10 - 20 \text{ m/s}$  im Mesopausenbereich. Auch der Mittelwert der Zonalgeschwindigkeit ändert sich in allen Höhen, mit einer starken Abnahme in der Mesosphäre und einer Verstärkung oberhalb der Windumkehr in der Mesopause.

Die halbtägige Gezeitenamplitude (b) zeigt im Modellauf mit Wellenstörung gegenüber dem Kontrolllauf, der wie bei der Zonalgeschwindigkeit eine rein zonalsymmetrische Verteilung aufweist, in allen Höhen oberhalb der Stratosphäre längenabhängige Variationen zwischen  $10$  und  $20 \text{ m/s}$ . Darüberhinaus wird in nahezu allen Höhen eine deutliche Verstärkung des Zonalmittels der Amplitude durch die Wellenstörung beobachtet.

Auch die Phase (c) zeigt starke längenabhängige Variationen. Diese liegen in der Mesosphäre bei  $1 - 1.5$  Stunden mit einer Verschiebung des Mittelwertes um ca. 1 Stunde zu früheren Zeiten. In der Mesopause liegen die Phasenvariationen bei  $1.5 - 2$  Stunden, wobei der zonale Mittelwert hier gegenüber dem Kontrolllauf um eine Stunde nacheilt.

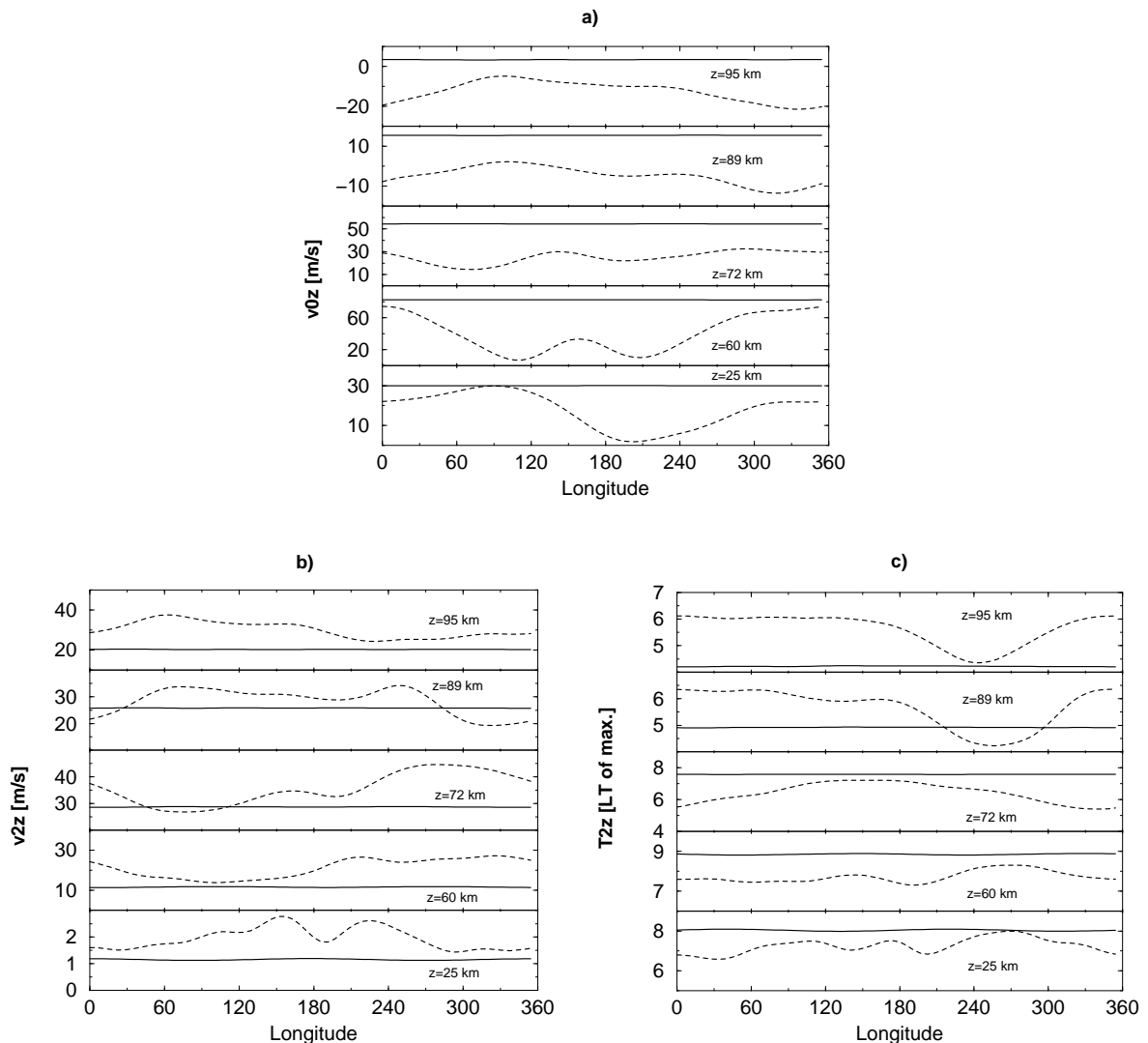


Abbildung 7.3: Längenabhängigkeit des mittleren Zonalwindes, sowie der Amplitude (b) und Phase (c) des halbtägigen Gezeitenwindes in  $52.5^\circ N$  im Kontrolllauf (dicke durchgezogene Linie) und mit Anregung der stationären Welle (gestrichelt). Die Phase ist in der Lokalzeit des Maximums angegeben.

### 7.3 Vergleich mit Messungen

Abb. 7.4 zeigt einen Vergleich der Modellergebnisse für den halbtägigen zonalen Gezeitenwind im Höhenbereich  $89 - 95 \text{ km}$  mit Langzeitbeobachtungen im Mesopausenbereich zwischen  $52$  und  $56^\circ N$  in  $92.5 \text{ km}$  Höhe (Vgl. auch Abb. 1.5).

Die Absolutbeträge der Phase unterscheiden sich zwischen Modell und Messungen zwar deutlich, die Änderung durch die stationäre Welle in  $92.5 \text{ km}$  Höhe zeigt jedoch in beiden Fällen eine positive Phasenverschiebung um ca. 1.5 Stunden von Saskatoon zum Nullmeridian. Der Abfall der Phase, der weiter östlich liegenden Stationen wird in den Modellergebnissen allerdings nicht wiedergegeben. Die Variation der halbtägigen Gezeitenamplitude von  $10 - 20 \text{ m/s}$  in  $89 \text{ km}$  liegt in der Größenordnung der Messungen. Auch

