

Diplomarbeit

Test der Dynamik zweier globaler  
Wettervorhersagemodelle des Deutschen  
Wetterdienstes: Der Held-Suarez Test

vorgelegt von  
Christiane Jablonowski

Bonn, September 1998

METEOROLOGISCHES INSTITUT DER  
RHEINISCHEN FRIEDRICH–WILHELMS–UNIVERSITÄT BONN



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
1.1	Tests von globalen Zirkulationsmodellen . . . . .	3
1.1.1	Test von zweidimensionalen Modellen: Flachwassermodelle . . . . .	4
1.1.2	Test von dreidimensionalen Modellen . . . . .	7
1.2	Aufbau und Ziele der Diplomarbeit . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Der Held-Suarez Test</b>	<b>11</b>
2.1	Der Held-Suarez Antrieb . . . . .	11
2.2	Ablauf des Held-Suarez Tests . . . . .	13
2.3	Aspekte der Implementierung . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Die globalen Modelle des DWD: GME und GM</b>	<b>23</b>
3.1	Das Modell GME . . . . .	23
3.2	Das Modell GM . . . . .	28
3.3	Tabellarischer Vergleich der Modelle GME und GM . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Statistische Methoden</b>	<b>31</b>
4.1	Klimastatistik: mittlere Felder und Eddy-Größen . . . . .	34
4.2	Schätzung von Parametern einer Verteilung . . . . .	36
4.3	Konfidenzintervalle . . . . .	37
4.4	Hypothesentests . . . . .	38
4.4.1	Student-t Test . . . . .	39
4.4.2	Fisher-F Test . . . . .	40
4.5	Rekurrenzanalyse . . . . .	40
4.6	Multivariate Statistik: Empirische Orthogonalfunktionen . . . . .	43

<b>5</b>	<b>Konvergenzanalyse: Das Modell GME</b>	<b>45</b>
5.1	Das zonal und zeitlich gemittelte Klima des GMEs . . . . .	47
5.1.1	Mittlere Felder . . . . .	47
5.1.2	Eddy-Statistik . . . . .	56
5.2	Globale Diagnostik . . . . .	62
5.3	Sensitivitätsstudien . . . . .	66
5.3.1	Einfluß des Diffusionskoeffizienten auf das Modellklima . . . . .	66
5.3.2	Erhöhte Auflösung in der Vertikalen: 31 Schichten . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Vergleich der dynamischen Kerne: GME und GM</b>	<b>73</b>
6.1	Das zonal und zeitlich gemittelte Klima des GMEs und GMs . . . . .	74
6.1.1	Mittlere Felder . . . . .	75
6.1.2	Eddy-Statistik . . . . .	80
6.2	Globale Diagnostik und Frequenzanalysen . . . . .	86
6.3	Wellenzahlanalysen . . . . .	93
6.4	Eliassen-Palm-Fluß Diagnostik . . . . .	95
6.5	Variabilität des Bodendrucks: Empirische Orthogonalfunktionen . . . . .	100
6.6	Entwicklung der globalen Zirkulation: Modelltag 70 . . . . .	104
6.7	Modellvergleich zum EZMW Modell IFS . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Alternative Tests von dynamischen Kernen</b>	<b>109</b>
7.1	Der Held-Suarez-Williamson Test . . . . .	110
7.2	Der Boer-Denis Test . . . . .	112
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>115</b>
	<b>Literatur</b>	<b>119</b>
<b>A</b>	<b>Symbole und Abkürzungen</b>	<b>129</b>
<b>B</b>	<b>Gauß-Gitter</b>	<b>135</b>
<b>C</b>	<b>Das vertikale Gitter</b>	<b>137</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Vernetzung und Interaktion von Prozessen in atmosphärischen Zirkulationsmodellen . . . . .	2
1.2	Grundstrukturen von alternativen Gittern . . . . .	6
2.1	Held-Suarez Antrieb: Strahlungsgleichgewichtstemperatur und potentielle Temperatur . . . . .	12
2.2	Ablauf des Held-Suarez Tests: Zeitleiste . . . . .	14
3.1	Ikosaedergitter des globalen Modells GME . . . . .	24
3.2	Bedeutung des Hexagons im Ikosaedergitter . . . . .	25
3.3	Gitter des globalen Modells GM . . . . .	28
4.1	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zweier Grundgesamtheiten . . . . .	41
5.1	Zonal und zeitlich gemittelter zonaler Wind für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	48
5.2	Varianz des zonalen Windes für GME (ni=48) und GME (ni=64) . . . . .	49
5.3	Zonal und zeitlich gemittelte Temperatur für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	50
5.4	Temperaturdifferenz zwischen zwei Auflösungen des GMEs . . . . .	51
5.5	Temperaturverläufe in unterschiedlichen Höhen . . . . .	52
5.6	Temperaturdifferenz zur Held-Suarez Strahlungsgleichgewichtstemperatur für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	53
5.7	Zonal und zeitlich gemittelter meridionaler Wind für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	54
5.8	Zonal und zeitlich gemittelte Vertikalgeschwindigkeit für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	55
5.9	Zonal und zeitlich gemittelte Eddy kinetische Energie für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	58

5.10	Zonal und zeitlich gemittelte Eddy-Varianz der Temperatur für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	59
5.11	Zonal und zeitlich gemittelter meridionaler Eddy-Wärmetransport für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	60
5.12	Zonal und zeitlich gemittelter meridionaler Eddy-Impulstransport für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	61
5.13	Bodendruck und relativer Drehimpuls für verschiedene Auflösungen . . . . .	62
5.14	Vertikal integrierte Wärme- und Impulstransporte des GMEs . . . . .	63
5.15	Global gemittelter Bodendruck für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	64
5.16	Global gemittelte kinetische Energie für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	65
5.17	Maximalwind $v_{bmx}$ für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	65
5.18	Global gemittelte potentielle Temperatur für verschiedene Auflösungen des GMEs . . . . .	66
5.19	900-Tage Mittelwerte des Bodendrucks in den Auflösungen GME (ni=24) und GME (ni=32) für verschiedene Diffusionskonstanten . . . . .	68
5.20	Analysen zum GME (ni=24) Modellauf mit Diffusionskonstante $K_4 = 2.5e16$ . . . . .	69
5.21	Global gemittelter Bodendruck für GME (ni=24) für verschiedene Diffusionskonstanten . . . . .	69
5.22	Global gemittelte kinetische Energie für GME (ni=24) für verschiedene Diffusionskonstanten . . . . .	70
5.23	Global gemittelte potentielle Temperatur für GME (ni=24) mit verschiedenen Diffusionskonstanten . . . . .	70
5.24	Variation der vertikalen Auflösung: Differenzfelder zwischen Modellläufen mit 31 und 19 vertikalen Schichten . . . . .	72
6.1	Vergleich von GME und GM: zonaler Wind und Temperatur . . . . .	77
6.2	Vergleich von GME und GM: meridionaler Wind und Vertikalgeschwindigkeit . . . . .	78
6.3	Vergleich von GME und GM: potentielle Temperatur und totale kinetische Energie . . . . .	79
6.4	Vergleich von GME und GM: Eddy-Varianz des zonalen und meridionalen Windes . . . . .	81
6.5	Vergleich von GME und GM: Eddy-Varianz der Temperatur und Vertikalgeschwindigkeit . . . . .	82
6.6	Vergleich von GME und GM: vertikaler Eddy-Impulstransport und Eddy-Wärmetransport . . . . .	84
6.7	Vergleich von GME und GM: meridionaler Eddy-Wärmetransport und Eddy-Impulstransport . . . . .	85

6.8	Vergleich von GME und GM: zonaler Eddy-Wärmetransport . . . . .	86
6.9	Vergleich von GME und GM: Bodendruck und relativer Drehimpuls . . . . .	87
6.10	Global gemittelter Bodendruck für die Modelle GME und GM . . . . .	88
6.11	Global gemittelte kinetische Energie für die Modelle GME und GM . . . . .	89
6.12	Maximalwind für die Modelle GME und GM . . . . .	89
6.13	Global gemittelte potentielle Temperatur für die Modelle GME und GM . . .	90
6.14	Global gemittelte relative statische Energie für die Modelle GME und GM . .	90
6.15	Frequenzanalyse der globalen diagnostischen Größen für die Modelle GME und GM . . . . .	92
6.16	Spektrum der Eddy-Varianz des Bodendrucks für die Modelle GME und GM	93
6.17	Spektrum der Eddy-Varianz des zonalen Windes für die Modelle GME und GM	94
6.18	Spektrum der Eddy-Varianz des meridionalen Windes für die Modelle GME und GM . . . . .	94
6.19	Eliassen-Palm-Fluß und die Divergenz des EP-Flusses für die Modelle GME und GM . . . . .	97
6.20	Differenz des Eliassen-Palm-Flusses zwischen den Modellen GME und GM .	98
6.21	Meridionale Residuenzirkulation für die Modelle GME und GM . . . . .	99
6.22	Vertikale Residuenzirkulation für die Modelle GME und GM . . . . .	99
6.23	Variabilität des Bodendrucks für die Modelle GME und GM . . . . .	100
6.24	EOF-Analyse des zonal gemittelten Bodendrucks für die Modelle GME und GM	102
6.25	Gemeinsame EOF-Analyse des zonal gemittelten Bodendrucks für die Modelle GME und GM . . . . .	103
6.26	Spektren der Eddy-Varianz am Tag 70 für das GME (ni=32) . . . . .	105
6.27	Bodendruckfeld am Tag 70 für das GME (ni=32) . . . . .	106
6.28	Temperaturfeld in Bodennähe am Tag 70 für das GME (ni=32) . . . . .	106
6.29	Bodendruckfeld am Tag 70 für das GM T63 . . . . .	107
6.30	Temperaturfeld in Bodennähe am Tag 70 für das GM T63 . . . . .	107
6.31	Das Modellklima des EZMW Modells IFS . . . . .	108
7.1	Held-Suarez-Williamson Antrieb: Strahlungsgleichgewichtstemperatur . . . .	111
7.2	Held-Suarez-Williamson Testläufe mit dem EZMW Modell IFS . . . . .	112
7.3	Boer-Denis Antrieb: Referenztemperatur und Heizungsfunktion . . . . .	113
C.1	Vertikale Verteilung der Modellhauptflächen . . . . .	140



# Tabellenverzeichnis

2.1	Modellzeiträume für zehn unabhängige Stichproben . . . . .	15
2.2	Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf der Held-Suarez Tests . . . . .	20
3.1	Charakteristiken des Modells GME . . . . .	24
3.2	Charakteristiken des Modells GM . . . . .	29
3.3	Vergleich der DWD-Modelle GME und GM . . . . .	30
4.1	Modellgrößen zur Charakterisierung des Klimas . . . . .	35
5.1	Diffusionskonstanten für GME (ni=24) und GME (ni=32) . . . . .	67
6.1	Eigenwerte der EOF-Analyse für die Modelle GME und GM . . . . .	101
6.2	Eigenwerte der gemeinsamen EOF-Analyse für die Modelle GME und GM . .	103
B.1	Gauß-Breiten für die spektrale Auflösung T63 . . . . .	135
B.2	Gauß-Breiten für die spektrale Auflösung T106 . . . . .	136
C.1	Vertikalkoeffizienten für 19 und 31 vertikale Schichten . . . . .	139



# Kapitel 1

## Motivation

Meteorologische Modelle bestehen aus verschiedenen Komponenten, welche zusammen den Zustand der Atmosphäre oder des Klimasystems beschreiben. So decken Klimamodelle im allgemeinen verschiedene Klimasubsysteme ab und berücksichtigen beispielsweise die Wechselwirkung der Lithosphäre, Kryosphäre und Hydrosphäre mit der globalen atmosphärischen Zirkulation. Abhängig von der Zielsetzung der Modellrechnungen kommen demnach – in Ergänzung zum atmosphärischen Modellteil – Bodenmodelle, Eis- und Ozeanmodelle zum Einsatz. Letztere werden in gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Modellen – oftmals erweitert um Chemiemodule – zur Klimaprognose verwendet.

Wettervorhersagemodelle dagegen überdecken im Kontrast zu den Langzeitprognosen der Klimamodelle nur einen Prognosezeitraum von Tagen. Sie bestehen im wesentlichen aus der atmosphärischen Komponente und lösen die Wechselwirkungen der Atmosphäre mit den Subsystemen Lithosphäre, Kryosphäre und Hydrosphäre nicht detailliert auf. Stattdessen wird der Einfluß der ozean- und eisbedeckten Bereiche als untere Randbedingung an das Atmosphärenmodell formuliert. So wird beispielsweise die Wassertemperatur der Ozeane über den Prognosezeitraum als konstant angenommen und Bodenprozesse – insbesondere der Feuchtegehalt – nur in wenigen Bodenschichten berücksichtigt.

Wichtige Teilkomponenten des Klimasubsystems Atmosphäre – und somit der Wetterprognosemodelle – sind die *Dynamik* und die *Physik*, deren Gleichungssätze in enger nichtlinearer Wechselwirkung zueinander stehen. Unter der *Dynamik* versteht man im meteorologischen Sprachgebrauch den adiabatischen Teil eines Atmosphärenmodells. Dieser umfaßt Prozesse, die auf dem Modellgitter explizit aufgelöst werden und beispielsweise durch den Gleichungssatz der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen evt. erweitert um zusätzliche Komponenten beschrieben werden. Unter der *Physik* werden dagegen subskalige Prozesse erfaßt, welche an turbulente und konvektive Transporte, an Strahlung, Kondensation und Feuchte gekoppelt sind. Diese Vorgänge nehmen entscheidenden Einfluß auf die globale Zirkulation, werden jedoch aufgrund ihrer charakteristischen Skala nicht explizit im Modell aufgelöst. Stattdessen berücksichtigt man die Wirkung der subskaligen Prozesse auf die Prozesse der Modellskala in Form von Parametrisierungen.

Die skaligen und subskaligen Prozesse eines Atmosphärenmodells – also die Dynamik und die Physik – bestehen ihrerseits wiederum aus einer Vielzahl von Einzelkomponenten, welche in enger Form miteinander vernetzt sind. Abbildung 1.1 gibt einen Einblick in die verschiedenen Wechselwirkungen der Modellkomponenten. Das Diagramm zeigt, in welcher Form die Prozesse (ellipsenförmig umrandet) von den Variablen (rechteckig umrandet) abhängen. Zwei Bereiche dieser schematischen Darstellung sind grau unterlegt. Sie kennzeichnen die Prozesse und Variablen, welche für einen Test der *Dynamik* – einen Test des *dynamischen Kerns* – von Bedeutung sind und in dieser Diplomarbeit thematisiert werden.

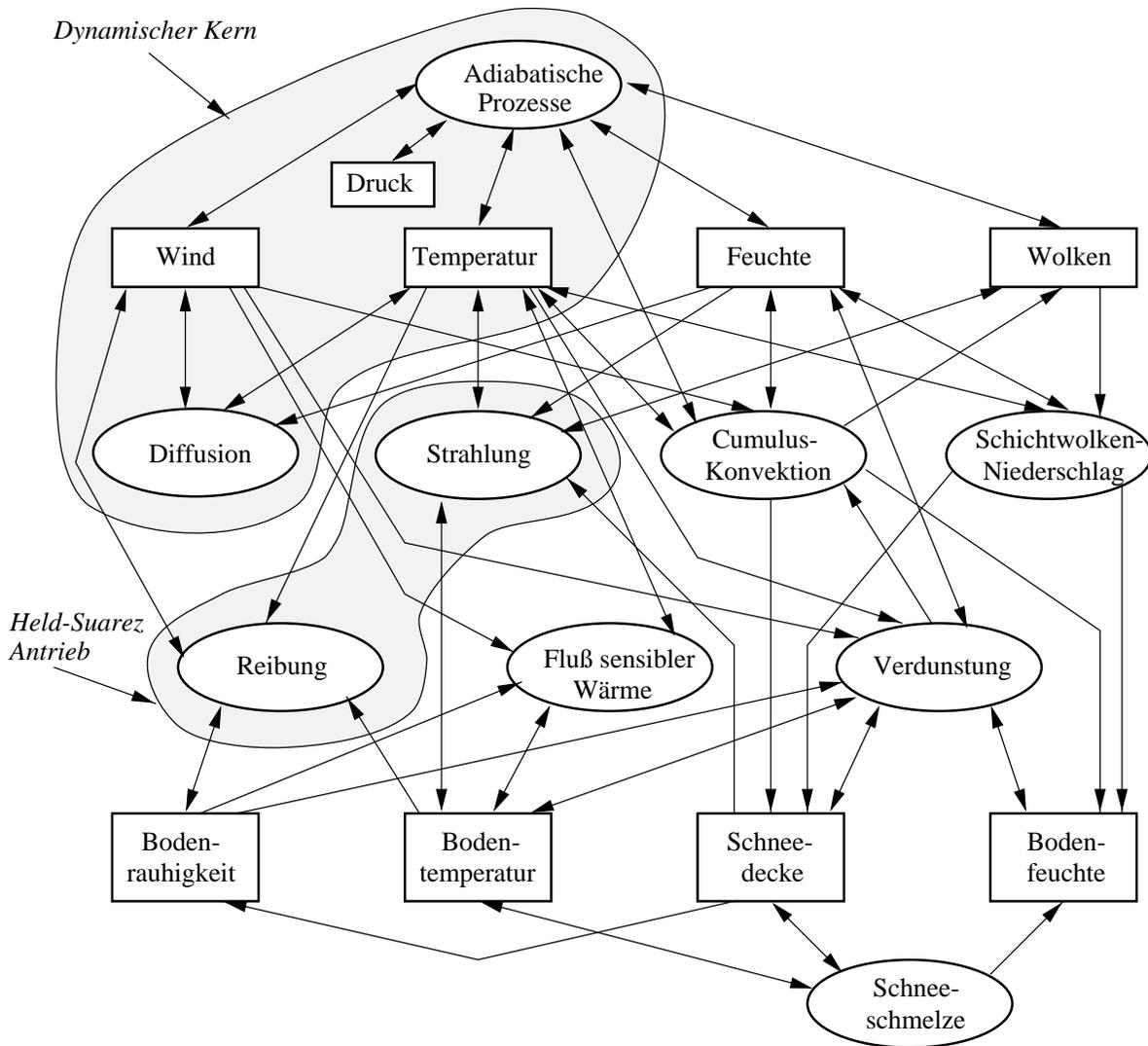


Abbildung 1.1: Vernetzung und Interaktion von Prozessen, welche oftmals in atmosphärischen Zirkulationsmodellen betrachtet werden. Zwei Bereiche sind grau unterlegt: die Anteile, die den dynamischen Kern eines Zirkulationsmodells beschreiben und die Physikanteile, welche für einen Test des dynamischen Kerns durch *idealisierte Physik* (z.B. den Held-Suarez Antrieb) ersetzt werden (umgezeichnet nach HOLTON 1992 und SCHÖNWIESE 1994).

Ziel der vorliegenden Diplomarbeit ist es, die Dynamik von zwei globalen Wettervorhersagemodellen des Deutschen Wetterdienstes zu testen und zu vergleichen. Dazu wird ein Testverfahren angewandt, welches 1994 erstmalig von HELD UND SUAREZ 1994 vorgestellt worden ist. Der Test basiert auf der Idee, die Dynamik eines dreidimensionalen globalen Zirkulationsmodells (GCM) von den physikalischen Parametrisierungen zu isolieren. An Stelle der Modellphysik treten analytisch vorgegebene Antriebsfunktionen, welche die Funktionalität der Physik auf definierte Weise ersetzen. Der künstliche Antrieb stellt also eine Art von *idealisierter Physik* dar. Zielsetzung der Untersuchungen ist es, einen so entstandenen dynamischen Kern eines GCMs im *Klimamodus* zu betreiben und Aussagen über das Modellklima zu treffen. *Klimamodus* meint an dieser Stelle die Erstellung von Langzeitprognosen, welche in Form von zonalen und zeitlichen Mittelungen das Modellklima charakterisieren.

## 1.1 Tests von globalen Zirkulationsmodellen

Die Fortschritte der letzten Jahre und Jahrzehnte im Bereich der Wetterprognose und Klimasimulation beruhen wesentlich auf drei Faktoren.

- ▷ Zum einen sind die Erfolge auf Fortschritte in den Algorithmen und der Numerik begründet, welche auf immer leistungsstärkeren Rechnern zum Einsatz kommen. So zählt auch heute noch der Forschungszweig der Klimaforschung zu den 'Grand Challenges' (siehe CCIC 1997), welche nach Einschätzung von Gremien in den USA jährlich im 'Blue Book' veröffentlicht werden. Eng geknüpft sind die Erfolge an den Einsatz von Höchstleistungsrechnern, die nach den Prinzipien der Vektor- und Parallelverarbeitung arbeiten.
- ▷ Desweiteren basieren verbesserte Wetter- und Klimaprognosen auf Fortschritten in der Atmosphärenforschung. So führten beispielsweise neue Methoden in der Datenassimilation Anfang 1998 zum operationellen Einsatz der 4D-Variationsanalyse am Europäischen Zentrum für Mittelfristige Wettervorhersage (EZMW). Verstärkt werden zudem Satellitendaten zur Datenanalyse und Initialisierung verwendet und an physikalischen Parametrisierungen geforscht.
- ▷ Von zentraler Bedeutung ist zudem die Entwicklung von Testverfahren für meteorologische Modelle, welche Schwächen und Stärken in der Modellkonzeption aufdecken. Gemeint sind Testverfahren, die so einfach wie möglich doch so komplex wie nötig gestaltet sind, um fundierte, statistisch abgesicherte Aussagen über die Eigenschaften des Modells zu gewinnen. Zur Anwendung kommen Tests verschiedener Kategorien. So werden Modellergebnisse mit Meßdaten, den Ergebnissen anderer Modelle oder mit zusätzlichen Läufen des gleichen Modells verglichen. Letztere Methode dient oftmals zur Sensitivitätsanalyse gegenüber veränderten Modellparametern.

Die Schwierigkeiten beim Testen von Modellen insbesondere beim Testen von dreidimensionalen Modellen entstehen bei der Klassifizierung der modellierten Phänomene nach Ursache

und Wirkung. Auch aus diesem Grund verstärkte sich in den letzten Jahren der Bedarf an standardisierten Testmethoden, um vermehrt Erfahrungen mit Testverfahren zu sammeln. So veröffentlichten beispielsweise WILLIAMSON *et al.* 1992 eine Sammlung von sieben Testfällen für die Flachwassergleichungen – ein barotroper, zweidimensionaler Gleichungssatz, der oftmals in der Meteorologie in sphärischen Koordinaten verwendet wird. Diese Tests der Numerik in Flachwassermodellen liefern wichtige Erkenntnisse über die Leistungsfähigkeit der zweidimensionalen – also horizontalen – Diskretisierung. Die Ergebnisse lassen sich auf dreidimensionale Modelle übertragen, so daß die Flachwassermodelle in vielen Fällen eine Vorstufe zu globalen dreidimensionalen Zirkulationsmodellen sind. Dies unterstreicht die Bedeutung des Testsets, welches im folgenden skizziert wird.

### 1.1.1 Test von zweidimensionalen Modellen: Ein Testset für die Flachwassergleichungen

Das Testset für die Flachwassergleichungen von WILLIAMSON *et al.* 1992 stellt einen ersten Schritt zur Standardisierung von Testfällen dar. Die Sammlung umfaßt Tests, die zuvor von verschiedenen Autoren entwickelt und veröffentlicht worden waren. Die sieben Testfälle decken unterschiedliche Aspekte der atmosphärischen Strömung ab und sind nach steigender Komplexität geordnet.

- ▷ Zur Evaluierung des Advektionsverfahrens wird nur die Kontinuitätsgleichung des Flachwassergleichungssystems berücksichtigt. Der Test definiert ein konstantes Windfeld, durch welches eine Kosinusglocke innerhalb von zwölf Tagen einmal um die Erde transportiert wird. Im Idealfall hat sich die Glocke nach erfolgter, passiver Rotation weder in der Form noch in der Position verändert, so daß der Anfangszustand als analytische Lösung des Problems dient. Verläuft die Rotation über die Pole bzw. im leichten Winkel zum Pol, so wird gleichzeitig das Verhalten am Pol im sphärischen Koordinatensystem geprüft.

Dieses Testverfahren ist – nicht nur für die Flachwassergleichungen – weit verbreitet, um die Qualität von Transportmechanismen abzuschätzen. So setzten WILLIAMSON UND RASCH 1989 die Kosinusglocke ein, um ein semi-Lagrange-Advektionsverfahren bei formerhaltender Interpolation zu testen. RASCH 1994 verwendete den Test, um eine formerhaltende Transportgleichung in Flußform mit 2-Zeitebenen zu präsentieren. Dieser Test erprobte zudem das sogenannte *reduzierte sphärische Gitter*, welches die Konvergenz der Gitterlinien in Polnähe vermindert. RITCHIE 1987 dagegen nutzte das Gauß-Gitter, um ein Euler-Advektionsverfahren mit der semi-Lagrange-Methode zu vergleichen. LIN UND ROOD 1996 testeten ein semi-Lagrange-Schema in Flußform und prüften alternativ das Rotationsverhalten eines Kegels. Ein modifizierter Test wurde zudem von STANIFORTH UND CÔTÉ 1991 und BORN 1996 eingesetzt. Sie untersuchten – zum Teil bei veränderlicher Interpolationsordnung – ihre semi-Lagrange-Algorithmen mit der Rotation eines geschlitzten Zylinders, welcher aufgrund seiner starken Diskontinuitäten ein besonders schwer zu transportierender Körper ist.

- ▷ Weitere Testverfahren des Standardtestsets verwenden zur Initialisierung stationäre, geostrophisch balancierte Lösungen der nichtlinearen Flachwassergleichungen. Aufgrund der Stationarität dienen die Initialfelder des Geopotentials und des Windes gleichzeitig als analytische Lösung.

Diese Verfahren basieren auf Vorschlägen von WILLIAMSON UND BROWNING 1973 und BROWNING *et al.* 1989, welche die Genauigkeit von verschiedenen numerischen Methoden zur Lösung der Flachwassergleichungen testeten. Sie untersuchten neben Gitterpunktsansätzen auch Spektralverfahren, welche häufig in meteorologischen Modellen anzutreffen sind. So diskutierte beispielsweise SWARZTRAUBER 1996 die Verwendung von Spektralmethoden für die Flachwassergleichungen und verglich die numerischen und analytischen Lösungen.

Die weiteren Testfälle des Testsets behandeln Tests mit erhöhter Komplexität und Realitätsnähe, welche – bis auf den erstgenannten Test – keine analytischen Lösungen besitzen. Als Vergleichslösungen dienen Resultate eines hochaufgelösten Spektralmodells.

- ▷ Die komplexeren Testverfahren beschreiben den Transport eines Tiefdruckgebiets, welches in einer zonalen Strömung eingebettet ist. Zudem wird das Strömungsmuster bei einer Bergüberströmung simuliert und eine Rossby-Haurwitz-Welle (HAURWITZ 1940) der Wellenzahl vier definiert, welche seit der Einführung des Tests durch PHILLIPS 1959 zum *de facto* Standard gehört.
- ▷ Die Flachwasser-Testserie schließt mit Tests, welche auf der Grundlage von Realdatensätze dreier Beobachtungstermine entwickelt wurden. Diese Realdaten – geglättet mit einer nichtlinearen *normal mode* Initialisierung – zeichnen sich durch charakteristische atmosphärische Strömungsmuster aus. So überdecken die Tests eine starke Strömung über den Nordpol, eine typische Blocking-Situation mit zwei Tiefdruckgebieten und einen Test mit starker zonaler Strömung.

Die Zusammenstellung des Standardtestsets gab seit 1992 einen entscheidenden Anstoß zu systematischen Tests von numerischen Verfahren. Dies ist in den Veröffentlichungen der letzten Jahre dokumentiert, welche das komplette Testset oder Teile davon diskutieren. So evaluierte MALCOLM 1996 die numerischen Methoden der Flachwasserversionen zweier Wettervorhersagemodellen des UK Met Office (siehe auch MALCOLM 1994). Die Untersuchungen konzentrierten sich auf einen Vergleich eines Euler-Modells mit Arakawa B Gitter und eines semi-Lagrange-Verfahrens mit Arakawa C Gitter. MAWSON 1996 verwendete den Test der Rossby-Haurwitz-Welle, um ein semi-geostrophisch approximiertes Flachwassermodell zu analysieren. Zudem griff er ein Testverfahren von McDONALDS UND BATES 1989 auf, welches durch ein Hoch- und Tiefdrucksystem in jeder Hemisphäre eine starke Strömung über die Pole erzeugt. Dieser Test gehört nicht zum Testumfang der Standardtestsets, stellt jedoch eine mögliche Erweiterung dar. BATES *et al.* 1995 testeten anhand der Rossby-Haurwitz-Welle eine Flachwasserversion, welche auf dem selten benutzten Ansatz der semi-Lagrange-Advektion von potentieller Vorticity basiert. Im Kontrast zu diesen Gitterpunktsverfahren

erprobten JAKOB-CHIEN *et al.* 1995 die Flachwassergleichungen mit einem Spektralmodell in verschiedenen horizontalen Auflösungen (siehe auch JAKOB *et al.* 1993 für detaillierte Studien).

### Test der Flachwassergleichungen und irreguläre Gitter

Seit 1995 werden in der Literatur verstärkt alternative, irreguläre Gitterformen diskutiert. HEIKES UND RANDALL 1995 testeten mit dem Standardtestset die Flachwassergleichungen auf einem Ikosaedergitter – ein Dreiecksgitter, welches durch Verfeinerung eines Ikosaeders entsteht. Ihr Ansatz geht zurück auf WILLIAMSON 1968 und SADOURNY *et al.* 1968, welche zeitgleich die Dreiecksgitter für meteorologische Modelle in die Diskussion brachten. Die Ikosaederstruktur ist auch für den Deutschen Wetterdienst von besonderer Bedeutung. Seit 1995 wird ein sphärisches Ikosaedergitter zur Entwicklung des globalen Wettervorhersagemodells GME verwendet, dessen operationeller Einsatz ab 1999 geplant ist. In der Erprobungsphase entstand 1995 eine Flachwasserversion (PROHL 1995) auf ebenen Dreiecken, welche mit dem Standardtestset untersucht wurde. Diese Ergebnisse sind in CASSIRER *et al.* 1996 dokumentiert. Zudem entwickelte GIRALDO 1997 eine finite-Elemente-Version der Flachwassergleichungen auf dem sphärischen Ikosaedergitter und evaluierte die numerischen Methoden mittels der Advektion der Kosinusglocke.

Eine Variante des Ikosaedergitters untersuchten THUBURN 1997 (auch THUBURN 1995) mit einem finite-Differenzen-Verfahren und HEINZE 1998 mit einem finite-Elemente-Modell. Die zugrunde liegende Gitterstruktur aus 20 Sechsecken und zwölf Fünfecken gleicht einem 'Fußball', der durch Abflachung der Ikosaederecken entsteht. Neue Gitterstrukturen wurden zudem von RONCHI *et al.* 1996, MCGREGOR 1996 und RANČIĆ *et al.* 1996 vorgeschlagen, welche die Flachwassergleichungen auf einem sphärischen Würfel erprobten. Desweiteren stellten PURSER UND RANČIĆ 1997 das Gitter eines sphärischen Oktagon vor.

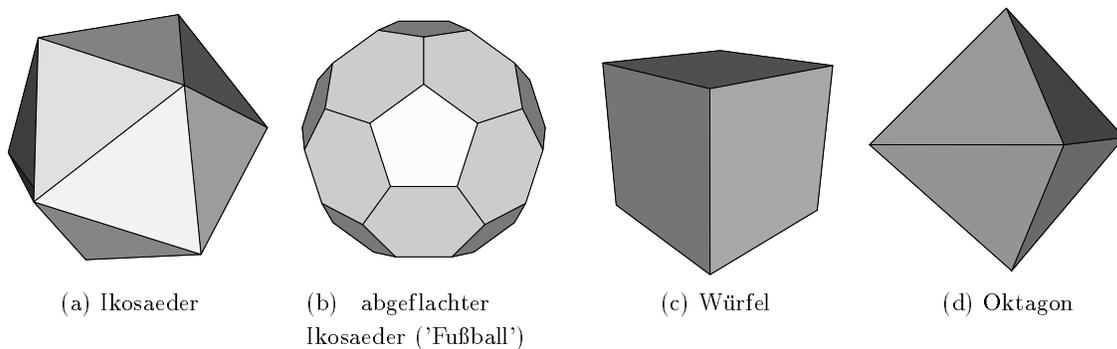


Abbildung 1.2: Grundstrukturen von alternativen Gittern.