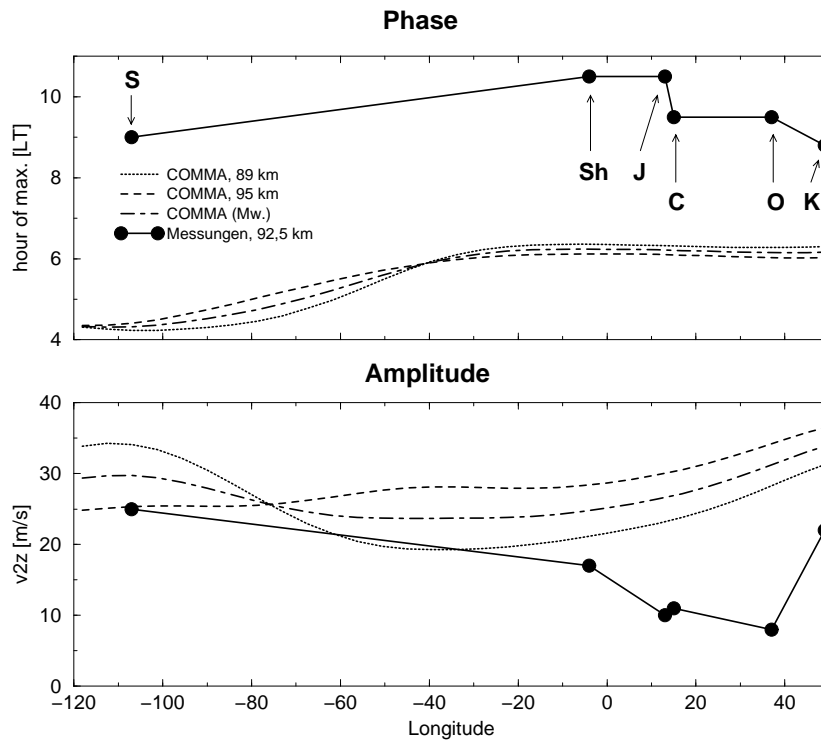


Abbildung 7.4: Phase und Amplitude der halbtägigen Gezeiten in 92.5 km an den verschiedenen Meßstationen, sowie die Modellergebnisse für  $z = 89$  km und 95 km und dem Mittelwert in  $52.5^\circ N$  bei stationärer Wellenanregung. Die Abkürzungen geben die verschiedenen Meßstationen an. S: Saskatoon ( $52^\circ N$ ,  $107^\circ W$ ), Sh: Sheffield ( $53^\circ N$ ,  $4^\circ W$ ), J: Juliusruh ( $55^\circ N$ ,  $13^\circ E$ ), C: Collm ( $52^\circ N$ ,  $15^\circ E$ ), O: Obninsk ( $55^\circ N$ ,  $37^\circ E$ ), K: Kazan ( $56^\circ N$ ,  $49^\circ E$ ).

wird die zonale Verteilung mit der ca.  $10$  m/s stärkeren Amplitude in Saskatoon (Kanada) gegenüber der Station Sheffield richtig wiedergegeben. Die weitere Abnahme zu den östlich liegenden Stationen wird jedoch nicht erfaßt, wohingegen der Anstieg zur östlichsten Station Kazan bei  $49^\circ E$  wieder mit der Simulation zusammenfällt.

Es zeigt sich, daß der langwellige Anteil der Variation in der Simulation relativ gut wiedergegeben wird, wohingegen die Variationen zwischen nahe beieinander liegenden Stationen nicht erfaßt werden. Dies ist bei den großskaligen Störungen der Welle 1 und Welle 2 auch zu erwarten. Die Variationen zwischen Stationen mit einem kurzen Abstand sind möglicherweise auf kleinskaligere Störungen wie z.B. auf die längenabhängige Schwerwellenaktivität zurückzuführen. Berücksichtigt man die Meßungenauigkeit der verschiedenen Stationen zwischen  $0$  und  $40^\circ E$ , die mit  $5 - 7$  m/s angegeben werden (Shepherd, 1996), so liegt die Modellvariation jedoch weitgehend im Bereich der Meßgenauigkeit. Auch bei Vergleichen der solaren Gezeiten zwischen Radarwindmessungen und dem Global Scale Wave Model (GSWM), das derzeit als "top of the art" bei der Simulation der Gezeiten in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre gilt, gelten Abweichungen in dieser Größenordnung noch als "good" (Manson et al., 1999). Abweichungen zwischen dem halbtägigen Gezeitenwind im Mesopausenbereich im COMMA-Modell in  $52.5^\circ N$  bei

Sommerbedingungen und den Langzeitwindmessungen von Collm wurden jedoch bereits auch in früheren Untersuchungen beobachtet (Lange et al. 1999).

## 7.4 Diskussion und Ausblick

Die Untersuchung des Einflusses von stratosphärischen stationären Wellen auf das Windfeld im Bereich der Mesopause in 90 *km* Höhe hat gezeigt, daß die Variationen, die in Langzeitmessungen entlang des Breitengürtels zwischen 52 und 56°N im Winter beobachtet werden, durch die Simulationen in der Größenordnung richtig reproduziert werden. Darüber hinaus sind bei der halbtägigen Gezeitenamplitude auch quantitative Übereinstimmungen in der Phasenlage der Maxima und Minima entlang des Breitenkreises vorhanden. Zwar läßt sich aus den relativ wenigen Beobachtungen noch nicht eindeutig schließen, daß das Ausbreitungsverhalten der stationären Wellenstörung von der Stratosphäre in die Mesopausenregion in den Simulationen richtig beschrieben wird, die Ergebnisse lassen jedoch den Schluß zu, daß die längenabhängigen Variationen im Winter wesentlich durch den Polarwirbel bedingt sind.

Eine weiterhin offene Frage bleibt, worauf die relativ großen Unterschiede der halbtägigen Gezeitenamplitude zwischen den nahe beieinander liegenden Stationen in Europa zurückzuführen sind. Abgesehen von der Meßgenauigkeit kommen die folgenden Ursachen in Betracht: Zum einen können längenabhängige Variationen der Schwerwellenaktivität durch Wechselwirkungsprozesse starken Einfluß auf die lokalen Eigenschaften der Gezeiten nehmen. Ein weiterer Punkt ist der Einfluß von längenabhängigen Ozonvariationen, die zu Variationen im Antrieb der solaren Gezeiten führen. Weiterhin ist das Ausbreitungsverhalten der stationären Wellen im kritischen Übergangsbereich zwischen Westwind- und Ostwindzonen in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre noch unklar, was für das Verständnis der Störung im Mesopausenbereich von Bedeutung ist. Hierzu sind weitere Modellstudien zum Ausbreitungsverhalten und dem Energietransport der Welle erforderlich. Aber auch weitere koordinierte Meßkampagnen zwischen den verschiedenen Stationen tragen zu einer höheren Verläßlichkeit der bisherigen Erkenntnisse bei.

# Kapitel 8

## Schlußbetrachtungen

Ozonabbau und  $CO_2$ -Anstieg haben Einfluß auf die langfristige Entwicklung des Klimas der Erde. Während in der Troposphäre die Erwärmung durch die erhöhte Rückstreuung der IR-Strahlung dominiert (Treibhauseffekt) ist  $CO_2$  in der mittleren Atmosphäre hauptsächlich für die IR-Abkühlung verantwortlich. Ozon hingegen bestimmt durch seine starken Absorptionen im UV-Bereich die Erwärmung der Stratosphäre und Mesosphäre. Da der überwiegende Teil des Ozons der Erdatmosphäre in der Stratosphäre konzentriert ist ("Ozonschicht") wirkt sich auch der Ozontrend auf die Temperatur und Windverhältnisse in der mittleren Atmosphäre aus.

Zur Untersuchung der Auswirkungen des  $CO_2$ -Anstiegs und  $O_3$ -Abbaus wurden eine Reihe von Modellsimulationen durchgeführt. Zum einen wurden extrem starke Änderungen angenommen und die Verdopplung von  $CO_2$ , die Halbierung von  $O_3$ , sowie beides gekoppelt untersucht. Zusätzlich wurde zur Untersuchung der Breitenabhängigkeit der Ozonabnahme ein Modellexperiment mit einer Halbierung des Ozongehalts an den Polen und einer Abnahme um 5% im äquatorialen Bereich durchgeführt. Zur Untersuchung des dekadischen Trends der Wind- und Temperaturparameter wurde eine Modellsimulation durchgeführt, die die Änderungen der  $CO_2$ - und  $O_3$ -Konzentrationen in den letzten dreißig Jahren approximiert und daraus der dekadische Trend der Wind- und Temperaturparameter abgeleitet. Zum Vergleich mit Langzeitwindmessreihen im Mesopausenbereich der mittleren Breiten in der Nordhemisphäre und zur Untersuchung der einzelnen Effekte des  $CO_2$ -Anstiegs und des  $O_3$ -Abbaus für geringe und starke Änderungen wurde die Abhängigkeit der Windparameter im Mesopausenbereich in  $52.5^\circ N$  bei einer allmählichen Änderung der Konstituenten von 5% bis auf 50%, sowohl einzeln, als auch kombiniert untersucht.