Abbildung 1.2 zeigt die Grundstrukturen der angesprochenen alternativen Gitter in einer Übersicht. In atmosphärischen Modellen werden diese Strukturen auf eine Kugel projiziert, so daß sphärische Körper entstehen. Alternative Gitter bieten – trotz ihrer irregulären Struktur – nach sukzessiven Verfeinerungsschritten den Vorteil einer nahezu homogenen Verteilung der

Gitterpunkte. Vermieden wird zudem die Konvergenz der Gitterpunkte in Polnähe, die bei regulären  $\Delta\varphi$ - $\Delta\lambda$ -Gittern oder in Gauß-Gittern auftritt. Nachteilig kann sich auswirken, daß komplizierte Datenstrukturen und Nachbarschaftsverhältnisse im Gitter entstehen, welche die Implementierung des Modells – insbesondere die Definition der Operatoren – erschweren.

Die große Anzahl der Veröffentlichungen unterstreicht den Erfolg, den der Vorschlag zur Standardisierung von Tests für die Flachwassergleichungen erfährt. Die Formulierung des Standardtestsets erleichtert Modellvergleiche und regt seit 1992 zum intensiven, internationalen Erfahrungsaustausch an. Doch trotz der vielfältigen Einsatzmöglichkeiten decken die Tests der Flachwassermodelle nur einen Teil der Aspekte ab, die in dreidimensionalen Modellen von Bedeutung sind. So werden beispielsweise das Zusammenspiel von *Dynamik* und *Physik* oder die Effekte der vertikalen Diskretisierung nicht erfaßt.

### 1.1.2 Test von dreidimensionalen Modellen

Die Konzeption von globalen dreidimensionalen Zirkulationsmodellen basiert auf wesentlich komplexeren Bausteinen als die der Flachwassermodelle. Dreidimensionale GCMs berücksichtigen eine Vielzahl von Vernetzungen und Nicht-Linearitäten einschließlich ihrer Rückkopplungen, so daß erhöhte Anforderungen an Testverfahren gestellt werden. Die zentrale Frage bei der Entwicklung von Testverfahren für GCMs ist: Können die modellierten Phänomene und entstehenden Modellfehler den Komponenten des GCMs eindeutig zugeordnet werden? Es stellt sich also erneut die Frage nach Ursache und Wirkung.

Tests von dreidimensionalen Modellen – insbesondere Tests von Wettervorhersagemodellen – gehen bis in die fünfziger Jahre zurück (siehe auch GATES 1992). Sie sind seither ein wichtiger Bestandteil der Forschung. Zumeist wurden Kurzzeitprognosen von charakteristischen Wetterlagen erstellt und mit weiteren Modellergebnissen und Beobachtungen verglichen. Klimamodelle gewannen erst im Zuge der zunehmenden Rechnerkapazitäten in den siebziger Jahren an Bedeutung, doch fehlte den Tests dieser Modelle die klare experimentelle Strategie.

Entscheidende Impulse zu systematischen Tests von Klima- und Wettervorhersagemodellen gab die erste AMIP-Initiative Anfang der neunziger Jahre (siehe auch GATES 1992). AMIP steht für *Atmospheric Model Intercomparison Project* und wurde am *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL, USA) im *Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison* (PCMDI) entwickelt. Zielsetzung von AMIP war es, einen systematischen Modellvergleich zu ermöglichen und die Leistungsfähigkeit von Atmosphärenmodellen unter möglichst realistischen Bedingungen zu validieren. 30 Gruppen beteiligten sich mit ihren Modellen an diesem Projekt. Die AMIP-Läufe sahen Langzeitintegrationen über eine zehnjährige Testperiode vor, welche mit definierten Randbedingungen (Ozeanoberflächentemperatur und Eisbedeckung) arbeiteten. Die Auswertung der zuvor festgelegten Diagnosegrößen konzentrierte sich auf Modell-Modell- und Modell-Beobachtung-Vergleiche von Klimadaten. Dieses Vorgehen führte zur Identifizierung von systematischen Modellfehlern, ohne jedoch die Fehlerquellen klar

benennen zu können. AMIP war trotz letztgenannter Einschränkung ein erfolgreiches Projekt, dessen Ergebnisse beispielsweise in BOER *et al.* 1992 und GATES 1995 dokumentiert sind. Das Folgeprojekt AMIP2 startete zur Fortsetzung der Initiative Anfang 1998.

### Test von Modellkomponenten eines GCMs

Ein Test wie AMIP untersucht das vollständige GCM inklusive aller physikalischen Parametrisierungen. Die Ergebnisse lassen Rückschlüsse auf das Modellklima zu und regen zu Modellvergleichen an. Doch die Zahl der Freiheitsgrade insbesondere in den physikalischen Parametrisierungen bleibt trotz gesetzter AMIP-Standards hoch und erschweren somit die Interpretation der Vergleiche. HELD UND SUAREZ 1994 schreiben dazu:

*The number of choices that must be made about poorly understood parts of the system – particularly in the parameterization of subgrid-scale processes – is large enough that it is difficult to exhaustively compare even closely related models.*

Auch aus diesem Grund verstärkte sich Anfang der neunziger Jahre die Suche nach alternativen Testverfahren für dreidimensionale Modelle. Die Idee war, die Komponenten eines Atmosphärenmodells zu trennen und individuell zu testen. Erstmals gelang dieser Ansatz durch ELLINGSON *et al.* 1991 und FOUQUART *et al.* 1991, welche die Strahlungskomponenten von Klimamodellen isoliert untersuchten. Ähnliche Analysen wurden von HENDERSON-SELLERS *et al.* 1992 durchgeführt, die die Land-Oberflächen-Parametrisierungen verschiedener Modelle verglichen. Diese Testverfahren konzentrierten sich jedoch ausschließlich auf die Aspekte der Physik. Der Modellkomplex der Dynamik läßt sich dagegen nur schwer unabhängig von den physikalischen Parametrisierungen untersuchen. Zur Lösung des Problems diskutierten HELD UND SUAREZ 1994 einen – in dieser Diplomarbeit verwendeten – Weg, wie die Dynamik eines Modells von den physikalischen Parametrisierungen getrennt werden kann. Sie griffen dazu Vorschläge von HENDON UND HARTMANN 1985 und YU UND HARTMANN 1993 auf, welche einen zonal symmetrischen Antrieb in ihren Modellen einsetzten. HELD UND SUAREZ 1994 entwickelten die Idee, die detaillierte Beschreibung der Physikkomponenten durch einfache Antriebsfunktionen zu ersetzen. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abbildung 1.1 auf Seite 2 die physikalischen Prozesse gekennzeichnet, die mittels des Held-Suarez Antriebs durch eine *idealisierte Physik* ausgetauscht werden. Die Mechanismen der *idealisierten Physik* sind dabei zeitunabhängig und umfassen eine Temperaturrelaxation sowie Dissipationsprozesse. Der Einsatz des Held-Suarez Antriebs ermöglicht somit die Isolierung der Dynamik, welche in Abbildung 1.1 als dynamischer Kern bezeichnet worden ist.

Die Bedeutung des von HELD UND SUAREZ 1994 veröffentlichten idealisierten Tests des dynamischen Kerns wurde durch den *5th Workshop on Numerical Solutions of Fluid Flow in Spherical Geometry* in Breckenridge, Colorado (USA) im Juni 1996 unterstrichen. Diese – ca. alle 18 Monate stattfindende – Konferenz ist seit 1996 um einen eintägigen Workshop erweitert worden, welcher sich ausschließlich mit Tests der Dynamik in atmosphärischen Modellen beschäftigt. Kernpunkte der Vorträge und Diskussionen bildeten 1996 die vorliegenden ersten Erfahrungen mit Tests der dynamischen Kerne. Das Hauptinteresse der

Untersuchungen galt dabei Aspekten der Numerik, den Vergleichen von Euler-Modellen und semi-Lagrange Ansätzen sowie dem Einfluß erhöhter horizontaler und vertikaler Auflösungen auf das Modellklima. Zudem wurden sowohl die Qualität der gewonnenen Erkenntnisse hinsichtlich ihrer Übertragbarkeit auf vollständige GCMs angesprochen als auch die Einsatz- und Erweiterungsmöglichkeiten von idealisierten Testverfahren. Dies führte zu Empfehlungen für zukünftige Projekte, welche alternative Antriebsfunktionen und die Berücksichtigung von künstlicher Orographie vorsehen. So schlugen G. J. Boer and B. Denis (später veröffentlicht in BOER UND DENIS 1997) einen zweiten Ansatz für Tests von dynamischen Kernen vor, der ähnlich zum Test von Held-Suarez einen Antrieb des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik und der Bewegungsgleichungen vorsieht.

Die ersten Erfahrungen mit den Tests von dynamischen Kernen zeigen, daß ein hoher Bedarf an standardisierten Testmethoden für dreidimensionale Modelle existiert. So wird der Test der Dynamik besonders in aktuellen Veröffentlichungen aufgegriffen, zumeist jedoch als Teilaspekt von umfangreicheren Untersuchungen. MCGREGOR UND DIX 1997 verwendeten den Held-Suarez Test, um erstmalig den dynamischen Kern eines globalen Modells auf einem sphärischen Würfel zu untersuchen. Diese irreguläre Gitterstruktur, welche von MCGREGOR UND KATZFEY 1998 zu einem dehnbaren sphärischen Würfel weiterentwickelt wurde, dient als Basis für ein neu entwickeltes Wettervorhersagemodell. CHEN *et al.* 1997 verglichen die dynamischen Kerne eines semi-Lagrange Modells und eines Euler-Modells. Der Schwerpunkt der Analysen richtete sich auf den Einfluß der zwei Advektionsverfahren auf langjährige Klimasimulationen. So enthält diese Veröffentlichung neben den Ergebnissen der dynamischen Kernexperimente auch Vergleiche von Modellläufen mit physikalischen Parametrisierungen. FOX-RABINOWITZ *et al.* 1997 vertieften die Ideen zu gedehnten Gittern, welche den Vorteil einer variablen Modellauflösung durch die zunehmende Verdichtung der Gitterpunkte anbieten. Sie testeten ein finite-Differenzen Modell mit variabler Auflösung in einem dynamischen Kernexperiment und zogen Vergleiche zu Modellläufen mit regulären Gittern. Zudem erweiterten FOX-RABINOWITZ *et al.* 1998 den Held-Suarez Test. Sie setzten reale Orographie in einen Modellauf mit gedehntem Gitter ein und prüften den Einfluß der Orographie auf das Modellklima. Erste Ergebnisse des Tests der Dynamik mit dem DWD-Modell GME wurden in JABLONOWSKI 1998A diskutiert. Die Analysen konzentrierten sich auf die Konvergenzeigenschaften des Modells bei erhöhter horizontaler Auflösung. WILLIAMSON *et al.* 1998 schlugen alternativ eine Variante des Held-Suarez Antriebs in der Stratosphäre vor. Sie untersuchten den Einfluß der semi-Lagrange- und Euler-Advektion auf Simulationen des tropischen Klimas. So gaben die Held-Suarez-Williamson Tests Aufschluß über Modellunterschiede in der tropischen Stratosphäre und Mesosphäre. Dieser neuartige Ansatz wird zusammen mit dem Boer-Denis Antrieb (BOER UND DENIS 1997) in Kapitel 7 vorgestellt.

Der Bedarf an Tests, welche grundsätzliche Fragen zum Design der numerischen Verfahren beantworten können, besteht nach Einschätzung von DAVIES 1996 für alle meteorologischen Modelle – unabhängig von der Skala der aufgelösten Prozesse und des Modellgebiets. So stellte DAVIES 1996 reale und idealisierte Testfälle zusammen, welche ein-, zwei- und dreidimensionale Strömungsregimes abdecken. Dabei betonte T. Davies den Nutzen, den er in der

Standardisierung von Testfällen sieht. Ein wichtiges Ergebnis der Breckenridge-Konferenz 1996 war in diesem Zusammenhang die Errichtung einer informellen Arbeitsgruppe, welche einen unkomplizierten, internationalen Erfahrungs- und Datenaustausch über das Internet ermöglicht. So bleibt die Entwicklung von Testverfahren – idealisiert oder real – ein aktueller Zweig der meteorologischen Forschung, deren Fortschritte auf der Folgekonferenz im April 1998 in Gatlinburg, Tennessee (USA) angeregt diskutiert wurden.

## 1.2 Aufbau und Ziele der Diplomarbeit

In dieser Diplomarbeit werden die dynamischen Kerne zweier globaler Wettervorhersagemodelle des Deutschen Wetterdienstes nach dem Verfahren von HELD UND SUAREZ 1994 getestet. Die Bedeutung von Tests für die Modellentwicklung ist im vorliegenden Kapitel 1 diskutiert worden. Angesprochen wurden der Entwicklungsstand von Testverfahren in den neunziger Jahren und der neue Zweig der idealisierten Tests nach Held-Suarez und weiteren Autoren.

Das Held-Suarez Testverfahren, die Initialisierung und Randbedingungen werden detailliert in Kapitel 2 beschrieben. Zudem werden Hinweise zum Testablauf und zur Implementierung gegeben. Angewendet wird der Test auf die globalen DWD-Modelle GM und GME, welche sich wesentlich in ihrer Modellkonzeption unterscheiden. Während das Modell GM mit einem Spektralverfahren arbeitet, basiert das für Parallelrechner entwickelte Modell GME auf einem Gitterpunktsansatz mit irregulärem Ikosaedergitter. Beide Modelle werden in Kapitel 3 auf Seite 23 skizziert.

Die Auswertung der Tests der dynamischen Kerne konzentriert sich auf Aussagen zum Modellklima und wird gestützt durch die Methoden der uni- und multivariaten Statistik. Die verwendeten statistischen Verfahren und Hypothesentests werden in Kapitel 4 auf Seite 31 angesprochen. Kapitel 5 auf Seite 45 stellt die Held-Suarez Testergebnisse des Modells GME vor. Im Vordergrund stehen Konvergenzanalysen, um den Einfluß von erhöhten horizontalen und vertikalen Auflösungen abzuschätzen. Zudem wird anhand einer Parameterstudie beurteilt, wie sensitiv das Modell auf einen veränderten horizontalen Diffusionskoeffizienten reagiert. Umfassende Vergleiche der Modellklimata der dynamischen Kerne GM und GME werden in Kapitel 6 auf Seite 73 thematisiert. Neben einer Diskussion der mittleren Felder und Eddy-Größen erweitert sich der Modellvergleich um Frequenz- und Wellenzahlanalysen, Eliassen-Palm-Fluß Diagnostiken und Untersuchungen der empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) des Bodendruckfeldes. Zudem werden 'Schnappschüsse' verschiedener Felder am Modelltag 70 präsentiert, die einen Einblick in die globale Zirkulation zu Beginn der Langzeitprognose geben.

In Kapitel 7 auf Seite 109 werden alternative Tests für einen dynamischen Kern vorgeschlagen, welche auf aktuellen Veröffentlichungen der Jahre 1998 und 1997 basieren. Kapitel 8 auf Seite 115 schließt mit einer zusammenfassenden Bewertung der Ergebnisse und vorausschauenden Betrachtung zukünftiger Projekte diese Diplomarbeit ab.

## Kapitel 2

# Test des dynamischen Kerns eines globalen Zirkulationsmodells: Der Held-Suarez Test

Ein fundamentaler Aspekt in Atmosphärenmodellen ist die Abhängigkeit der Vorhersagefehler von ihren dynamischen Kernen, ihren zugrunde liegenden numerischen Verfahren und horizontalen sowie vertikalen Auflösungen. Doch die enge Wechselwirkung der Dynamik und Physik macht es schwierig, wenn nicht unmöglich, Vorhersagefehler eindeutig zu klassifizieren. So sind auch Vergleiche von Modellkomponenten, wie zum Beispiel Vergleiche von dynamischen Kernen, immer geprägt von Einflüssen aus den physikalischen Parametrisierungen.

### 2.1 Der Held-Suarez Antrieb

1994 veröffentlichten HELD UND SUAREZ 1994 eine Methode, wie die dynamischen Kerne von globalen dreidimensionalen Atmosphärenmodellen isoliert getestet werden können. Die Idee ist, das gesamte Physikpaket durch vereinfachte, *idealisierte* Physik zu ersetzen. Der Ansatz wird durch den Held-Suarez Antrieb realisiert, der auf den ersten Hauptsatz der Thermodynamik und die Bewegungsgleichungen wirkt. Das *Held-Suarez forcing* beschreibt eine zeitunabhängige Temperaturrelaxation und Dissipation, welche auf folgendem Gleichungssatz basiert

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \dots - k_v(\sigma) \vec{v} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \dots - k_T(\phi, \sigma) [T - T_{eq}(\phi, p)] \quad (2.2)$$

$$T_{eq} = \max \left( 200K, \left[ 315K - (\Delta T)_y \sin^2 \phi - (\Delta \theta)_z \log \left( \frac{p}{p_0} \right) \cos^2 \phi \right] \left( \frac{p}{p_0} \right)^\kappa \right) \quad (2.3)$$

mit den Relaxationskoeffizienten

$$k_T = k_a + (k_s - k_a) \max\left(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1 - \sigma_b}\right) \cos^4 \phi \quad (2.4)$$

$$k_v = k_f \max\left(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1 - \sigma_b}\right) \quad . \quad (2.5)$$

Die Konstanten sind  $k_f = 1 \text{ Tag}^{-1}$ ,  $k_a = \frac{1}{40} \text{ Tag}^{-1}$ ,  $k_s = \frac{1}{4} \text{ Tag}^{-1}$ ,  $(\Delta T)_y = 60 \text{ K}$ ,  $(\Delta \theta)_z = 10 \text{ K}$ ,  $\kappa = \frac{2}{7}$ ,  $p_0 = 1000 \text{ hPa}$  und  $\sigma_b = 0.7$ .  $\sigma_b$  beschreibt das oberste Level der Reibungsschicht.

Die Temperatur wird auf eine von Held-Suarez definierte, zonal symmetrische Strahlungsgleichgewichtstemperatur  $T_{eq}$  relaxiert, welche zusammen mit der zugehörigen potentiellen Temperatur in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Das Temperaturfeld  $T_{eq}$  ist höhen- und brei-

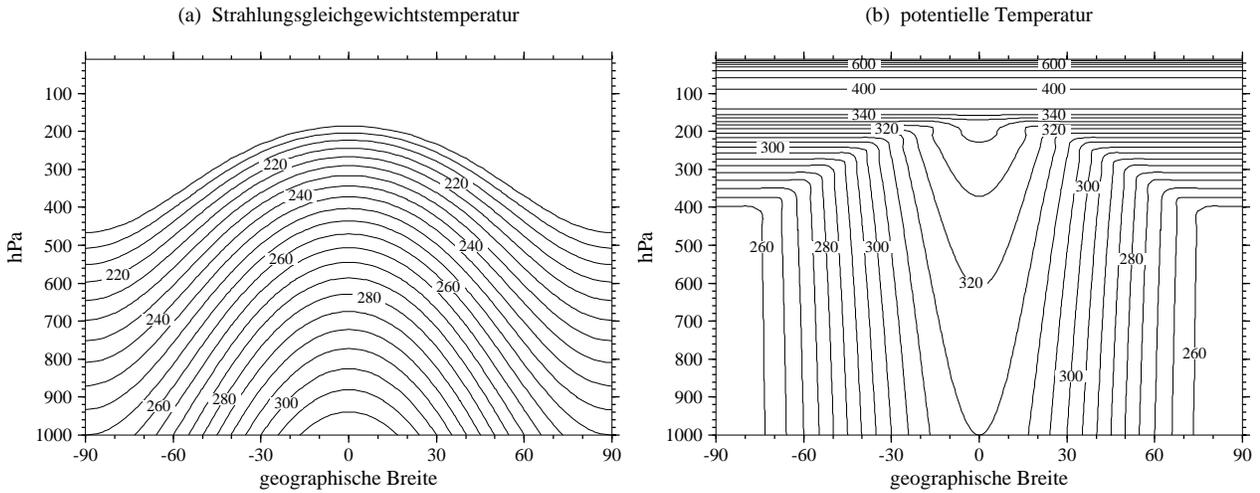


Abbildung 2.1: (a)  $T_{eq}$ , Strahlungsgleichgewichtstemperatur des Held-Suarez Antriebs, Konturintervall ist  $5 \text{ K}$ . (b) zugehörige potentielle Temperatur  $\Theta$ , Konturintervall ist  $5 \text{ K}$  bis  $340 \text{ K}$  und  $50 \text{ K}$  ab  $350 \text{ K}$ .

tenabhängig und lehnt sich in der Troposphäre – unter Vernachlässigung des Jahresganges – an klimatologische Temperaturverteilungen an. So gleicht es stark den zonal gemittelten Temperaturverteilungen, die aus Radiosondenmessungen bekannt sind und in FLEMING *et al.* 1990, MANABE UND MAHLMANN 1976 und HOLTON 1975 vorgestellt wurden. Die Stratosphäre und Mesosphäre der  $T_{eq}$ -Verteilung sind dagegen nahezu isotherm und somit realitätsfremd geschichtet. Dieser Aspekt und die im  $T_{eq}$ -Profil enthaltene statische Stabilität – von den Polen zu den Tropen ansteigend – schreiben der Stratosphäre, Mesosphäre und der Tropenregion eine passive Rolle zu.

Der Relaxationskoeffizient  $k_T$  ist wie die Strahlungsgleichgewichtstemperatur höhen- und breitenabhängig. Die Relaxationszeit ist in den bodennahen Tropenregionen mit vier Tagen relativ kurz und erhöht sich zu den Polen und in höheren Schichten auf 40 Tage. Dies wirkt einer unrealistischen kalten Schicht in Bodennähe entgegen, die sich insbesondere in den Tropen bei Verwendung eines einheitlichen Koeffizienten ausbildet (HELD UND SUAREZ 1994).

Der Dissipationsmechanismus des Held-Suarez Antriebs wird durch Rayleigh–Reibung realisiert, welche die Winde in unteren Schichten dämpft. Der dazugehörige Reibungskoeffizient  $k_v$  ist höhenabhängig und wirkt mit einer Dämpfungszeit von einem Tag besonders auf die bodennächsten Winde. Die Dämpfung nimmt in höheren Schichten stetig ab, so daß ab ca.  $3000m$  ( $\sigma_b = 0.7$ ) die atmosphärische Strömung reibungsfrei verläuft. Ein solches Vorgehen simuliert den Einfluß von Grenzschichtprozessen auf die Windgeschwindigkeit, welche bei Tests von dynamischen Kernen nicht explizit aufgelöst sind.

Mit dieser Art des Antriebs lassen sich nun zwei Ziele verfolgen. Zum einen ermöglicht der Held-Suarez Test, die dynamischen Kerne verschiedener Modelle mit identischer, *idealisierter Physik* zu untersuchen. So werden die Vergleiche von Dynamikkomponenten erleichtert und Rückschlüsse auf die Numerik zugelassen. Zum anderen können Varianten in der Dynamik eines Modells gegeneinander geprüft werden. Von Interesse sind zum Beispiel die Einflüsse von Modellparametern auf das Modellklima sowie das Konvergenzverhalten bei erhöhten Auflösungen. Beide Zielsetzungen werden im folgenden untersucht und in den Kapiteln 5 und 6 diskutiert. Doch da der Held-Suarez Test keine analytische Lösung besitzt, kann eine Bewertung der Resultate nur eingeschränkt erfolgen. Die Vergleiche stützen sich auf die Annahme, daß die Klimazustände mit erhöhter horizontaler Auflösung konvergieren, jedoch nicht völlig frei von langzeitlicher Variabilität sind. Diese Annahme wird in den Analysen der zuvor benannten Kapitel bestätigt und rechtfertigt insbesondere den detaillierten Vergleich von hochaufgelösten Modellläufen der hier verwendeten DWD-Modelle GME und GM.

## 2.2 Ablauf des Held-Suarez Tests

Ziel des Held-Suarez Tests ist es, die mit *idealisierter Physik* angetriebenen dynamischen Kerne von GCMs über lange Zeiträume zu integrieren. So sollte der Prognosezeitraum mehrere Jahre überdecken, um gesicherte Aussagen zum Modellklima ableiten zu können. HELD UND SUAREZ 1994 schlugen zur Evaluierung von statistisch stationären Zuständen einen Integrationszeitraum von 1200 Tagen vor, von denen die letzten 1000 Tage zur Bildung des zeitlichen Mittelwertes herangezogen werden. Dieser Mittelungszeitraum ist in Abbildung 2.2 auf der nächsten Seite im oberen Teil des Diagramms dargestellt. Die ersten 200 Vorhersagetage werden ignoriert, um den Einfluß der Anfangsdaten auf das Modellklima zu minimieren.

Der Held-Suarez Test berücksichtigt weder Orographie noch Land-See–Masken. Die Modelle arbeiten auf einer flachen, homogenen – also idealisierten – ‘Billiard-Ball–Erde’, welche auf konstantem Geopotential liegt. So können die Nord- und Südhemisphäre als unabhängige Realisierungen des Modellklimas verstanden werden, da neben diesen homogenen Randbedingungen die Antriebsfunktionen zum Äquator symmetrisch sind. Der Held-Suarez Test verzichtet auf Physikmechanismen wie Vertikaldiffusion oder Konvektion, welche in vollständigen GCMs zum Abbau von instabilen Schichtungen in der Vertikalen eingesetzt werden. Nur die horizontale Durchmischung durch Horizontaldiffusion bleibt ein Bestandteil des dynamischen

Kerns, um numerische Instabilitäten zu vermeiden und das Energiespektrum realistisch zu halten.

### Initialisierung und Prognosezeitraum

Die Initialisierung der DWD-Modelle GME und GM folgt dem Vorschlag von HELD UND SUAREZ 1994 und beruht auf künstlichen Anfangsdaten. Alle Modellläufe des GMEs starten mit einer ruhenden, trockenen und isothermen Atmosphäre bei einer Referenztemperatur von  $T = 300K$  und einem Bodendruckfeld von  $p_s = 1000hPa$  (ohne Orographie). Im Fall des Spektralmodells GM mußte von dieser einheitlichen Initialisierung leicht abgewichen werden, da sich aus den homogenen Anfangsbedingungen keine globale Zirkulation entwickelte. Dies gelang erst nach dem Bruch der Symmetrie durch zufällige Abweichungen vom Grundzustand. Ebenfalls möglich – und am EZMW-Modell IFS getestet – ist die Initialisierung des Modells mit realen Analysedaten, die zuvor unter Entfernung der Feuchte auf eine flache Erde interpoliert worden sind.

Das GME und GM werden über einen Modellzeitraum von 1440 Tagen integriert, welcher sich in 120-Tage Abschnitte gliedert. Dies greift einen Vorschlag von BOER UND DENIS 1997 auf, welche zur Analyse ihrer dynamischen Kernexperimente erstmalig statistische Methoden einsetzten. Um den Einfluß der künstlichen Anfangsdaten zu vermindern, werden die ersten 240 Tage der Prognose ignoriert. Der verbleibende Prognosezeitraum Modelltag 240-1440 wird zur Gewinnung von unabhängigen Stichproben aus nur einem Modellauf in zehn 120-Tage Abschnitte unterteilt. Dies ist im unteren Abschnitt der Abbildung 2.2 illustriert. Aus jedem

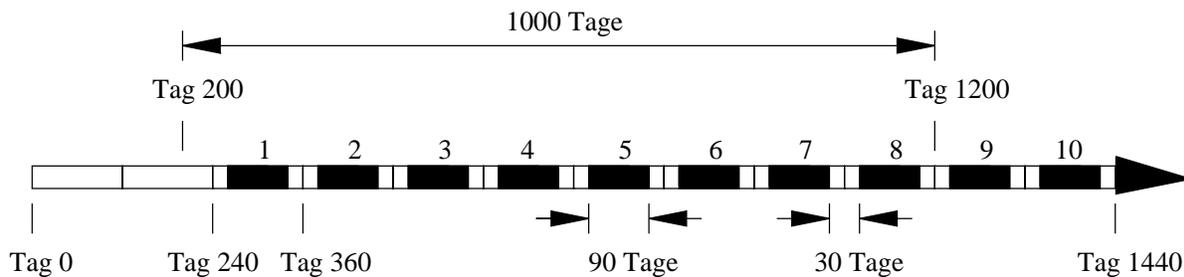


Abbildung 2.2: Ablauf des Held-Suarez Tests: Zeitleiste

120-Tage Abschnitt werden nur die mittleren 90 Tage (schwarz gekennzeichnet) zur Bildung einer Stichprobe herangezogen, so daß jeweils 30 Tage zwischen den Stichproben gelöscht sind. Da sich die Strömungsregimes auf der synoptischen Skala in Zeiträumen von mehreren Tagen umstellen, sichert die ignorierte Zeitperiode von 30 Tagen auf diese Weise die Unabhängigkeit der 90-Tage Stichproben zu. Zur verbesserten Übersicht sind die Prognosezeiträume der Stichproben in Tabelle 2.1 auf der nächsten Seite im Detail zusammengestellt.

	Modelltage	
	120-Tage Zeitraum	90-Tage Zeitraum als unabhängige Stichprobe
1	240 - 360	255 - 345
2	360 - 480	375 - 465
3	480 - 600	495 - 585
4	600 - 720	615 - 705
5	720 - 840	735 - 825
6	840 - 960	855 - 945
7	960 - 1080	975 - 1065
8	1080 - 1200	1095 - 1185
9	1200 - 1320	1215 - 1305
10	1320 - 1440	1335 - 1425

Tabelle 2.1: Modellzeiträume für zehn unabhängige Stichproben. Jede Stichprobe innerhalb eines 120-Tage Abschnitts umfaßt 90 Modelltage, jeweils 30 Tage sind zwischen den Stichproben gelöscht.

## 2.3 Aspekte der Implementierung

Der Held-Suarez Antrieb, der durch den Gleichungssatz 2.1– 2.5 auf Seite 12 beschrieben worden ist, ist ein lokaler, gitterpunktorientierter Ansatz. Dies bedeutet, daß die Relaxation und Dissipation gitterpunktsweise – ohne Einbeziehung von Nachbarpunkten – in jedem Zeitschritt als zeitliche Tendenz auf die prognostischen Variablen Temperatur und Wind wirkt. Eine prognostische Gleichung für eine Variable  $X$  eines Atmosphärenmodells kann schematisch auch beschrieben werden durch

$$\frac{\partial X}{\partial t} = D^X + P^X + F_H^X$$

Hier kennzeichnen  $D^X$  die zeitlichen Tendenzen durch die Dynamik,  $P^X$  die zeitlichen Tendenzen durch die physikalischen Parametrisierungen und  $F_H^X$  die zeitlichen Tendenzen durch Horizontaldiffusion. Da der Held-Suarez Test – als ein Test der Dynamik – auf die zeitliche Tendenzen  $P^X$  der Physik verzichtet, können stattdessen die vorhandenen aber nun unbenutzten Variablen des Physikpakets für die zeitlichen Tendenzen des Held-Suarez Antriebs eingesetzt werden. So greifen die neu entwickelten Programmodule die bestehenden Strukturen der Modelle auf und fügen sich in die Gesamtkonzeption von GME und GM ein. Dies ist ein zentraler Aspekt, der während der Implementierung im Vordergrund stand.