Die Modellsimulationen zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau haben gezeigt, daß zur Untersuchung der langfristigen Änderungen der Temperatur- und Windparameter in der mittleren Atmosphäre die Betrachtung des  $CO_2$ -Anstiegs allein unvollständig ist. Beide Effekte überlagern sich für geringe Änderungen linear und in vielen Bereichen überwiegt der Effekt durch den Ozonabbau. Die Modellexperimente zeigen eine Reihe von charakteristischen Änderungen der Temperatur- und Windfelder in der mittleren Atmosphäre, die bei der Simulation von sehr starken Änderungen von  $CO_2$  und  $O_3$  zu einer sehr starken atmosphärischen Antwort führen. Es werden aber auch für den dekadischen Trend der  $CO_2$ -Zunahme und des  $O_3$ -Abbaus deutliche Signale erzeugt, die die beobachteten

---

Trends in Messungen der letzten Jahrzehnte sowohl bei den Stratosphärentemperaturen, als auch bei Windmessungen im Mesopausenbereich bestätigen. Die wesentlichen Ergebnisse der Simulationen sind im folgenden wiedergegeben. Für die Experimente mit starken Änderungen von  $CO_2$  bzw.  $O_3$  sind dies:

- Eine starke Abkühlung der mittleren Atmosphäre mit einem Maximum von bis zu  $50\text{ K}$  in der Stratopause bei gleichzeitiger  $CO_2$ -Verdopplung und  $O_3$ -Halbierung. Die Ozonabnahme wirkt sich dabei etwa dreimal so stark aus. Bei Berücksichtigung der Breitenabhängigkeit der Ozonabnahme, mit einer 50%-igen Abnahme an den Polen und 5% im äquatorialen Bereich nimmt die durch Ozonabbau bedingte Abkühlung in den niederen Breiten entsprechend ab.
- Die Abkühlung wird in allen Modellsimulationen begleitet von einer Änderung des meridionalen Temperaturgradienten, der in der Stratosphäre bei der  $CO_2$ -Erhöhung verstärkend wirkt und bei  $O_3$ -Abnahme abschwächend. Der Effekt durch die  $O_3$ -Abnahme überwiegt jedoch im gekoppelten Modellexperiment und führt zur Abnahme der stratosphärischen/mesosphärischen Jets, in der Sommerhemisphäre um ca. 50% auf maximal  $20\text{ m/s}$ . Bei Berücksichtigung der Breitenabhängigkeit des Ozonabbaus kommt es zu einer Umkehr des meridionalen Temperaturgradienten in den hohen Breiten der Sommerhemisphäre. Der mesosphärische Ostwindjet wird zerstört und es entsteht ein Gebiet in dem Westwind vorherrscht.

Auch im Mesopausenbereich führt insbesondere der Ozonabbau zur Aufhebung des meridionalen Temperaturgradienten. Die kalte polare Sommermesopause wird im Gegensatz zu den anderen Bereichen nicht weiter abgekühlt. Die Windumkehr des Zonalwindes in diesem Bereich, die durch brechende Schwerewellen in der Region verursacht wird, wird durch die geänderten Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen in den veränderten Mesosphärenjets in der Sommerhemisphäre leicht abgeschwächt. In der Winterhemisphäre bleibt der Westwindjet noch stark genug um effektiv ostwärts wandernde Schwerewellen in der vertikalen Ausbreitung zu blockieren und die Windumkehr verstärkt sich, da durch den abgeschwächten Westwindjet der für die Umkehr des Zonalwindes nötig Impulsübertrag abnimmt.

- Die halbtägige solare Gezeitenamplitude, die beim Zonalwind im ungestörten Fall in der unteren Thermosphäre in  $100\text{ km}$  Höhe bis zu  $60\text{ m/s}$  beträgt, wird sehr stark durch die  $CO_2$ -Erhöhung und  $O_3$ -Abnahme gedämpft. Es zeigt sich, daß sowohl die Abkühlung der Atmosphäre eine dämpfende Wirkung hat, als auch die Abnahme des Ozons, dessen Erwärmung die Hauptanregungsquelle darstellt. Die  $O_3$ -Halbierung wirkt sich demzufolge deutlich stärker aus, da dadurch beide Effekte zum tragen kommen. Die Abschwächung der halbtägigen Gezeiten führt im  $1/2 \cdot O_3$ -Experiment zur Erwärmung der unteren Thermosphäre, da die dynamische Abkühlung beim Gezeitenbrechen abnimmt. Die  $CO_2$ -Zunahme wirkt sich hingegen in der unteren Thermosphäre sehr stark abkühlend aus, da die Abkühlungsrate durch Stoßdeaktivierung im NLTE-Bereich zur  $CO_2$ -Konzentration proportional ist. Diese Abkühlung überwiegt im kombinierten Modellexperiment.

Die Abkühlung der einzelnen Atmosphärenschichten in der unteren Thermosphäre zeigt sich bei der Darstellung der Ergebnisse in logarithmischen Druckkoordina-

ten, wie sie im Modell verwendet werden. In geometrischen Koordinaten wird die Abkühlung der einzelnen Atmosphärenschichten durch das Zusammensacken der Atmosphäre, das damit verbunden ist, und dem Absinken der wärmeren Thermosphäre, überdeckt.

In den Modellexperimenten mit geringer Änderung von  $CO_2$  und  $O_3$ , die zur Abschätzung des dekadischen Trends durchgeführt wurden, ergeben sich die folgenden wesentlichen Ergebnisse:

- Der Temperaturtrend in der unteren Stratosphäre verstärkt sich durch die  $O_3$ -Abnahme gegenüber dem  $CO_2$ -bedingten Temperaturtrend von  $-0.3 K/dek$  auf  $-0.7 K/dek$  und in der Stratopause von  $-0.7 K/dek$  auf  $-1.7 K/dek$  in den mittleren Breiten der Sommerhemisphäre. Damit kann das bisherige Defizit der Abkühlung in den Trenduntersuchungen mit mechanistischen Modellen gegenüber den Messungen in der aktuellen gekoppelten Modellsimulation auf die Änderungen der Strahlungsbedingungen zurückgeführt werden. Der mittlere Ostwind reduziert sich in der Region um etwa  $3 m/s/dek$ .
- Die halbtägige solare Gezeitenamplitude nimmt im dekadischen Trend im Modell nur geringfügig ab. Langzeitbeobachtungen des Windes im Mesopausenbereich deuten auf einen wesentlich stärkeren Trend hin. Diese sind jedoch in den einzelnen Fällen, wie die Modelluntersuchung, mit Unsicherheiten behaftet, so daß nur der generelle Trend gesichert ist. Zur quantitativen Bestimmung sind weitere zukünftige Untersuchungen erforderlich. Sowohl eine Weiterentwicklung der Modelle, als auch längere Zeitreihen der lokal gebundenen Messungen, und der Meßdaten mit globaler Abdeckung durch Satellitenbeobachtungen werden hier zu einer genaueren Kenntnis beitragen.

In einem einem Modellexperiment zur zonalen Variabilität wurde der Einfluß des winterlichen Polarwirbels in der nördlichen Stratosphäre auf das zonale Windfeld in der oberen Mesosphäre untersucht.

- Es hat sich gezeigt, daß die Störung durch stationäre transiente Wellen, die im Modell am Unterrand angeregt werden, und in der Stratosphäre mit den beobachteten Geopotentialstörungen übereinstimmen, die beobachteten längenabhängigen Variationen des Zonalwindes und des halbtägigen Gezeitenwindes in der oberen Mesosphäre erklären können.