### Zonale and zeitliche Mittelwerte

Im Mittelpunkt der Auswertungen von Held-Suarez Modellläufen stehen die Charakteristiken des zonal und langfristig gemittelten Klimas. So repräsentieren viele der in Kapitel 5 und 6

gezeigten Klimazustände einen 900-Tage Mittelwert, der sich aus zehn 90-Tage Mittelwerten zusammensetzt. Zur Bildung der zeitlichen Mittelung werden zweimal pro Vorhersagetag die aktuellen Werte von Modellvariablen abgegriffen und aufakkumuliert. So berechnen sich die Mittelwerte während des Modellaufs nach der Formel

$$\bar{a}_i = f_1 * a_i + f_2 * \bar{a}_{i-1} \quad \text{mit den Gewichten} \quad f_1 = \frac{1}{i} \quad \text{und} \quad f_2 = \frac{i-1}{i} \quad .$$

Der Index  $i = 1, 2, 3, \dots$  steht hier für die fortlaufende Nummer der neu hinzugenommenen Variablen  $a_i$ . Der Wert der Variablen  $a_i$  aktualisiert auf diese Weise rekursiv den bisher kalkulierten zeitlichen Mittelwert  $\bar{a}_{i-1}$ .

Die zeitliche Mittelung erfolgt sowohl in der Vertikalen als auch in der Horizontalen auf den originalen Gitterpunkten der Modelle GME und GM. So liegen die Daten nach Beendigung der Modellläufe auf identischen  $\eta$ -Modellflächen vor, doch die unterschiedlichen horizontalen Gitter von GME und GM erschweren die Vergleiche der Datensätze. Während das GM auf einem quasi-regulären Gauß-Gitter mit nahezu konstanten Winkelabständen  $\Delta\lambda/\Delta\varphi$  arbeitet, weist das dem GME zugrunde liegende Ikosaedergitter eine irreguläre Struktur auf. Daraus leitet sich eine wichtige Konsequenz für die Auswertung der Ikosaederdaten ab. Die unstrukturierte Anordnung der Gitterpunkte im Ikosaedergitter verhindert die einfache Berechnung eines zonalen Mittelwertes. Dieser wird in regulären Gittern zumeist als arithmetisches Mittel der Daten einer geographischen Breite repräsentiert. Im Fall des Spektralmodells GM sind somit die Zonalmittel direkt zugänglich. Zur Lösung des Problems im Ikosaedergitter bieten sich hier zwei Ansätze an:

- die horizontale Interpolation der Ikosaederdaten auf reguläre Gitter. Die Bildung des Zonalmittels erfolgt anschließend über das arithmetische Mittel auf interpolierten Daten oder
- die Entwicklung von Gewichtsfunktionen im Dreiecksgitter, welche die direkte Berechnung von zonalen Mittelungen im Ikosaedergitter zulassen. Diese Gewichte könnten auf Flächenanteilen der GME-Knoten am jeweiligen Zonalmittel basieren.

In dieser Diplomarbeit wird der erste Ansatz aufgegriffen. So stützen sich die Konvergenzanalysen in Kapitel 5 auf Ikosaederdaten, die – unabhängig von der aktuellen Auflösung des GMEs – mittels bilinearer Interpolation auf reguläre  $1^\circ/1^\circ$ -Gitter interpoliert werden. Zu Vergleichszwecken zwischen den Ergebnissen von GME und GM (Kapitel 6) ist ein reguläres  $1^\circ/1^\circ$ -Gitter jedoch ungeeignet, da dies auch die Interpolation der GM-Daten auf das  $1^\circ/1^\circ$ -Gitter erfordert hätte. Die Interpolationen der Ikosaederdaten wurden aus diesem Grund wiederholt und direkt auf die Gauß-Gitter der Spektralaufösungen T63 und T106 gelenkt.

### Anforderungsprofile

Der Test eines Modells nach Held-Suarez umfaßt ein vielschichtiges Anforderungsprofil. So überdecken die Testläufe Aspekte der

- ▷ **Meteorologie/Klimatologie** Held-Suarez Tests konzentrieren sich auf die Charakterisierung des zonal und langfristig gemittelten Modellklimas eines dynamischen Kernexperiments. Neben Kenntnissen der atmosphärischen Dynamik erfordert dies Kenntnisse der Klimatologie insbesondere der globalen Zirkulation. Eng verbunden mit Überlegungen zur Zirkulation sind Fragen zur Energetik des Klimasystems und die Rolle der atmosphärischen Transportmechanismen. Neben den Transporten von Impuls und Wärme werden auch die Transporte von potentieller Vorticity angesprochen, welche anhand des *transformed Eulerian mean (TEM)*-Gleichungssatzes diskutiert werden. Dies umfaßt insbesondere die Wechselwirkungen zwischen den Wirbelkomponenten und der mittleren Strömung. Die Stichworte Meteorologie und Klimatologie stehen in dieser Diplomarbeit auch immer stellvertretend für die numerische Modellierung der globalen, atmosphärischen Zirkulation. Die Modellierung erfordert Stabilitätsbetrachtungen, die neben rein numerischen Aspekten (z.B. das Courant-Friedrich-Levy-Kriterium (CFL) zur Wahl des Zeitschritts) auch meteorologische Aspekte berücksichtigen. So ist die Stabilität in Modellen eng geknüpft an den Einfluß der Horizontaldiffusion, der zum Gegenstand der Untersuchungen wird. Hinzu kommen Betrachtungen von global gemittelten Diagnose- und Erhaltungsgrößen.
- ▷ **Mathematik/Statistik/Numerik** Die Mathematik und – in dieser Diplomarbeit besonders betont – die Numerik und Statistik sind unerläßliche Bausteine von meteorologischen Modellen und Auswertungsverfahren. In den Auswertungsverfahren kommen statistische Methoden zur Anwendung, die die Interpretation der Modellvergleiche von GME und GM unterstützen. Dazu zählen neben Hypothesentests, Konfidenzintervalle, Rekurrenzanalysen und Untersuchungen von empirischen Orthogonalfunktionen auch Fourier-Transformationen zur Charakterisierung der Daten im Spektralraum. Meteorologische Modelle sind das diskrete, numerische Abbild der kontinuierlichen Gleichungssätze. So bilden die Numerik und die atmosphärische Modellierung eine unzertrennliche Einheit, die jedoch viele Umsetzungs- und Wahlmöglichkeiten bietet. Beschrieben wird dies beispielsweise in HALTNER UND WILLIAMS 1980, welche die wichtigsten numerischen Techniken für meteorologische Modelle zusammengestellt haben. Aufgrund der engen Verknüpfung der Numerik und Modellierung war es auch in dieser Diplomarbeit unerläßlich, die Grundzüge der Numerik in den verwendeten Modelle kennenzulernen. Dies erforderte eine intensive Einarbeitung in die Ablaufstrukturen der Modelle GME und GM.
- ▷ **Informatik** Zentrale Aspekte des Held-Suarez Tests basieren auf Konzepten der Informatik. Die Informatik umfaßt hier vor allem Aspekte der Parallelverarbeitung, aber auch verschiedene *Software-Engineering*-Ansätze, die das Modulkonzept der Modelle GME und GM stützen. Internationale Absprachen zur Programmentwicklung von meteorologischen Modellen – sogenannte *coding conventions* – bilden zudem die Grundlage für austauschbare Codierungen. Beispiele dazu geben ANDREWS *et al.* 1996 und KALNAY *et al.* 1989, speziell für das DWD-Modell GME wurden in MAJEWSKI 1996B Standar-

disierungen eingeführt. Zur Programmentwicklung gehören Kenntnisse der verwendeten Rechnerhardware, welche – richtig eingesetzt – eine effiziente Programmierung zulassen. So basierte die Programmentwicklung des DWD-Modells GM auf Konzepten der Vektor- und Parallelverarbeitung auf Rechnern mit gemeinsamen Speicher (*shared memory*). Eingesetzt wurden *shared memory* Rechner der Firma CRAY Research Inc., die mittels CRAY–Fortran77 Direktiven eine moderate Parallelisierung auf wenigen Prozessoren zulassen. Das Modell GM erfordert zudem vom Programmierer die Einarbeitung in den CRAY–Fortran77 Dialekt mit CRAY–typischen Kommandos zur Hauptspeicherverwaltung mit Zeiger, Allocierungen und Freigaben von Speicherbereichen. Neuere Modelle – so auch das DWD-Modell GME – verzichten auf diese Art der Speicherverwaltung und basieren zunehmend auf dem Fortran-Standard Fortran90, der eine flexible Speicherverwaltung gestattet.

Auch das Modell GME verwendete in der Entwicklungsphase 1996–1998 zunächst eine *shared memory* Parallelisierung mittels CRAY-Fortran90 Direktiven. Seit der Modellversion GME 1.10 (Mai 1998) kommen jedoch Parallelisierungstechniken für Parallelrechnern mit verteiltem Speicher (*distributed memory*) zum Einsatz. Diese Technik nutzt die Möglichkeiten der Nachrichtenübermittlungen über das Verbindungsnetzwerk der Prozessoren mit Hilfe von *Message Passing* Bibliotheken wie PARMACS oder MPI. KRENZIEN UND SCHÄTTLER 1996 diskutierten die Strategien der DWD-Modellentwicklung für Rechner mit verteiltem Speicher und griffen dabei auch Vorschläge aus BRÖKER *et al.* 1997 (Erstveröffentlichung November 1996) auf. Weitere Untersuchungen in SCHÄTTLER UND KRENZIEN 1997 stützten sich dabei auf die Erfahrungen mit der *distributed memory* Parallelisierung des Europa/Deutschland-Modellkomplexes auf der Basis von PARMACS. Prinzipielle Überlegungen zu parallelen Effizienzen der im GME eingesetzten Datenstruktur sind in BRÖKER 1998 angesprochen, wo neben theoretischen GME-Laufzeitvorhersagen auf Parallelrechnern auch Alternativvorschläge für unstrukturierte Gitter entwickelt wurden.

- ▷ **Arbeits- und Dateioorganisation/Datentechnik** Die Modelle GME und GM sind in eine DWD interne Programmier- und Entwicklungsumgebung (siehe auch GERTZ 1994) eingebettet, welche den Anwender mittels UNIX-basierter *Scripts* und *Makefiles* unterstützt. Diese Entwicklungsumgebung greift auf das von IBM entwickelte *Source Code Control System (SCCS)* zurück, welches die Verwaltung von Programmpaketen und deren Versionspflege ermöglicht. Besonders wichtig wurde die Verwaltung des DWD-Modells GME im Jahr 1997 – ein Jahr in der Entwicklungsphase des GMEs mit vielen Versionswechseln und Modellkorrekturen. So stellte der schnelle Wechsel von Versionen eine große Schwierigkeit in der Diplomarbeit dar.

Zentraler, technischer Punkt bei der Implementierung des Held-Suarez Antriebs war die Programmierung einer *Restart*–Möglichkeit, welche für Klimarechnungen über lange Prognosezeiträume essentiell ist. So erzeugte das GME während eines Modellaufs binäre *Restart*–Dateien, die ein Wiederaufsetzen von gestoppten oder auf Fehler gelaufenen

Modellläufen ohne Genauigkeitsverluste ermöglichten. Zu beachten war hierbei, daß der *Input/Output (I/O)* außerhalb der *Multi-Tasking* Bereiche stattfand – also außerhalb der Bereiche, die parallel abgearbeitet wurden. Neuere Konzepte für Parallelrechner mit verteiltem Speicher erlauben inzwischen auch parallelen I/O mit Hilfe der *Message Passing* Bibliothek MPI.

Die Visualisierung der Ausgabedaten erfolgte mit *public domain* Graphiktools, hier vor allem mit Graphikanwendungen wie GMT, GrADS und Vis5D. Die beiden letztgenannten ermöglichten zudem Modellanimationen aus archivierten Daten, welche aus Effizienzgründen auf nicht zu feinen, regulären Gittern vorliegen sollten. Dies bedeutete im Fall der Ikosaederdaten des GMEs, daß zur Visualisierung erneut horizontale, bilineare Interpolationen auf relativ grobe  $4^\circ/4^\circ$ -Gitter nötig wurden. Zudem erforderten die Modellvergleiche von Läufen mit 19 und 31 vertikalen Schichten die vertikale Interpolation der Daten auf Standarddruckflächen. Dies wurde mittels einer *Tension-Spline*-Interpolation durchgeführt, welche auf speziell angepaßten Unterprogrammen aus dem EM/DM-Postprocessing Paket basierte.

Die Tests der Modelle nach Held-Suarez sind ressourcenintensiv. Tabelle 2.2 auf der nächsten Seite gibt einen Einblick in den Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf der Modelle GM und GME auf zwei verschiedenen CRAY-Großrechnern. Beide Rechner sind kombinierte Vektor- und Parallelrechner mit *shared memory* Architektur. Die theoretische Spitzenleistung der Einzelprozessoren liegt im Fall der CRAY C98 bei 1 GigaFlop/s, im Fall der CRAY J932 bei 200MegaFlop/s. Diese Bezeichnung steht für *Floating Point Operations per second* und stellt ein oberes Maß für die Leistungsfähigkeit eines Prozessors dar. Mit realen Anwendungen können erfahrungsgemäß bei optimierter Programmierung etwa 30% der Spitzenleistung erreicht werden.

Die Rechenzeiten von mehreren Millionen CPU-Sekunden belegen, daß die erforderliche Leistung nicht ohne den Einsatz der Parallelverarbeitung hätte erbracht werden können – zumindest nicht in akzeptabler Realzeit. Ein hochaufgelöster GME ( $n_i=64$ ) Lauf mit einem CPU-Zeitbedarf von 18.900.000 s würde auf einem Einzelprozessor der CRAY J932 ca. 200 Tage benötigen, beim Einsatz von 20 Prozessoren und einer suboptimalen parallelen Effizienz von nur ca. 50% lief diese Klimarechnung über 20 Tage. Neben der Rechenzeit entstand im Fall des GMEs zudem ein großer Speicherplatzbedarf, da die Daten als komplette Felder im Ikosaedergitter gespeichert wurden. Die zeitaufwendige Interpolation aller Daten auf reguläre  $1^\circ/1^\circ$ -Gitter erfolgte im Anschluß mit archivierten Dateien. Dagegen konnten die Daten des Modells GM durch arithmetische Mittelwertbildung noch während des Modellaufs auf Zonalmittel reduziert werden und nehmen aus diesem Grund sehr viel weniger Speicherplatz in Anspruch. Neuere Modellversionen des GMEs sehen inzwischen auch eine sofortige Interpolation auf reguläre Gitter im Modell vor.

Das in Tabelle 2.2 dokumentierte Datenvolumen beschreibt den Speicherplatzbedarf für komprimierte Dateien pro Modellauf. Dies umfaßt im wesentlichen die zehn 90-Tage

Stichproben von verschiedenen Modellgrößen. Nicht hinzugerechnet sind der Speicherbedarf für Restart-Dateien und – über den ersten 90-Tage Zeitraum – der Speicherplatz für tägliche Ausgabewerte, welche zur Ermittlung des Eliassen-Palm-Fluß und von Wellenzahlanalysen in Kapitel 6 benötigt wurden.

Modell	horizontale Auflösung	vertikale Auflösung	CPU-Zeit für 1440 Vorhersagetage		Speicherplatzbedarf für Ergebnisse (*.Z)
			Cray C98 (s)	Cray J932 (s)	
GM	T63	19 Level	≈ 351.000		≈ 3 MByte
GM	T106	19 Level	≈ 1.427.000		≈ 4 MByte
GME	ni=24	19 Level	≈ 239.000	≈ 1.580.000	≈ 120 MByte
GME	ni=32	19 Level	≈ 461.000	≈ 3.900.000	≈ 220 MByte
GME	ni=48	19 Level		≈ 8.550.000	≈ 510 MByte
GME	ni=48	31 Level		≈ 12.200.000	≈ 810 MByte
GME	ni=64	19 Level		≈ 18.900.000	≈ 920 MByte

Tabelle 2.2: Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf (approximativ) pro Modellauf für die Modelle GM und GME in verschiedenen Auflösungen. Der Speicherplatzbedarf ist für komprimierte Dateien angegeben. Für nichtkomprimierte Dateien erhöhen sich die Angaben um den Faktor 3 bis 4.

Insgesamt wurden sieben Modellläufe der groben Auflösung GME (ni=24), drei Modellläufe der nächstfeineren Auflösung GME (ni=32) und jeweils ein Modellauf der Auflösungen GME (ni=48) und GME (ni=64) bei 19 vertikalen Schichten angefertigt. GME (ni=48)-Tests mit 31 vertikalen Schichten liegen zweifach vor, Tests des GMs jeweils nur einfach. Die zahlreichen Modellläufe im Fall des GMEs bilden die Basis für eine Parameterstudie zum horizontalen Diffusionskoeffizienten.

## Kooperationen

Die vorliegende Diplomarbeit ist ein Ergebnis einer erfolgreichen Kooperation zwischen dem meteorologischen Institut an der Universität Bonn (MIUB), dem Institut SCAI des Forschungszentrums Informationstechnik GmbH (GMD) in Sankt Augustin und der Forschungsabteilung des Deutschen Wetterdienstes in Offenbach. Das Zusammenwirken von auch sehr interdisziplinären Ideen aus Meteorologie, Mathematik und Informatik bereicherte die Arbeit um viele Aspekte.

Wesentliche Teile dieser Diplomarbeit wurden in der GMD am Institut für Algorithmen und Wissenschaftliches Rechnen (SCAI) in der Arbeitsgruppe METEO angefertigt. Für die Unterstützung des SCAI- und METEO-Teams möchte ich mich herzlich bedanken – insbesondere bei Dipl.-Math. Reinhold Hess, der das Verfahren der bilinearen Interpolation von Dreiecksdaten in ein C-Programm umsetzte und mir zur Verfügung stellte. Zudem ermöglichten mir die guten Kontakte des METEO-Teams zum Europäischen Zentrum für Mittelfristige Wettervorhersage in Reading, England einen dreimonatigen Forschungsaufenthalt am EZMW, wo ich den Test der Dynamik am IFS, dem Modell des EZMW, durchführte.

Die Idee zu dieser Diplomarbeit hatte Detlev Majewski, Forschungsabteilung DWD, der mich besonders in dieser Diplomarbeit unterstützte. So beantworteten Detlev Majewski und das DWD-Team Dörte Liermann, Bodo Ritter, Peter Prohl und Michael Gertz geduldig die vielen Fragen, die während und nach der Implementierung des *Held-Suarez forcings* in die beiden DWD-Modelle entstanden. Auch bei ihnen möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken. Die fachliche und insbesondere auch technische Unterstützung durch den Deutschen Wetterdienst machten die vorliegenden, ressourcenintensiven Klimarechnungen erst möglich. Die Modellläufe nutzten die Rechner-Infrastruktur des DWD, der neben der Bereitstellung der Rechenzeit auch ausreichend Speicherplatz zusicherte – ein zentraler Aspekt dieser Diplomarbeit, welcher in Tabelle 2.2 angerissen worden ist.

Die fachliche Betreuung in der Entwicklungs- und Auswertungsphase der Modelltests erfolgte am meteorologischen Institut der Universität Bonn. So regte Prof. Dr. Andreas Hense an, die Auswertung der Daten statistisch abzusichern und schlug verschiedene statistische Methoden vor. Zudem stützen sich die Spektralraum-Untersuchungen aber auch die EOF-Analysen auf Fortran-Programme, welche mir Prof. Hense und Rita Glowienka-Hense als Basisversionen zur Verfügung stellten. Für die Beratung und Unterstützung zur Interpretation der Daten möchte ich mich bei Prof. Hense und Rita Glowienka-Hense herzlich bedanken und – nicht zu vergessen – bei allen Institutsangehörigen des MIUB, welche mir mit Ratschlägen zur Seite standen.



## Kapitel 3

# Die globalen Modelle des DWD: GME und GM

### 3.1 Das Modell GME

Das globale Modell GME ist Teil des zukünftigen – ab Ende 1999 operationellen – Wettervorhersagesystems des Deutschen Wetterdienstes, welches zusammen mit dem nicht-hydrostatischen Lokalmmodell (LM) die DWD-Modellreihe GM-EM-DM ablöst (näheres zum GM-EM-DM System in Abschnitt 3.2 dieses Kapitels). Die Entwicklung des GMEs begann 1995 mit ersten Tests einer finite-Volumen Flachwasserversion auf einem ebenen Ikosaedergitter (siehe auch PROHL 1995 und STEPPELER UND PROHL 1996). Dieses Flachwassermodell lehnte sich an Vorschläge von BAUMGARDNER 1983 und BAUMGARDNER UND FREDERICKSON 1985 an, welche die Verwendung von Ikosaedergittern in geophysikalischen Anwendungen diskutierten. Die ersten meteorologischen Anwendungen auf Dreiecksgittern gehen aber bereits auf SADOURNY *et al.* 1968 und WILLIAMSON 1968 zurück, welche unabhängig voneinander die divergenzfreie barotrope Vorticity-Gleichung auf sphärischen Ikosaedergittern implementierten. WILLIAMSON 1969 ergänzte im Folgejahr allgemeine Aspekte von zweidimensionalen reibungsfreien Strömungen und stellte in WILLIAMSON 1970 ein einfaches barotropes Modell in sphärischen geodäsischen Koordinaten vor.

Das Ikosaedergitter ist eine Gitterstruktur, welche unter Vermeidung des Polproblems (Konvergenz des Gitters in Polnähe) eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Gitterpunkte auf dem Globus ermöglicht. Die Variationen der Gitterweite liegen unter 20%. Die Konstruktion des Ikosaedergitters wird in Abbildung 3.1 auf der nächsten Seite verdeutlicht. Das Ikosaeder ist eine geometrische Figur, welche sich aus 20 gleichförmigen Dreiecken zusammensetzt und – eingebettet in eine Kugel – diese an zwölf Eckpunkten berührt. Ein sphärisches Ikosaeder entsteht, falls die zwölf Ecken anstelle von Geraden durch Großkreisabschnitte miteinander verbunden werden. Ein solches Ikosaedergitter der Auflösung  $ni = 1$  kann anschließend durch sukzessive Verfeinerungen an die synoptische Skala angepaßt werden. Dazu werden die Drei-

ecksseiten jeweils mehrfach halbiert (in einem ersten Verfeinerungsschritt bei Bedarf auch gedrittelt) und mit Kreisbögen an die Nachbarn gekoppelt. Somit beschreibt die Anzahl  $ni$  der Unterteilungen eines originalen Icosaederdreiecks die Auflösung des Gitters und wird im Modell GME als Zusatzbezeichnung mitgeführt.

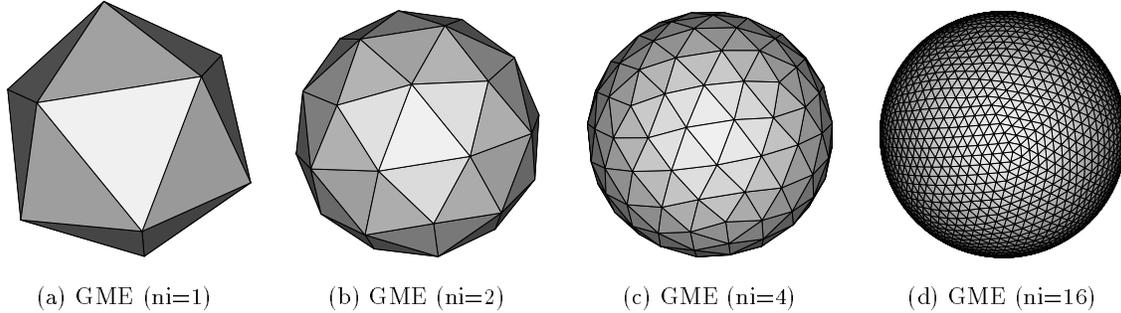


Abbildung 3.1: Icosaedergitter des globalen Modells GME für verschiedene Auflösungen  $ni$  (hier mit ebenen Dreiecken dargestellt). Das im GME verwendete Gitter basiert auf sphärischen Dreiecken.

Die für die Tests des dynamischen Kerns verwendeten Auflösungen und Gitterweiten sind gemeinsam mit weiteren Charakteristiken des Modells GME in Tabelle 3.1 aufgeführt. Die Anzahl der Gitterpunkte entspricht der Anzahl der Dreiecksknoten, an welchen die Modellvariablen definiert sind – auch Arakawa A Gitter genannt. Als Alternative dazu definierte die Prohl'sche GME-Flachwasserversion von 1995 die Variablen an den Schwerpunkten der Dreiecke. So kommt es bei gleicher nomineller Auflösung  $ni$  zu einer Verdopplung der Gitterpunkte und ungefähren Halbierung der Gitterweite, da nun die Anzahl der Gitterpunkte der Anzahl der Dreiecke gleichzusetzen ist. Die Angaben der Tabelle 3.1 beziehen sich jedoch auf die seit 1996 im GME verwendete Gitterbelegung an den Eckpunkten der Dreiecke. Neben den minimalen und maximalen Gitterpunktabständen und deren Relation enthält die Tabelle auch Informationen zum Zeitschritt  $\Delta t$  und zum horizontalen Diffusionskoeffizienten  $K_4$ .

$ni$	# Gitterpunkte pro Level	# Dreiecke pro Level	Abstand $\Delta x_{min}$	Abstand $\Delta x_{max}$	Verhältnis $\Delta x_{min}/\Delta x_{max}$	$\Delta t$	$K_4$
	$10 ni^2 + 2$	$20 ni^2$	(km)	(km)		(s)	( $m^4/s$ )
24	5762	11520	294	347	0.8472	1100	3.5e16
32	10242	20480	220	263	0.8365	800	1.35e16
48	23092	46080	147	174	0.8448	550	2.73e15
64	40962	81920	110	132	0.8333	400	1.68e15

Tabelle 3.1: Charakteristiken des Modells GME in verschiedenen Auflösungen  $ni$ .

Jeder Dreiecksknoten besitzt sechs Gitterpunktnachbarn mit Ausnahme der zwölf originalen

Ikosaederecken mit fünf Nachbarpunkten. So repräsentiert jeder Gitterpunkt den Flächeninhalt des ihn umgebenden Hexagons bzw. Pentagons. Dies ist in Abbildung 3.2 schematisch durch das grau unterlegte Hexagon dargestellt. Die Flächen der Hexagone bzw. Pentagone dienen während eines GME-Modellaufs zur Gewichtung des zugehörigen Gitterpunkts.

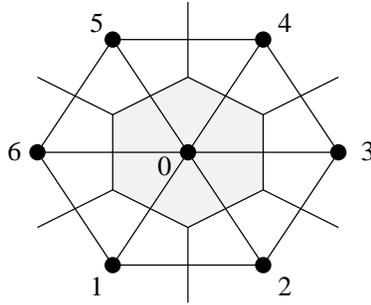


Abbildung 3.2: Bedeutung des Hexagons im Ikosaedergitter: Jeder Gitterpunkt repräsentiert die Fläche des umgebenden, hier grau schattierten, Hexagons (bzw. Pentagons für die 12 Punkte mit fünf Nachbarn). Die Numerierung kennzeichnet die Nachbarn 1–6 eines Zentralknotens der Nummer 0.

## Numerik

Die Definition der Operatoren und Interpolationsmechanismen im Ikosaedergitter des GMEs basiert auf Methoden von J. Baumgardner (Los Alamos, National Laboratory, USA). J. Baumgardner entwickelte die Idee, zur Darstellung des Gradienten, der Divergenz oder des Laplace-Operators lokale sphärische Koordinatensysteme an jedem Gitterpunkt des Ikosaedergitters einzuführen. Diese Koordinatensysteme werden in der Tangentialebene eines Gitterpunktes von zwei lokalen Einheitsvektoren  $((\vec{e}_\lambda)_0, (\vec{e}_\varphi)_0)$  aufgespannt, welche in die globale Ost- und Nordrichtung ausgerichtet sind. Hauptvorteil dieses Ansatzes ist, daß das lokale Koordinatensystem in jeder Zelle nahezu kartesisch ist und Singularitäten vermeidet. Zudem werden nur zwei tangentielle Geschwindigkeitskomponenten benötigt, um die horizontalen Winde zu beschreiben. Nachteilig wirkt sich dagegen aus, daß selbst zwischen benachbarten Gitterpunkten Koordinatentransformationen erforderlich sind.

Das lokale Koordinatensystem  $(\eta, \chi)$  definiert die Positionen der sechs bzw. fünf benachbarten Knoten jeweils relativ zum Zentralknoten 0. So lassen sich die Operatoren im lokalen System durch elementare 6- oder 5-Punkte-Sterne ableiten, was zur folgenden Darstellung der ersten und zweiten partiellen Ableitungen einer Größe  $\Psi$  führt

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} &= \sum_{i=1}^{6(5)} G_{\eta,i} (\Psi_i - \Psi_0) & \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} &= \sum_{i=1}^{6(5)} L_{\eta,i} (\Psi_i - \Psi_0) \\ \frac{\partial \Psi}{\partial \chi} &= \sum_{i=1}^{6(5)} G_{\chi,i} (\Psi_i - \Psi_0) & \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \chi^2} &= \sum_{i=1}^{6(5)} L_{\chi,i} (\Psi_i - \Psi_0) \end{aligned} .$$

Dies bedeutet, daß die Operatoren an einem Gitterpunkt 0 durch die Linearkombination der gewichteten Differenzen zu den sechs bzw. fünf Nachbarn (gekennzeichnet durch Index  $i$ )

repräsentiert werden. Dabei hängen die Gewichte  $G_{\eta,i}$ ,  $G_{\chi,i}$  und  $L_{\eta,i}$ ,  $L_{\chi,i}$  nur von der relativen Position der Gitterpunkte zueinander ab. Zusätzlich zu den Operatoren sind auch die im GME verwendeten Interpolationsverfahren im lokalen Koordinatensystem definiert. Für das semi-Lagrange Advektionsverfahren werden hier neben bilinearen Interpolationen auch biquadratische Interpolationen zur Ermittlung der Mittel- bzw. Startpunkte der Trajektorien eingesetzt. Bilineare Interpolationen greifen dazu auf die drei Variablenwerte desjenigen Dreiecks zurück, welches den zu interpolierenden Punkt umgibt. Die Daten dieser Dreiecksknoten lassen dann mittels Gewichtung durch baryzentrische Koordinaten  $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$  auf den interpolierten Wert  $\Psi(\eta, \chi)$  schließen

$$\Psi(\eta, \chi) = \alpha_0 \Psi(\eta_x, \chi_x) + \alpha_1 \Psi(\eta_y, \chi_y) + \alpha_2 \Psi(\eta_z, \chi_z) \quad \text{mit} \quad \alpha_0 + \alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad .$$

Hier symbolisieren die Indices  $x, y, z$  das umschließende Dreieck. Biquadratische Interpolationen dagegen erfordern die Werte der Variablen an zwölf Nachbarpunkten und beziehen somit die Gitterpunkte aus zwei Nachbarreihen mit ein. Im GME wird das semi-Lagrange Verfahren zur Advektion der Feuchtevariablen verwendet, um den positiv definiten und formhaltenden Transport dieser Größen zu garantieren. Im trockenen Modellteil dagegen kommt aus Effizienzgründen das Euler-Verfahren zum Einsatz. Getestet wurden diese numerischen Verfahren an der Flachwasserversion des GMEs. So ist der standardisierte Test der Rossby-Haurwitz-Welle mit Wellenzahl vier zum Beispiel im QUARTERLY-REPORT 1996 beschrieben. Details zum Flachwassermodell, zum sphärischen Ikosaedergitter und den numerischen Verfahren können zudem der GME-Dokumentation MAJEWSKI 1996A entnommen werden. Diese enthält Einzelheiten zur horizontalen Diskretisierung, zum lokalen Koordinatensystem, zur Ableitung der Operatoren und zu den Interpolationsverfahren.

Das zweidimensionale GME-Flachwassermodell stellte die Vorstufe zum dreidimensionalen GME dar. Erste Versionen des dreidimensionalen Wetterprognosemodells GME mit adaptierter Physik aus dem DWD Europa-Modell und Teilen der EZMW-Physik existieren seit Ende 1996 und sind seither intensiv weiterentwickelt worden. Belegt wird dies durch die zahlreichen Versionswechsel in den Jahren 1997 und 1998:

GME 1.x	November 1996
GME 1.4	April 1997
GME 1.5	Juli 1997
GME 1.6	August 1997
GME 1.7	September 1997
GME 1.8	Oktober 1997
GME 1.9	März 1998
GME 1.10	Mai 1998

Die ersten erfolgreichen Held-Suarez Testläufe wurden mit der numerisch stabilen Modellversion 1.5 durchgeführt. Im folgenden stützen sich die Testergebnisse jedoch auf die GME Version 1.6 mit Modellkorrekturen von September und Oktober 1997.