Mit diesem Beispiel wird auch exemplarisch die Bedeutung der Prozesse in den unteren Atmosphärenschichten für die obere Atmosphäre hervorgehoben. Die Kopplung der verschiedenen Stockwerke durch dynamische Prozesse bedingt, daß eine vollständige Betrachtung der Atmosphäre die internen Wechselwirkungen berücksichtigt. Gerade bei der Detektion von troposphärischen oder stratosphärischen Störungen bietet die obere Mesosphäre und untere Thermosphäre wegen der hohen Signalstärke ein großes Potential, das bislang noch weitgehend unerforscht ist. Auch

---

wenn der Einfluß von "oben nach unten" deutlich schwächer ausfällt, so können doch Störungen in den oberen Atmosphärenschichten, unter geeigneten Bedingungen, zu großen Auswirkungen in den unteren führen. Dies zeigt z.B. der Abbau der Ozonschicht und der Einfluß auf die Biosphäre, oder das Zusammenbrechen des Polarwirbels bei den sogenannten "major stratwarms" durch die Ausbreitung von planetaren Wellen in der Stratosphäre.

Die Modellierung der mittleren Atmosphäre ist bislang die einzige Möglichkeit atmosphärische Prozesse und langfristige globale Änderungen z.B. durch den  $CO_2$ -Anstieg und den Ozonabbau in allen Höhen und Breiten zu studieren. Eine globale Abdeckung von Messungen in der mittleren Atmosphäre ist nur durch Beobachtungen von Satelliten möglich. Das Netz wird zwar in Zukunft weiter ausgebaut, bislang reichen die Zeitreihen jedoch erst über maximal 10 Jahre (UARS). Die Fernerkundungsverfahren sind jedoch nicht als Konkurrenz zu den Modellen zu verstehen, vielmehr werden sich beide Komponenten, ähnlich der Wettervorhersage, in zunehmendem Maße ergänzen. Die ständige Weiterentwicklung der numerischen Modelle ist also erforderlich um nicht nur prinzipielle Fragestellungen zu lösen, sondern auch genauere quantitative Aussagen zu liefern und für zukünftige Entwicklung wie der Datenassimilation gerüstet zu sein.



# Literatur

- Akmaev, R.A., and V.I. Fomichev, 1992: Adaptation of a matrix parameterization of the middle atmosphere radiative cooling for an arbitrary vertical coordinate grid. *J. Atmos. Terr. Phys.* **54**, 829-833.
- Akmaev, R.A., and V.I. Fomichev, 2000: A model estimate of cooling in the mesosphere and lower thermosphere due to the  $CO_2$  increase over the last 3-4 decades. *J. Geophys. Res. Lett.* **27**, 2113-2116.
- Andrews, D.G., J.R. Holton, and C.B. Leovy, 1987: Middle Atmosphere Dynamics. Academic Press, 489 pp.
- Baier, F., 2000: Entwicklung und Anwendung eines adjungierten Modells zur Simulation des Ozonhaushaltes der Stratosphäre während realer Episoden. Dissertation, *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, Bd. **141**, 154 pp.
- Banks, P.M., and G. Kockarts, 1973: Aeronomy, Academic Press, New York.
- Berger, U., 1994: Numerische Simulation klimatologischer Prozesse und thermischer Gezeiten in der mittleren Atmosphäre. Dissertation, *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, Bd. **91**, 191 pp.
- Berger, U., and U. von Zahn, 1999: The two-level structure of the mesopause: A model study. *J. Geophys. Res.* **104**, 22,083-22,093.
- Berger, U., and M. Dameris, 1993: Cooling of the upper atmosphere due to  $CO_2$  increases: a model study. *Ann. Geophysicae* **11**, 809-819.
- Bojkov, R.D., 1995: The changing ozone layer. Genf, WMO und UNEP.
- Bojkov, R., H. Claude, U. Köhler 2000: *Ozonbulletin des Deutschen Wetterdienstes*, Nr. 74.
- Bremer, J., R. Schminder, K.M. Greisiger, P. Hoffmann, D. Kürschner, and W. Singer, 1997: Solar cycle dependence and long-term trends in the wind field of the mesosphere and thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 497-509.
- Brühl, C., and P.J. Crutzen, 1988: Scenarios of possible changes in atmospheric temperatures and ozone concentrations due to man's activities, estimated with a one-dimensional coupled photochemical climate model. *Clim. Dyn.* **2**, 173-203.
- Butler, S.T., and K.A. Small 1963: The excitation of atmospheric oscillations. *Proc. Roy. Soc.* **A274**, 91-121.
- Cariolle, D., A. Lassere-Bigorry, and J.-F. Royer, 1990: A General Circulation Model Simulation of the Springtime Antarctic Ozone Decrease and Its Impact on Mid-Latitudes. *J. Geophys. Res.* **95**, 1883-1898.
- Chapman, S., and R.S. Lindzen, 1970: Atmospheric tides. Gordon and Breach, 200 pp.
- Dameris, M., U. Berger, G. Günther, and A. Ebel, 1991: The ozone hole: Dynamical consequences as simulated with a three-dimensional model of the middle atmosphere. *Ann. Geophysicae* **9**, 661-668.

- Dickinson, R.E., E.C. Ridley, and R.G. Roble, 1975: Meridional circulation in the thermosphere I. Equinox conditions. *J. Atmos. Sci.* **32**, 1737-1754.
- Dunkerton, T.J., D.P. Delisi, and M.P. Baldwin 1998: Middle atmosphere cooling trend in historical rocketsonde data. *Geophys. Res. Lett.* **25**, 3371-3374.
- Ebel, A., M. Dameris, and H.J. Jakobs 1988: Modelling of the dynamical response of the middle atmosphere to weak external forcing: Influence of stationary and transient waves. *Ann. Geophysicae*, **6**, 501-512.
- Engel, A., U. Schmidt, 1999: Ozonbulletin des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 70.
- Fels, S.B., J.D. Mahlman, M.D. Schwarzkopf, and R.W. Sinclair, 1980: Stratospheric Sensitivity to Perturbations in Ozone and Carbon Dioxide: Radiative and Dynamical Response. *J. Atmos. Sci.* **37**, 2265-2297.
- Fels, S.B., and M.D. Schwarzkopf, 1981: An efficient, accurate algorithm for calculating  $CO_2$   $15\mu m$ -band cooling rates. *J. Geophys. Res.* **86**, 1205-1232.
- Fleming, E.L., S. Chandra, J.J. Barnett, and M. Corney, 1990: Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude. *Adv. Space Res.* **10**, (12)11-(12)59.
- Fomichev, V.I., and G.M. Shved, 1985: Parameterization of the radiative flux divergence in the  $9.6\ \mu m$   $O_3$  band. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**, 1037-1049.
- Fomichev, V.I., and G.M. Shved, 1988: Net radiative heating in the middle atmosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **50**, 671-688.
- Fomichev, V.I., J.-P. Blanchet, and D.S. Turner, 1998: Matrix parameterization of the  $15\ \mu m$   $CO_2$  band cooling in the middle and upper atmosphere for variable  $CO_2$  concentration. *J. Geophys. Res.* **103**, 11,505-11,528.
- Forbes, J.M., 1982: Atmospheric Tides 2. The Solar and Lunar Semidiurnal Components. *J. Geophys. Res.*, **87**, 5241-5252.
- Forbes, J.M., and H.B. Garrett, 1978: Thermal excitation of atmospheric tides due to insolation absorption by  $O_3$  and  $H_2O$ . *Geophys. Res. Lett.* **5**, 1013-1016.
- Forbes, J.M., and B.V. Groves, 1987: Diurnal propagating tides in the low-latitude middle atmosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **49**, 153-164.
- Fortuin, J.P.F., and U. Langematz, 1994: An update on the global ozone climatology and on concurrent ozone and temperature trends. SPIE, *Atmospheric Sensing and Modeling*, **2311**, 207-216.
- Goody, R.M., 1964: Atmospheric radiation, Part 1, Oxford University Press.
- Grollmann, T., 1992: Wechselwirkung freier Moden, Gezeiten und Schwerewellen in der Mittleren Atmosphäre. Dissertation, *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, Bd. **84**, 141 pp.
- Günther, G., 1995: Die numerische Simulation von Transportprozessen in der mittleren Atmosphäre. Dissertation, *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, Bd. **104**, 114 pp.
- Hedin, A.E., 1991: Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere. *J. Geophys. Res.* **96**, 1159-1172.
- Hedin, A.E., E.L. Fleming, A.H. Manson, F.J. Schmidlin, S.K. Avery, R.R. Clark, S.J. Franke, G.J. Fraser, T. Tsuda, F. Vial, and R.A. Vincent, 1996: Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **13**, 1421-1447.

- Holton, J. 1975: The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere. *Meteor. Monogr.* **37**, Amer. Met. Soc., 216 pp.
- Holton, J.R., and X. Zhu, 1984: Further study of gravity wave induced drag and diffusion in the mesosphere. *J. Atmos. Sci.* **41**, 2653-2662.
- Hough, S.S., 1898: The application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides, Part II. On the general integration of Laplace's dynamical equations. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **A191**, 139-185.
- IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) 1994: Radiative Forcing of Climate Change. Genf, WMO und UNEP.
- IPCC, 1995: Second Assessment Report: Climate Change. Genf, 64 pp.
- Jacobi, Ch., 2000: Midlatitude Mesopause Region Dynamics and its Coupling with Lower and Middle Atmospheric Processes, *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, Bd. **20**, 132 pp.
- Jacobi, Ch., Yu.I. Portnyagin, T.V. Solovjova, P. Hoffmann, W. Singer, A.N. Fahrutdinova, R.A. Ishmuratov, A.G. Beard, N.J. Mitchell, H.G. Muller, R. Schminder, D. Kürschner, A.H. Manson, and C.E. Meek, 1999: Climatology of the semidiurnal tide at 52 – 56°N from ground-based radar wind measurements 1985-1995. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **61**, 975-991.
- Jakobs, H.J., 1986: Untersuchungen von Schwerwelleneffekten mit Hilfe eines 3-d Zirkulationsmodells der mittleren Atmosphäre. Dissertation, *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, Bd. **20**, 123 pp.
- Kato, S., 1966: Diurnal and semi-diurnal atmospheric tidal oscillation, eigenvalues and hough functions. *Report of ionosphere and space research in Japan. - Tokyo*, **20**, 448-463.
- Kato, S., 1980: Dynamics of the upper atmosphere. Center for Academic Publications Japan, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 233 pp.
- Keckhut, P., F.J. Schmidlin, A. Hauchecorne, and M.L. Chanin, 1999: Stratospheric and mesospheric cooling trend estimates from U.S. rocketsondes at low latitude stations (8°S-34°N), taking into account instrumental changes and natural variability. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **61**, 447-459.
- Kelvin, Lord (Thomson, W.), 1882: On the thermodynamic acceleration of the earth's rotation. *Proc. Roy. Soc. Edinb.* **11** 396-405.
- Kiehl, J.T., B.A. Boville, and B.P. Briegleb, 1988: Response of a general circulation model to a prescribed Antarctic ozone hole, *Nature* **332**, 501-504.
- Kockarts, G., 1980: Nitric oxide cooling in the terrestrial thermosphere, *Geophys. Res. Lett.* **7**, 137-140.
- Kokin, G.A., and E.V. Lysenko, 1994: On temperature trends of the atmosphere from rocket and radiosonde data. *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 1035-1040.
- Kuhn, W.R., and J. London, 1969: Infrared radiative cooling in the middle atmosphere (30-110 km). *J. Atmos. Sci.* **29**, 189-204.
- Kutepov, A.A., and V.I. Fomichev, 1993: Application of the second-order escape probability approximation to the solution of the NLTE vibration-rotation band radiative transfer problem. *J. Atmos. Terr. Phys.* **55**, 1-6.
- Labitzke, K. 1977: Interannual variability of the winter stratospheric circulation in the northern hemisphere. *J. Geophys. Res.*, **100**, 14.077-14.087.

- Labitzke, K. 1999: Die Stratosphäre, Phänomene, Geschichte, Relevanz. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 177pp.
- Labitzke, K., and H. van Loon, 1994: Trends of Temperature and Geopotential Height Between 100 and 10 hPa on the Northern Hemisphere. *J. Meteorol. Soc. Jpn.* **72**, 643-652.
- Lange, M., R. Schminder, Ch. Jacobi, F. Baier, and G. Günther, 1999: Simulation of middle atmosphere winds and comparison with mesopause region wind measurements. *Adv. Space Res.* **24**, 1527-1530.
- Lange, M., Ch. Jacobi, V.I. Fomichev, and V.P. Ogibalov, 2000a: Einfluß des  $CO_2$ -Anstiegs auf die Zirkulation der Mittleren Atmosphäre und unteren Thermosphäre (15-120 km). *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, 95-112.
- Lange, M., Ch. Jacobi, V. Ogibalov, and V.I. Formichev, 2000b: Model simulations on  $CO_2$  increase in the middle atmosphere and comparisons with midlatitude mesopause wind measurements. EGS XXV Generalversammlung, 25.-30.4.2000, Nizza, *Geophys. Res. Abstracts 2(2)*.
- Laplace, P.S. (Marquis De La Place), 1799: *Mecanique celeste*, Paris (a), **2**, Livre 4, 294-298.
- Laplace, P.S. (Marquis De La Place), 1825: *Mecanique celeste*, Paris (a), **5**, Livre 13, 145-167, 237-243.
- Lindzen, R.S., 1968: The application of classical atmospheric tidal theory. *Proc. Roy. Soc. A* **303**, 299-316.
- Lindzen, R. S., 1981: Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.* **86**, 9707-9714.
- Lindzen, R.S., 1990: *Dynamics in atmospheric physics*. Cambridge University Press, 130 pp.
- Liou, K.N., 1980: *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Academic Press, vol. **26**, New York, 392 pp.
- Liou, K.N., and T. Sasamori, 1975: On the Transfer of Solar Radiation in Aerosol Atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2166-1277.
- Longuet Higgins, M.S., 1968: The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **A262**, 511-607.
- Lübken, F.J., 2000a: First in situ temperature measurements at the Antarctic summer mesopause. *Geophys. Res. Lett.* **26**, 3581-3584.
- Lübken, F.J., 2000b: Nearly zero temperature trend in the polar summer mesosphere. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 3603-3606.
- Lysenko, E.V., S. Perov, A.I. Semenov, N.N. Shjefov, V.A. Sukhodoev, G.V. Givishvili, and L.N. Leshchenko, 1999: Long-term trends of the yearly mean temperature at heights from 25 to 100 km. *Atmos. Oceanic. Phys.* **35**, 435-443.
- Manson, A., Ch. Meek, M. Hagan, Ch. Hall, W. Hocking, J. MacDougall, S. Franke, D. Riggin, D. Fritts, R. Vincent, and M. Burrage, 1999: Seasonal variations of the semi-diurnal and diurnal tides in the MLT: multi-year MF radar observations from 2 to 70°N, and the GSWM tidal model. *J. Atmos. Terr. Phys.* **61**, 809-828.