Das dreidimensionale GME, die Numerik und erste Testergebnisse wurden im QUARTERLY-REPORT 1997 und MAJEWSKI *et al.* 1998 skizziert. Zum Einsatz kommt (in der GME Version 1.6) ein semi-implizites Zeitschrittverfahren auf 3-Zeitebenen mit Asselinfilter (ASSELIN 1972). Das GME arbeitet mit den Prognosegrößen Bodendruck  $p_s$ , Temperatur  $T$ , spezifische Feuchte  $q_v$ , spezifischer Wolkenflüssigwassergehalt  $q_l$  und den horizontalen Windgeschwindigkeiten  $u$  und  $v$ . Die Diskretisierung der kontinuierlichen Gleichungen erfolgt sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen (bei 19 oder 31 hybriden Schichten) über einen finite-Differenzen Ansatz zweiter Ordnung (zum Hybridsystem nach SIMMONS UND BURRIDGE 1981 siehe auch Anhang C). Die Ordnung der vertikalen Diskretisierung reduziert sich jedoch mit zunehmenden Abständen der Modellflächen auf einen Ansatz erster Ordnung. Die Horizontaldiffusion wird über ein Diffusionsverfahren vierter Ordnung realisiert, welches in oberen Schichten zur verstärkten Glättung in eine Diffusion zweiter Ordnung übergeht. Das GME ist ein Modell, welches sich in den Jahren 1997 und 1998 in seiner Entwicklungs- und Testphase befindet. Im Juli 1998 begann der prä-operationelle Einsatz, welcher zunächst einen Parallelbetrieb mit dem operationellen globalen Modell GM vorsieht. Zweimal täglich werden dazu in der Auflösung GME Version 1.10 ( $n_i=128$ ), ca.  $55km$ , bei 31 vertikalen Schichten 7-Tage-Prognosen erstellt. Der operationelle Einsatz des GMEs beginnt voraussichtlich ab Ende 1999. Die angestrebten Auflösungen liegen bei ca.  $28km$ , GME ( $n_i=256$ ), und 40-50 vertikalen Schichten im Jahr 2000/2001.

### Das Modell GME auf Parallelrechnern

Das Modell GME wurde als Gitterpunktsmodell – unter Vermeidung des in Spektralverfahren auftretenden Gibbs-Phänomens – konzipiert und für den Einsatz von Parallelrechnern mit verteiltem Speicher entwickelt. Das *distributed memory* Konzept dieser Parallelrechner ordnet jedem einzelnen Prozessor einen privaten Speicherbereich zu, welcher von anderen Prozessoren nicht adressiert werden kann. Benötigt ein Prozessor die Daten eines anderen Prozessors, so erfordert dies eine Kommunikation über das Verbindungsnetzwerk der Prozessoren. Dazu stehen Unterprogrammbibliotheken zur Nachrichtenübermittlung – sogenannte *Message Passing* Bibliotheken – zur Verfügung, welche eigenverantwortlich vom Programmierer zur Parallelisierung des Modells eingesetzt werden. Die Parallelisierung des GMEs basiert auf solchen *Message Passing* Techniken und wurde ab Modellversion GME 1.10 durch den Einsatz der *Message Passing* Bibliothek MPI realisiert.

Das GME verwendet ein Gitterpunktsverfahren mit lokalen Operatoren, welche maximal die Nachbarpunkte der zweiten Ebene miteinbeziehen. Dies bedeutet auf Parallelrechnern mit verteiltem Speicher, daß sich das Kommunikationsaufkommen auf einen lokalen Randaustausch von maximal zwei Nachbarreihen im Ikosaedergitter beschränkt. Die Datenstruktur des GMEs sieht diese Art des Datenaustausches konzeptionell vor und arbeitet deshalb mit überlappenden Randbereichen auf zehn Rauten (jeweils zwei originale Ikosaederdreiecke bilden eine Raute mit logischer quadratischer Datenstruktur, Details in MAJEWSKI 1996A). Spektralmodelle dagegen erfordern in jedem Zeitschritt globale Kommunikation. Die globalen Datenabhängigkeiten entstehen, da die Transformationen der Daten vom Spektral-

raum/Fouriererraum in den Gitterpunktraum (und umgekehrt) alle Daten in zonaler und meridionaler Richtung miteinbeziehen. Dies bedeutet für die Spektralverfahren, daß sich – neben den steigenden Kosten für die Legendre Transformation – der Anteil der Kommunikation an der Gesamtrechnzeit bei steigenden Auflösungen überproportional erhöht. Als Folge davon sinkt die parallele Effizienz der Algorithmen. So kann erwartet werden, daß das Gitterpunktsverfahren des GMEs – insbesondere bei hohen Auflösungen – aufgrund der Lokalität der Operatoren den traditionellen Spektralverfahren auf Parallelrechnern überlegen ist. Hinweise dazu wurden von BUNGE UND BAUMGARDNER 1995 gegeben, welche die Leistungsfähigkeit der Ikosaederstruktur und der auf ihr entwickelten Algorithmen auf Parallelrechnern demonstrierten.

### 3.2 Das Modell GM

Das bis zum Jahr 1999 operationelle Wettervorhersagesystem des Deutschen Wetterdienstes besteht aus einer Modellkette, welche drei ineinander *genestete* Wettervorhersagemodelle verschiedener Skalen umfaßt. Großskalige atmosphärische Zirkulationen mit Wellenlängen von mehreren hundert bis mehreren tausend Kilometern werden vom spektralen Globalmodell GM auf 19 Schichten erfaßt. Dieses Modell liefert die Randdaten für das im makro- $\beta$ - und meso- $\alpha$ -Bereich arbeitende Europa-Modell EM. Das EM – als Ausschnittsmodell konzipiert – deckt unter Verwendung von 20 vertikalen Schichten und  $55km$  Gitterweite die wesentlichen Teile des Nordatlantiks und Europas ab. Es basiert im Gegensatz zum Globalmodell auf einem gitterpunktorientierten Ansatz mit finite-Differenzen Methode. In einem dritten Schritt aktualisieren die EM-Prognosedaten die Ränder der letzten Modellstufe – das hochauflösende, im meso- $\beta$ -Bereich liegende finite-Differenzen-Modell DM (Deutschland-Modell). Dieses erstreckt sich bei einer Maschenweite von  $\Delta x = 14km$  und 30 Schichten auf das Modellgebiet Zentral- und Westeuropas.

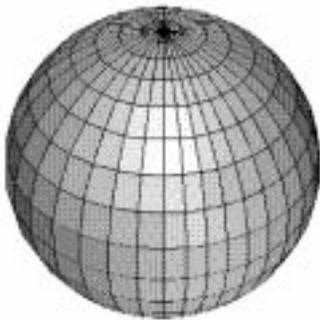


Abbildung 3.3: Gitter des globalen Modells GM.

Das Globalmodell GM ist 1990 aus dem globalen, spektralen EZMW-Modell (Cycle 34) abgeleitet worden. Die Anpassung an lokale Anforderungen erfolgte durch den Deutschen Wetterdienst und koppelte sich von den Weiterentwicklungen am EZMW ab. Heute existieren deshalb nur noch wenig Gemeinsamkeiten zwischen GM und IFS, dem Modell des EZMW. Das GM arbeitet operationell in der spektralen Auflösung T106, d. h. es können 106 Wellenzüge global aufgelöst werden, was einer Wellenlänge von ca.  $380km$  entspricht. Dem Spektralverfahren liegt ein Gauß-Gitter zugrunde, welches für die Darstellung von Prozessen im Gitterpunktraum – insbesondere für physikalische Prozesse – eingesetzt wird. Dieses umfaßt in der T106 Auflösung  $320 \times 160$  Gitterpunkte pro Schicht, ist zum Äquator symmetrisch und verwendet quasi-reguläre Winkelabstände von  $\Delta\lambda, \Delta\varphi \approx 1.125^\circ$ . In Äqua-

tornähe entspricht dies im Gitterpunktraum einem Abstand von ca.  $125\text{km}$ , in Polnähe verringert sich der Gitterpunktabstand aufgrund der Konvergenz der Längengrade. Abbildung 3.3 auf der vorherigen Seite zeigt den prinzipiellen Aufbau des im GM verwendeten Gauß-Gitters, welches somit einen starken Kontrast zum irregulären Ikosaedergitter des GMEs darstellt. Die wesentlichen Charakteristiken des Gauß-Gitters sind in Tabelle 3.2 für die Auflösungen T106 und T63 zusammengestellt. Die genaue Position der Gauß'schen Breitengrade kann den Tabellen B.1 und B.2 im Anhang B auf Seite 135 entnommen werden.

horizontale Auflösung		Gitterweite			Zeitschritt (s)
spektral	Gitterpunkte pro Level	Gitterpunktraum		kleinste aufgelöste	
		$\approx \Delta\phi$	$\approx \Delta x$ (km)	Wellenlänge (km)	
T63	192 x 96	$1.875^\circ$	210	635	1350
T106	320 x 160	$1.125^\circ$	125	380	900

Tabelle 3.2: Charakteristiken des Modells GM in verschiedenen Auflösungen.

In der Vertikalen arbeitet das GM auf 19 hybriden Modellflächen, deren Positionierung in der Tabelle C.1 und Abbildung C.1 (Anhang C) veranschaulicht wird. Der Anhang C gibt zudem Hinweise zum prinzipiellen Aufbau des hybriden Systems, welches wie im Fall des GMEs auf Vorschlägen von SIMMONS UND BURRIDGE 1981 basiert. Dabei beruht der vertikale Diskretisierungsansatz auf der finite-Differenzen Methode.

Das GM verwendet die prognostischen Variablen Bodendruck (bzw. den Logarithmus des Bodendrucks)  $\ln(p_s)$ , die Temperatur  $T$ , die spezifische Feuchte  $q_v$ , die horizontale Divergenz  $D$  und relative Vorticity  $\zeta$ . Diese werden mit einem semi-impliziten 3-Zeitebenen-Verfahren vorwärts integriert (zur Numerik siehe auch HALTNER UND WILLIAMS 1980) und durch Asselinfilterung (ASSELIN 1972) an die aktuelle und vergangene Zeitebene gekoppelt. Die Zeitschrittweite konnte durch den Einsatz des semi-impliziten Verfahrens in der Auflösung T106 auf  $\Delta t = 15\text{min}$  gesetzt werden. Modelläufe mit der Spektralauflösung T63 verwenden hier einen Zeitschritt von  $\Delta t = 22.5\text{min}$ . Explizite Zeitschrittverfahren dagegen würden aus numerischen Stabilitätsüberlegungen einen – um mehrere Faktoren – verkürzten Zeitschritt erfordern.

Die Numerik des GMs ist an dieser Stelle nur skizziert worden. Näheres zu den Gleichungssätzen, zur horizontalen und vertikalen Diskretisierung, zum Zeitintegrationschema, zur Euler-Advektion und Horizontaldiffusion vierter Ordnung können der EZMW-Dokumentation zum Globalmodell ECMWF 1988 und in Grundzügen auch der Beschreibung des Modells ECHAM3 1993 entnommen werden. Das letztgenannte Modell wird am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg zur Klimaprognose eingesetzt und wurde ebenfalls aus einer früheren Version des EZMW-Modells (Cycle 31, November 1988) abgeleitet.

### 3.3 Tabellarischer Vergleich der Modelle GME und GM

Tabelle 3.3 stellt die verwendeten DWD-Modelle GME und GM abschließend gegenüber. Für die Tests der dynamischen Kerne wurden die GME Version 1.6 von August 1997 (inklusive Modellkorrekturen von September/Okttober 1997) und das Modell GM Version 1.15 (operationelle Version bis März 1998) verwendet.

	GME	GM
Modelltyp	Gitterpunktmodell	Spektralmodell
horizontale Diskretisierung	finite Differenzen	spektral Dreiecksabhackung
Gitter	sphärisches Dreiecksgitter (Ikosaedergitter)	Gauß-Gitter
Vertikalkoordinate	hybrid	hybrid
vertikale Diskretisierung	finite Differenzen	finite Differenzen
vertikale Auflösung	19 oder 31 Schichten geplant: 40–50 Schichten	19 Schichten
prognostische Variablen (trockenes Modell)	zonaler Wind $u$ meridionaler Wind $v$ Temperatur $T$ Bodendruck $p_s$	relative Vorticity $\zeta$ horizontale Divergenz $D$ Temperatur $T$ Log. des Bodendrucks $\ln(p_s)$
prognostische Feuchtegrößen	spezifische Feuchte $q_v$ spez. Wolkenwassergehalt $q_l$	spezifische Feuchte $q_v$
diagnostische Variablen	Geopotential $\Phi$ Vertikalgeschwindigkeit $\omega$	Geopotential $\Phi$ Vertikalgeschwindigkeit $\omega$
Advektionsverfahren	Euler-Schema Feuchtegrößen: semi-Lagrange	Euler-Schema
Zeitschrittverfahren	semi-implizit 3-Zeitebenen-Verfahren	semi-implizit 3-Zeitebenen-Verfahren
Zeitfilter	Asselin-Filter	Asselin-Filter
horizontale Diffusion	lineare Diffusion 4. Ordnung in oberen Leveln: 2. Ordnung	lineare Diffusion 4. Ordnung

Tabelle 3.3: Vergleich der DWD-Modelle GME (Version 1.6) und GM (Version 1.15).

## Kapitel 4

# Statistische Methoden

Das Testverfahren von Held-Suarez evaluiert die dynamischen Kerne von globalen atmosphärischen Zirkulationsmodellen. Das Ziel der Untersuchungen ist es, das Modell durch Langzeitsimulationen in einen quasi-stationären Modellzustand zu überführen, so daß aus diesem statistisch gesicherte Aussagen zum Modellklima ableitbar werden. Das Klima des Modells oder – allgemeiner gesprochen – die Klimatologie ist somit eng verbunden mit Überlegungen zur mathematischen Statistik, welche für die Klimatologie von zentraler Bedeutung ist.

Einen ersten Einblick in die Charakteristik der mittleren atmosphärischen Zirkulation geben die Methoden der *deskriptiven* (beschreibenden) Statistik, die auf empirischen Untersuchungsverfahren basieren. Die Beschreibung des Klimas stützt sich dazu primär auf Schätzungen von Parametern einer Stichprobe. So kennzeichnet der arithmetische Mittelwert den mittleren Zustand der Zirkulation, die Variabilität wird über die empirische Streuung/Varianz geschätzt und die empirische Verteilungsfunktion der Grundgesamtheit ist über eine Häufigkeitsbetrachtung zugänglich. Letzterer Aspekt ist zumeist von geringerer Bedeutung, da ein Großteil der meteorologischen Daten theoretischen Verteilungsfunktionen – vor allem der Gauß-Verteilung, aber auch der Student-t,  $\chi^2$  und Fisher-F Verteilung – unterliegen und diese als Grundlage für weitere Untersuchungen herangezogen werden. So lassen sich beispielsweise der mittlere Grundzustand und seine Variabilität auch durch die ersten und zweiten zentrierten Momente einer Verteilungsfunktion charakterisieren (Kapitel 4.2).