- Memmesheimer, M., V. Gärtner, G.E. Thomas, and Ch.P. McKay, 1985: The role of horizontally-averaged nonlinear heat transport in zonally-averaged models of the middle atmosphere. *Ann. Geophys.* **3**, 187-194.
- Miyahara, S., and D.H. Wu, 1989: Effects of solar tides on the zonal mean circulation in the lower thermosphere: solstice condition. *J. Atmos. Terr. Phys.* **51**, 635-647.
- Ogibalov, V.P.: Development of the parameterization of radiative flux divergencies in the shortwave IR bands of  $CO_2$  for use in the COMMA General Circulation Model. Bericht an den DAAD, 1999.
- Offermann, D., V. Friedrich, P. Ross, and U. von Zahn, 1981: Neutral gas composition measurements between 80 and 120 km. *Planet. Space Sci.*, **29**, 747-764.
- Pawson, S., K. Labitzke, and S. Leder, 1998: Stepwise changes in stratospheric temperature. *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2157-2160.
- Rees, D., and A. Ebel, 1988: CIRA 1986, Part I: Thermospheric Model. *Adv. Space Res.* **8**, 5-6, 1988.
- Rind, D., R. Suozzo, N.K. Balachandran, and M.J. Prather, 1990: Climate Change and the Middle Atmosphere. Part I: The Doubled  $CO_2$  Climate. *J. Atmos. Sci.* **47**, 475-494, 1990.
- Rinsland, C.P., M.R. Gunson, R. Zander, and M. Lopez-Puertas, 1992: Middle and upper atmosphere pressure-temperature profiles and the abundances of  $CO_2$  and  $CO$  in the upper atmosphere from ATMOS/Spacelab 3 observations. *J. Geophys. Res.*, **97** 20,479-20,495.
- Rose, K., 1983: On the influence of nonlinear wave-wave interaction in a 3-d primitive equation model for sudden stratospheric warmings. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **56**, 14-41.
- Ross, M.N., and R.L. Walterscheid, 1991: Changes in the solar forced tides caused by stratospheric ozone depletion, *Geophys. Res. Lett.* **18**, 420-423.
- Schoeberl M.R., D.F. Strobel, and J.P. Apruzese 1983: A numerical model of gravity wave breaking and stress in the mesosphere. *J. Geophys. Res.* **88**, 5249-5259.
- Shepherd, G. 1996: Planetary scale mesopause observing system. Project Description, 1996, 13 pp.
- Shved, G.M., A.A. Kutepov, and V.P. Ogibalov, 1998: Nonlocal thermodynamic equilibrium in  $CO_2$  in the middle atmosphere, I, Input data and populations of the  $\nu_3$  mode manifold states. *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* **60**, 289-314.
- Schwarzkopf, M.D., and S.B. Fels, 1985: Improvements to the algorithm for computing  $CO_2$  transmissivities and cooling rates. *J. Geophys. Res.* **90**, 10541-10550.
- Siebert, M., 1961: Atmospheric tides. *Advances in Geophysics*, **7**, Academic Press, New York, 105-182.
- Stening, R.J., and Ch. Jacobi, 2000: Lunar tidal winds in the upper atmosphere over Collm. *Ann. Geophysicae*, accepted.
- Steinbrecht, W. und H. Claude 1999: *Ozonbulletin des Deutschen Wetterdienstes*, Nr. 69.
- Strobel, D.F., 1978: Parametrization of the atmospheric heating rate from 15 - 120 km due to  $O_2$  and  $O_3$  absorption of solar radiation. *J. Geophys. Res.* **83**, 6225-6230.
- Taubenheim, J., and G. von Cossart, 1998: Die ionosphärische D-Schicht als Tracer langfristiger Temperaturänderungen der Mesosphäre. *Kleinheubacher Berichte* **41**, 180-185.

- Trinks, H., and K.H. Fricke, 1978: Carbon dioxide concentrations in the lower thermosphere. *J. Geophys. Res.*, **83**, 3883-3886, 1978.
- Walterscheid, R.L., 1981: Inertio-gravity wave induced accelerations of mean flow having an imposed periodic component: Implications for tidal observations in the meteor region, *J. Geophys. Res.* **86**, 9698-9706.
- Wilkes, M.V., 1949: Oscillations of the earth's atmosphere. *Cambridge University Press*.
- WMO (World Meteorological Organisation), 1992: Scientific assessment of ozone depletion. WMO Global Ozone Research and Monitoring Project, Report No. 25.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Klimatologische Mittel von Temperatur (a) und Zonalwind (b) nach der Standardatmosphäre CIRA 1986 im Juni (Fleming et al., 1990).</i> . . . . .	4
1.2	<i>CO<sub>2</sub>-Konzentration in den letzten 1000 Jahren abgeleitet aus Analysen von Eisbohrkernen und den Messungen von Mauna Loa, Hawaii. Aus IPCC, 1994.</i>	6
1.3	<i>Trend des Ozons am Hohenpeißenberg seit 1967 (aus Steinbrecht u. Claude 1999).</i> . . . . .	8
1.4	<i>Prozentuale Ozonverluste über der nördlichen Hemisphäre Anfang März 2000 im Vergleich mit Mittelwerten von vor 1976 (aus Bojkov et al. 2000).</i>	9
1.5	<i>Profile der Langzeitmittel der halbtägigen Gezeitenamplitude (links) und Phase (rechts) für Januar an den verschiedenen Meßstationen in Tab. 1.1 zwischen 52°N und 56°N (nach Jacobi et al., 1999).</i> . . . . .	11
2.1	<i>Ozonprofil in ppmV im COMMA-Modell für Juni abgeleitet aus einer erweiterten Version der Berliner Ozonklimatologie nach Fortuin und Langematz (1994).</i> . . . . .	17
2.2	<i>Gesamterwärmungsraten im COMMA-Modell (oben links) und Anteile von H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> und O<sub>2</sub> in K/Tag sowie Globalmittel mit den einzelnen Anteilen (oben rechts) in logarithmischer Darstellung am 21. Juni.</i> . . . . .	18
2.3	<i>Vertikalprofile der CO<sub>2</sub>-Volumenmischungsverhältnisse von 360, 390, 420, 540 und 720 ppmV im konstanten Bereich. Rechts ist die dimensionslose Vertikalkoordinate <math>x = -\ln(p/1000\text{mb})</math> angegeben, links die logarithmische Druckhöhe <math>z = H \cdot x</math> mit der Skalenhöhe <math>H = 7\text{ km}</math>.</i> . . . . .	21
2.4	<i>Beiträge verschiedener Übergänge zur Strahlungsabkühlung von CO<sub>2</sub> im 15µm-Band nach Fomichev et al. (1998).</i> . . . . .	23
2.5	<i>CO<sub>2</sub>-Abkühlungsraten für Volumenmischungsverhältnisse von 360, 390, 420, 540 und 720 ppmV, sowie Differenzen der CO<sub>2</sub>-erhöhten Modellläufe und dem Referenzlauf bis 110 km Höhe (kleines Bild) am 40. Modelltag.</i> . . . . .	25
2.6	<i>Gesamt IR-Abkühlungsraten im COMMA-Modell (oben links), Anteile von H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> und NO (Mitte, unten) für den Modelltag 40 bei Juni-bedingungen in K/Tag und Globalmittel mit den Anteilen der einzelnen Konstituenten (oben rechts). Die Globalmittel in logarithmischer Darstellung wurden vor der Logarithmierung wegen des negativen Vorzeichens mit -1 multipliziert, woraus die Lücke im oberen Mesopausenbereich folgt. Der Netto-IR-Strahlungsfluß hat dort ein positives Vorzeichen.</i> . . . . .	27
2.7	<i>Zonalmittel der zonalen Gesamtbeschleunigungsraten in m/s/Tag (oben links) und einzelne Anteile im Referenzlauf am 21. Juni, Modelltag 40.</i> . . . . .	32

2.8	<i>Normierte symmetrische Hough Moden (<math>\int_0^\pi  \Theta_n^s ^2 \sin(\theta)d\theta = 1</math>) der ganztägigen Gezeiten (<math>s=1</math>) mit positiver sowie negativer äquivalenter Tiefe <math>h_n</math>. Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.</i>	41
2.9	<i>Normierte symmetrische Hough Moden (<math>\int_0^\pi  \Theta_n^1 ^2 \sin(\theta)d\theta = 1</math>) der ganztägigen Gezeiten (<math>s=1</math>) mit positiver sowie negativer äquivalenter Tiefe <math>h_n</math>. Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.</i>	42
2.10	<i>Normierte antisymmetrische Hough Moden (<math>\int_0^\pi  \Theta_n^s ^2 \sin(\theta)d\theta = 1</math>) der ganztägigen Gezeiten (<math>s=1</math>). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.</i>	43
2.11	<i>Normierte antisymmetrische Hough Moden (<math>\int_0^\pi  \Theta_n^s ^2 \sin(\theta)d\theta = 1</math>) der ganztägigen Gezeiten (<math>s=1</math>). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.</i>	44
2.12	<i>Normierte Hough Moden (<math>\int_0^\pi  \Theta_n^s ^2 \sin(\theta)d\theta = 1</math>) der halbtägigen Gezeiten (<math>s=2</math>). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.</i>	45
2.13	<i>Normierte Hough Moden (<math>\int_0^\pi  \Theta_n^s ^2 \sin(\theta)d\theta = 1</math>) der halbtägigen Gezeiten (<math>s=2</math>). Die durchgezogene Linie gibt die Modellwerte an den 36 Breiten an.</i>	46
2.14	<i>Ganztägige und halbtägige Anteile der Erwärmungsraten im COMMA-Modell und Rekonstruktion der Felder aus den 3 stärksten Hough-Moden, sowie aus allen entwickelten Moden für den 21. März in K/Tag. Gezeigt ist auch die Differenz zwischen der bestmöglichen Approximation und den ursprünglichen Modellfeldern.</i>	48
2.15	<i>wie Abb. 2.14 aber für die halb- und ganztägigen Gezeitenanteile der Temperatur.</i>	49
2.16	<i>wie Abb. 2.14 aber für den 21. Juni.</i>	50
2.17	<i>wie Abb. 2.15 aber für den 21. Juni.</i>	51
2.18	<i>Stärkste Houghkoeffizienten der ganz- und halbtägigen Anteile der Erwärmungsraten am 21. März im COMMA-Modell dargestellt durch den dekadischen Logarithmus des Amplitudenbetrages der Moden in K/Tag.</i>	53
2.19	<i>Stärkste Houghkoeffizienten der ganz- und halbtägigen Gezeiten der Temperatur am 21. März im COMMA-Modell dargestellt durch den dekadischen Logarithmus des Amplitudenbetrages der Moden in K.</i>	54
2.20	<i>wie Abb. 2.18, aber für den 21. Juni.</i>	55
2.21	<i>wie Abb. 2.19, aber für den 21. Juni.</i>	56
3.1	<i>Zonalmittel von Temperatur (a) und Zonalwind (b) im Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni, Modelltag 40.</i>	59
3.2	<i>Nettoerwärmungsraten <math>\partial\bar{T}/\partial t _{diab.}</math> in K/Tag im Kontrolllauf am Modelltag 40 für den 21. Juni.</i>	61
3.3	<i>Diabatische Vertikalgeschwindigkeit <math>\bar{w} - \bar{w}_{global}</math> in [mm/sek] für COMMA-Modelltemperaturen im Kontrolllauf (a) sowie dynamische Vertikalbewegung im Kontrolllauf (b) am Modelltag 40 für den 21. Juni.</i>	62



3.4	<i>Eliassen-Palm-Fluß als Vektordiagramm und Zonalbeschleunigung in m/s/Tag als Konturplot. Gesamter welleninduzierten Anteil (a) sowie Beiträge von gantztägigen Gezeiten (b), halbtägigen Gezeiten (c) und höherfrequenten Anteilen (d) am 21. Juni nach 40 Modelltagen. Die Vertikalkomponente <math>F_z</math> ist um den Faktor 100 gestreckt. . . . .</i>	64
4.1	<i>Zonal gemittelte Felder von Temperatur [K] und Zonalwind [m/s] im <math>2 \cdot CO_2</math>-Modellauf und Änderung gegenüber dem Kontrolllauf am 40. Modelltag für den 21. Juni. . . . .</i>	66
4.2	<i>Amplitude der ganz- und halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes in m/s im Referenzlauf und Differenzen des <math>2 \cdot CO_2</math>-Modellaufs gegenüber dem Referenzlauf. Modelltag 40 am 21. Juni. . . . .</i>	67
4.3	<i>Amplitude der ganz- und halbtägigen Gezeiten der Temperatur in K im Referenzlauf und Differenzen des <math>2 \cdot CO_2</math>-Modellaufs gegenüber dem Referenzlauf. Modelltag 40 am 21. Juni. . . . .</i>	68
4.4	<i>Hough-Moden-Analyse der halbtägigen Gezeiten der Temperatur im <math>2 \cdot CO_2</math>-Lauf (a) und Differenz zum Referenzlauf für Modelltag 40 am 21. Juni (b). Die starke Dominanz des <math>\theta_2^2</math>-Modes ist deutlich sichtbar. . . . .</i>	69
4.5	<i>Dekadischer Temperaturtrend im COMMA-Modell für verschiedene Breiten und im Globalmittel bei <math>CO_2</math>-Zunahme um 10 ppmV/dek, abgeleitet aus dem Modellauf mit 10% Zunahme für Modelltag 40 am 21. Juni. . . . .</i>	70
5.1	<i>Zonalmittel der Temperatur in K im <math>1/2 \cdot O_3</math>-Modellauf sowie Differenz des <math>1/2 \cdot O_3</math>-Laufs gegenüber dem Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni</i>	73
5.2	<i>Turbulenter vertikaler Fluß fühlbarer Wärme <math>\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w' T')</math> + <math>\frac{\kappa}{H} \overline{w' T'}</math> in K/Tag im Kontrolllauf (a), <math>1/2 \cdot O_3</math>-Lauf (b) und die halbtägigen Anteile im Kontrolllauf (c) und <math>1/2 \cdot O_3</math>-Lauf (d) am 21. Juni. . . . .</i>	74
5.3	<i>Differenz der Erwärmungsraten durch brechende Schwerewellen zwischen <math>1/2 \cdot O_3</math>-Modellauf und dem Kontrolllauf bei Sommerbedingungen in K/Tag.</i>	75
5.4	<i>Zonalmittel der Zonalgeschwindigkeit in m/s im <math>1/2 \cdot O_3</math>-Modellauf und Differenz zwischen <math>1/2 \cdot O_3</math>-Lauf und Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni. . . . .</i>	76
5.5	<i>Beschleunigung des Grundstroms durch brechende Schwerewellen in der oberen Mesosphäre / unteren Thermosphäre im <math>1/2 \cdot O_3</math>-Lauf in m/s/Tag und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf. . . . .</i>	77
5.6	<i>Halbtägige Gezeitenamplitude des Zonalwindes in m/s im <math>1/2 \cdot O_3</math>-Modellauf und Differenz des <math>1/2 \cdot O_3</math>-Laufs gegenüber dem Kontrolllauf im COMMA-Modell am 21. Juni. . . . .</i>	78
5.7	<i>Wichtefunktion für die Ozonabnahme und beobachtete Abnahme zwischen den Perioden 1964-1980 und 1984-1993 im Juni (nach Bojkov, 1995). . . .</i>	79
5.8	<i>Zonalmittel der Temperatur [K] bei breitenabhängiger Ozonabnahme um 50% an den Polen und 5% in den Tropen und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni. . . . .</i>	80

5.9	<i>Zonalmittel der Zonalgeschwindigkeit [m/s] bei breitenabhängiger Ozonabnahme um 50% an den Polen und 5% in den Tropen und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni. . . . .</i>	81
5.10	<i>Halbtägige Gezeitenamplitude der Zonalgeschwindigkeit [m/s] im Modellauf mit breitenabhängiger Ozonabnahme um 50% an den Polen und 5% in den Tropen und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni. . . . .</i>	82
5.11	<i>Vergleich der Vertikalprofile der Zonalmittel von Zonalwind, Meridionalwind, Temperatur und halbtägiger Gezeitenamplitude des Zonalwindes in 52.5°N im Kontrolllauf, bei gleichmäßiger Ozonreduktion um 50% und bei breitenabhängiger Ozonreduktion um 50% an den Polen und 5% in den Tropen am 21. Juni. . . . .</i>	84
6.1	<i>Zonalmittel von Temperatur (a) in K und Zonalwind (c) in m/s für den kombinierten Modellauf mit CO<sub>2</sub>-Verdopplung und O<sub>3</sub>-Halbierung sowie Differenzen gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni. . . . .</i>	86
6.2	<i>Amplitude der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes in m/s im 2 · CO<sub>2</sub> + 1/2 · O<sub>3</sub> Modellexperiment und Differenz gegenüber dem Kontrolllauf am 21. Juni. . . . .</i>	87
6.3	<i>Vertikalprofil der Amplitude des Θ<sub>2</sub><sup>2</sup>-Modes der solaren Anregungsfunktion im Bereich der O<sub>3</sub>-Anregung für den Kontrolllauf (identisch zum 2 · CO<sub>2</sub>-Lauf) und für das 1/2 · O<sub>3</sub>-Modellexperiment (links), global gemittelte Temperaturen im Kontrollexperiment, 2 · CO<sub>2</sub>- und 1/2 · O<sub>3</sub>-Modellexperiment (Mitte) und Vertikalstruktur der Amplitude des θ<sub>2</sub><sup>2</sup>-Modes der halbtägigen Gezeiten des Zonalwindes berechnet nach der klassischen Gezeitentheorie in m/s (rechts). . . . .</i>	88
6.4	<i>Dekadischer Trend von Temperatur, Zonal- und Meridionalwind sowie der halbtägigen Gezeitenamplitude des Zonalwindes abgeleitet aus einem Modellauf mit 10% CO<sub>2</sub>-Zunahme und maximal 10% O<sub>3</sub>-Abnahme an den Polen (siehe Text). Die Skalenhöhe H beträgt 7 km, der Referenzdruck p<sub>0</sub> 1000 mb. . . . .</i>	90
6.5	<i>Dekadischer Temperaturtrend im gleichen Modellexperiment wie Abb. 6.4, aber dargestellt mit geometrischer Höhenkoordinate (a) und Absinken der Druckniveaus <math>z = -H \cdot \ln(p/p_0)</math> für den Zeitraum von dreißig Jahren (b). . . . .</i>	93
6.6	<i>Modelltrend von zonal gemitteltem Zonal- und Meridionalwind sowie der halbtägigen Gezeitenamplitude und -phase des Zonalwindes in 52.5°N im Höhenbereich 88-102 km für einen gleichmäßigen CO<sub>2</sub>-Anstieg und gleichmäßige O<sub>3</sub>-Abnahme um 5, 10, 20 und 50% bei Sommerbedingungen am Modelltag 40. . . . .</i>	94
6.7	<i>Langzeittrend von Zonalwind und Meridionalwind sowie Amplitude und Phase des halbtägigen Gezeitenwindes im Mesopausenbereich (~ 95 km) für Sommer in Collm (52°N, 15°E). Nach Jacobi, 2000, erweitert. . . . .</i>	96
7.1	<i>Amplitude und Phase der stationären Welle 1 und Welle 2 bestimmt aus 30 hPa Druckflächenhöhen von Berliner Analysen für das Januarmittel im Zeitraum 1979-1999 und stationäre Wellenanteile im Modellauf. . . . .</i>	100

- 7.2 *Geopotential der stationären Welle 1 und Welle 2 als Konturplot in gpm vor dem mittleren Zonalwind bei Januarbedingungen. Die Windgeschwindigkeiten sind schattiert dargestellt mit der gestrichelten Nullwindlinie. Das Konturintervall für den Zonalwind ist im Mittelbalken in m/s angegeben.* . 102
- 7.3 *Längenabhängigkeit des mittleren Zonalwindes, sowie der Amplitude (b) und Phase (c) des halbtägigen Gezeitenwindes in 52.5°N im Kontrolllauf (dicke durchgezogene Linie) und mit Anregung der stationären Welle (gestrichelt). Die Phase ist in der Lokalzeit des Maximums angegeben.* . . . . 103
- 7.4 *Phase und Amplitude der halbtägigen Gezeiten in 92.5 km an den verschiedenen Meßstationen, sowie die Modellergebnisse für  $z = 89$  km und 95 km und dem Mittelwert in 52.5°N bei stationärer Wellenanregung. Die Abkürzungen geben die verschiedenen Meßstationen an. S: Saskatoon (52°N, 107°W), Sh: Sheffield (53°N, 4°W), J: Juliusruh (55°N, 13°E), C: Collm (52°N, 15°E), O: Obninsk (55°N, 37°E), K: Kazan (56°N, 49°E).* . . . . 104

## Dank

Mein Dank gilt in erster Linie meinem Betreuer Prof. Christoph Jacobi, der mir die Möglichkeit gab diese Arbeit am Institut für Meteorologie in Leipzig durchzuführen und mir jederzeit bei wissenschaftlichen Problemen mit seiner Diskussionsbereitschaft zur Verfügung stand und dadurch zum Gelingen dieser Arbeit beitrug.

Weiterhin möchte ich mich bei Prof. G. Tetzlaff bedanken, der mich insbesondere in der Phase der Projektverlängerung betreute und durch seine Vermittlung bei der Überbrückung der zwischenzeitlichen Finanzierungsprobleme unterstützte. Hier möchte ich auch Frau Dr. habil. Nicole Mölders danken, die mich während des Bewilligungszeitraums der Projektverlängerung für einen Monat im Rahmen des Troposphärenforschungsprogramms TFS beschäftigte.

Für die Bereitstellung des COMMA-Modells möchte ich besonders Prof. A. Ebel und dessen Arbeitsgruppe an der Universität Köln danken. Namentlich gilt mein Dank insbesondere Frank Baier, Uwe Berger und Gebhard Günther, die mich bei der Einarbeitung in das Modell praktisch unterstützten.

Herrn Dr. V.P. Ogibalov von der Universität St. Petersburg danke ich für dessen Arbeit bei der Programmierung der  $CO_2$ -Parametrisierung nach Fomichev et al. (1998) und für die Zusammenarbeit bei der Implementierung der Parametrisierung in das COMMA-Modell. Dank gilt auch Frau Dr. U. Langematz aus der Arbeitsgruppe von Prof. Labitzke in Berlin für die Bereitstellung der Ozonklimatologie.

Bei meinem mehrjährigen Arbeitskollegen Martin Klingspohn möchte ich mich für die kritischen, aber kreativen Beiträge und Anregungen in unseren zahlreichen Diskussionen bedanken, die das eigene Verständnis bei den mathematischen Methoden, insbesondere bei der Hough-Moden Analyse der solaren Gezeiten und statistischen Analysen festigte. Dem technischen Mitarbeiter Wolfgang Feck-Yao möchte ich für die aufwendige Umwandlung der ursprünglich farbigen Darstellung von Abb. 1.4 in eine für die Arbeit geeignete Schwarz-Weiß-Darstellung bedanken.

Weiterhin möchte ich den Mitarbeitern des Instituts für die angenehme Arbeitsatmosphäre danken, die für eine erfolgreiche Arbeit unerlässlich ist. Besonderer Dank gilt den Kollegen Klaus Arnold, Wolfram Rühaak, Kai Radtke, Harald Heinrich und Claudia Stolle, die auch neben der Arbeit zu angenehmen Abwechslungen beitrugen.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig durchgeführten DFG-Forschungsprojekts "Numerische Simulation dynamischer Prozesse in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre" (Förderkennzeichen: SCHM 981/3-1 und JA 836/3-2) durchgeführt.