Die ersten und zweiten zentrierten Momente einer Verteilung sind wichtige Parameter der Grundgesamtheit. So liefert die beschreibende Statistik die ersten Ansätze zum Verständnis des Klimasystems. Doch die Komplexität des dynamischen Systems Atmosphäre erfordert weitergehende, vertiefende Analysen, welche auf die Methoden der analytischen (schließenden) Statistik zurückgreifen. Die analytische Statistik umfaßt z. B. neben der Betrachtung von Vertrauensintervallen (Konfidenzintervallen) für die geschätzten Parameter einer Verteilung auch Tests von statistischen Hypothesen. Diese kommen zur Überprüfung von a-priori Annahmen über die Grundgesamtheit zum Einsatz und bieten zudem in Kombination mit Rekurrenzanalysen eine geeignete – aber nicht unumstrittene – Entscheidungshilfe bei Modellvergleichen. Umstritten bleibt, ob diese Testverfahren als univariate, also eindimensionale

(gitterpunktsbezogene) Tests mächtig genug sind, um verlässlich die signifikanten Unterschiede zweier Modellläufe anzuzeigen. So neigen die univariaten Tests zur Überschätzung der Signifikanz von Signalen (z. B. die Überschätzung der Bedeutung von Modellunterschieden), da sie die räumliche Kopplung der Modellvariablen vernachlässigen. Abhilfe schafft hier der Einsatz von multivariaten, also mehrdimensionalen Testmethoden, welche die räumlichen Abhängigkeiten der Modellvariablen miteinbeziehen. Doch unterliegen die multivariaten Tests insbesondere dann starken Einschränkungen, falls der Stichprobenumfang klein ist gegenüber der räumlichen Dimension des Modellgebiets. Dies ist im Fall von Held-Suarez Tests gegeben, da hier nur zehn 90-Tage Stichproben einem dreidimensionalen Modellgebiet mit wesentlich mehr Gitterpunkten gegenüberstehen. Zur Lösung des Problems können Datenreduktionen z. B. mittels empirischer Orthogonalfunktionen (EOF) eingesetzt werden, um die typischen Muster der Zirkulation zu isolieren.

Die hier skizzierten statistischen Verfahren reißen nur einen Bruchteil aller Möglichkeiten an, welche in der beschreibenden und analytischen Statistik zur Verfügung stehen. Bisher nicht erwähnt, aber in dieser Diplomarbeit in Kapitel 6.2 verwendet, sind beispielsweise die Methoden der Zeitreihenanalyse, welche detaillierte Untersuchungen im Spektralraum ermöglichen. Die zahlreichen statistischen Verfahren unterscheiden sich dabei stark in ihrer Methodik. Doch trotz aller Unterschiede bleiben ihnen zwei Prinzipien gemeinsam, welche auch als Fundamentalregeln der Statistik verstanden werden können:

- ▷ Statistische Aussagen beziehen sich nie auf ein Einzelereignis, sondern immer auf Grundgesamtheiten vieler Ereignisse oder vieler Beobachtungen.
- ▷ Jede statistische Aussage ist in der Regel mit einer zwar abschätzbaren, aber unvermeidlichen Unsicherheit behaftet, d. h. die Irrtumswahrscheinlichkeit ist nie gleich Null und muß bei jeder Aussage mitangegeben werden.

Der hohe Stellenwert der Statistik in der Klimadiagnostik wurde in verschiedenen Veröffentlichungen aufgegriffen und ist auch heute noch Gegenstand der aktuellen Forschung. So untersuchten SANTER *et al.* 1995 im Rahmen der AMIP Initiative, welche statistischen Methoden den größtmöglichen Nutzen erbringen, wenn Modelldaten mit Beobachtungen verglichen werden. Sie erprobten dazu univariate und multivariate Ansätze und wiesen auf die Schwierigkeiten der Interpretation der Resultate hin. LIVEZEY 1985 analysierte die fortlaufende Entwicklung der statistischen Testverfahren in den Jahren 1975–1985. Der Artikel hält einen Überblick zu verschiedenen Testmethoden bereit und spricht die Anwendungs- und Problembereiche der Verfahren an. PREISENDORFER UND BARNETT 1983 dagegen konzentrierten sich speziell auf statistische Verfahren, welche auch bei geringem Stichprobenumfang einsetzbar sind. Sie schlugen dazu zwei neue Testmethoden vor, welche die Nachteile des kleinen Stichprobenumfangs umgingen. Die Probleme, die kleine Stichproben aufwerfen, sind zudem in Analysen zu empirischen Orthogonalfunktionen und deren prinzipialen Komponenten präsent, welche von VON STORCH UND HANNOSCHÖCK 1985 thematisiert wurden. Desweiteren gaben VON STORCH UND ZWIERS 1988 einen Überblick über die Anwendungsmöglichkeiten

der Rekurrenzanalyse. Diese macht Aussagen zur Trennbarkeit zweier Verteilungen und zur Wahrscheinlichkeit der Fehlklassifikation von Entscheidungen, falls Stichprobenelemente einer Grundgesamtheit zugeordnet werden.

Statistische Analysemethoden stehen auch für den Held-Suarez Test im Mittelpunkt des Interesses. Sie blieben jedoch bisher in den meisten Veröffentlichungen unerwähnt, da die Ergebnisse zumeist intuitiv interpretiert wurden (allein BOER UND DENIS 1997 stützten ihre Aussagen zu Modellunterschieden auf die Resultate von univariaten Student-t Tests). Doch zur möglichst objektiven Beurteilung der Held-Suarez Testergebnisse reichen die intuitiven Entscheidungen per 'Augenmaß' bei weitem nicht aus. Sie liefern zwar erste Anhaltspunkte bezüglich der Modellabweichungen, doch fehlen zur fundierten Beurteilung der Modellunterschiede die objektiven Entscheidungskriterien. Diese werden durch die Methoden der mathematischen Statistik zur Verfügung gestellt – unabhängig von der subjektiven Einschätzung, ob Modellunterschiede 'groß' oder 'klein' sind. So liefert die Statistik – behaftet mit einer statistischen Unsicherheit – zum Beispiel Aussagen zur Unterscheidbarkeit von meteorologischen Größen (Zufallsvariablen) und beschreibt, ob Modellunterschiede innerhalb oder außerhalb der natürlichen Klimavariabilität liegen. Umfassende Erklärungen und Hintergründe zu statistischen Methoden sind in verschiedenen Büchern und Skripten zusammengestellt und können beispielsweise VON STORCH UND ZWIERS 1998 und SCHÖNWIESE 1992 entnommen werden. SCHÖNWIESE 1992 legte dabei besonderen Wert auf praxisorientierte Hinweise und präsentierte anschauliche Anwendungsbeispiele. Die statistischen Analysen, die in dieser Diplomarbeit verwendet wurden, greifen auf diese Erkenntnisse zurück und nutzen zudem intensiv die Methoden, welche in HENSE 1994, HENSE 1995A und HENSE 1996 vorgestellt worden sind.

Das vorliegende Kapitel 4 ist wie folgt aufgebaut. Abschnitt 4.1 gibt einen Überblick über die mittleren Felder und Eddy-Größen, welche die Grundlage für die Modellvergleiche in den Kapiteln 5 und 6 bilden. Zudem werden Hinweise zur Definition und Notation der Mittelungsoperatoren gegeben, welche den Vorschlägen von BOER 1982 folgen. Abschnitt 4.2 skizziert zwei Schätzverfahren für die Parameter einer Verteilung, greift also Methoden der beschreibenden Statistik auf. Die Parameterschätzung wird dabei gestützt durch das in Abschnitt 4.3 vorgestellte Verfahren zur Berechnung von Vertrauensintervallen. Diese Konfidenzintervalle kennzeichnen die Wertebereiche, in welchen die geschätzten Parameter mit gewisser Wahrscheinlichkeit liegen. Abschnitt 4.4 präsentiert den prinzipiellen Ablauf der statistischen Hypothesentests. Hier erwähnt ist der oftmals benutzte, univariate Student-t Test und der eher selten verwendete, univariate Fisher-F Test. Diese Hypothesentests dienen zusammen mit Überlegungen zur Rekurrenz (in Abschnitt 4.5) zur Abschätzung von signifikanten Modellunterschieden. Desweiteren wird der multivariate Ansatz der empirischen Orthogonalfunktionen vorgestellt, welcher in Kapitel 6.5 zur Analyse der zeitlich gemittelten und weit streuenden Bodendruckverläufe zur Anwendung kommt. Die Methoden zur Zeitreihenanalyse und zur Darstellung von Daten im Spektralraum werden an dieser Stelle nicht vertieft. Diese werden zusammen mit der Präsentation der Ergebnisse in Kapitel 6.2 skizziert.

## 4.1 Klimastatistik: mittlere Felder und Eddy-Größen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die atmosphärischen Felder, welche Rückschlüsse auf das Modellklima zulassen. Zur Charakterisierung des Modellklimas werden im allgemeinen gemittelte Größen herangezogen. Besonderes Gewicht kommt hier neben der zeitlichen Mittelung dem zonalen Mittelungsoperator zu, welcher die typischen, meridional orientierten Zirkulations- und Austauschmechanismen aus dem Datenmaterial extrahiert. Die Definitionen der Operatoren greifen dabei die Notationen von BOER 1982 auf, welcher in seinem Artikel ausführlich auf diagnostische Größen in Druckkoordinaten einging. So beschreibt der untenstehende Formelsatz die zeitliche, zonale, horizontale und globale Mittelung durch

$$\begin{aligned}\overline{X}(\lambda, \varphi, p) &= \frac{1}{T} \int_0^T X(\lambda, \varphi, p, t) dt \\ [X](\varphi, p, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X(\lambda, \varphi, p, t) d\lambda \\ \langle X \rangle(p, t) &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} X(\lambda, \varphi, p, t) \cos\varphi d\lambda d\varphi \\ \widehat{X}(t) &= \frac{1}{4\pi p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{p_s} X(\lambda, \varphi, p, t) \cos\varphi dp d\lambda d\varphi \quad .\end{aligned}$$

Die Größe  $X$  läßt sich nach erfolgter zonaler oder zeitlicher Mittelung in einen mittleren Anteil und einen Störungsanteil aufspalten und unterliegt dabei den Rechenregeln

$$X' = X - \overline{X} \quad \text{mit} \quad \overline{X'} = 0 \quad \text{und} \quad \overline{\overline{X}} = \overline{X} \quad (4.1)$$

$$X^* = X - [X] \quad \text{mit} \quad [X^*] = 0 \quad \text{und} \quad [[X]] = [X] \quad (4.2)$$

Der Überstrich ( $\overline{\quad}$ ) steht hier für die zeitliche Mittelung, der Strich ( $'$ ) repräsentiert die Abweichung vom zeitlichen Mittel, die eckigen Klammern  $[ \quad ]$  beschreiben die zonale Mittelung (auch Euler'sches Mittel genannt) und der Stern ( $*$ ) kennzeichnet die Abweichung vom zonalen Mittel. Zudem symbolisieren die spitze Klammer  $\langle \quad \rangle$  das mit Flächenanteilen gewichtete horizontale Mittel und der Hut ( $\widehat{\quad}$ ) das mit Volumenanteilen gewichtete globale Mittel. Werden der zeitliche und zonale Mittelungsoperator kombiniert auf zwei Modellgrößen  $X$  und  $Y$  angewendet, so führt dies zur Unterscheidung von mittleren Strömungsanteilen und Wirbelkomponenten (auch Eddy-Größen genannt). Diese sind im Gleichungssatz

$$\begin{aligned}\overline{XY} &= \overline{X} \overline{Y} + \overline{X'Y'} \\ [\overline{XY}] &= \underbrace{[\overline{X}][\overline{Y}]}_{\text{mittlere Strömung}} + \underbrace{[\overline{X^*Y^*}]}_{\text{stationär}} + \underbrace{[\overline{X'Y'}]}_{\text{transient}} \\ &\quad \text{totale Eddy-Statistik}\end{aligned}$$

als gestrichene oder Stern-Größen gekennzeichnet. Dabei spaltet sich die totale Eddy-Statistik zusätzlich in eine stationäre (zeitlich invariable) und eine transiente Eddy-Komponente auf. Transiente Eddy-Größen lassen sich aus mittleren Modellgrößen erschließen. So berechnet

sich die transiente Eddy-Komponente  $[\overline{X'Y'}]$  nach Beendigung eines Klimalaufs mittels der Formel

$$[\overline{X'Y'}] = [\overline{XY}] - [\bar{X}\bar{Y}] \quad .$$

Dies ist in Modellläufen ohne Orographie äquivalent zur totalen Eddy-Komponente, welche auch durch

$$[\overline{X'Y'}] \approx [\overline{X'Y'}] + [\bar{X}^*\bar{Y}^*] = [\overline{XY}] - [\bar{X}][\bar{Y}]$$

repräsentiert wird. Das bedeutet insbesondere im Fall von Held-Suarez Tests, daß die stationären Eddy-Anteile  $[\bar{X}^*\bar{Y}^*]$  verschwindend gering sind (und nicht explizit betrachtet werden), da sich in Abwesenheit von Orographie keine räumlich stehenden Wellenzüge ausbilden.

Tabelle 4.1 stellt die Größen zusammen, welche in den nachfolgenden Kapiteln 5 und 6 die Modellklimate der Modelle GME und GM kennzeichnen. Dabei wird in den einzelnen Abschnitten zumeist eine Auswahl der hier präsentierten Klimavariablen vorgestellt und die Eddy-Varianz der horizontalen Winde als kombinierte Größe (Eddy kinetische Energie) erfaßt.

Mittlere Felder		$[\bar{p}_s]$	Bodendruck
		$[\bar{T}]$	Temperatur
		$[\bar{u}]$	zonaler Wind
		$[\bar{v}]$	meridionaler Wind
		$[\bar{\omega}]$	Vertikalgeschwindigkeit
		$[\bar{\Theta}]$	potentielle Temperatur
Eddy-Varianzen / Eddy-Intensitäten		$\frac{1}{2} * [\overline{u^2 + v^2}]$	totale kinetische Energie
		$[\overline{T'T'}]$	Temperaturvarianz
		$[\overline{u'u'}]$	Varianz des zonalen Windes
		$[\overline{v'v'}]$	Varianz des meridionalen Windes
		$[\overline{\omega'\omega'}]$	Varianz der Vertikalgeschwindigkeit
	$\frac{1}{2} * [\overline{u'^2 + v'^2}]$	Eddy kinetische Energie	
Eddy-Flüsse	zonal	$[\overline{u'T'}]$	zonaler Eddy-Wärmetransport
	meridional	$[\overline{u'v'}]$	meridionaler Eddy-Impulstransport
		$[\overline{v'T'}]$	meridionaler Eddy-Wärmetransport
	vertikal	$[\overline{u'\omega'}]$	vertikaler Eddy-Impulstransport
$[\overline{\omega'T'}]$		vertikaler Eddy-Wärmetransport	
horizontale Mittelwerte	$\langle p_s \rangle$	horizontal gemittelter Bodendruck	
globale Mittelwerte		$\widehat{KE}$	globale kinetische Energie
		$\widehat{T}$	globale Temperatur
		$\widehat{\Theta}$	globale potentielle Temperatur
		$\widehat{deldse}$	globale relative trocken statische Energie

Tabelle 4.1: Modellgrößen zur Charakterisierung des Klimas.

## 4.2 Schätzung von Parametern einer Verteilung

Meteorologische Größen werden im statistischen Sinne als Zufallsvariablen (ZVA) aufgefaßt, welche als kontinuierliche, reelle und univariate Größen durch  $X = \{(x, f(x)), x \in [a, b]\}$  definiert werden. So lassen die Stichprobenelemente  $x$ , welche mit der Wahrscheinlichkeit  $f(x)$  aus einem Wertebereich  $[a, b]$  entnommen werden, auf die Charakteristiken der zugrunde liegenden Grundgesamtheit schliessen. Wichtige Merkmale einer Grundgesamtheit sind dabei die ersten und zweiten (zentrierten) Momente  $\mu$  und  $\rho_2$  der Zufallsvariablen. Sie werden auch als Erwartungswert und Varianz einer Verteilung bezeichnet und sind wie folgt definiert

$$\begin{aligned}\mu &= \int x f(x) dx \\ \rho_2 &= \int (x - \mu)^2 f(x) dx \quad .\end{aligned}$$

Dabei symbolisiert  $f(x)$  die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, welche in meteorologischen/klimatologischen Anwendungen oftmals der Gauß-Verteilung (Normalverteilung, Standard-Normalverteilung) folgt. Jede ZVA ist demnach eindeutig durch ihre Verteilungsfunktion und die Wahrscheinlichkeitsdichte gekennzeichnet.

Doch liegen in numerischen Experimenten – und dazu zählen zum Beispiel Klimarechnungen wie die der Held-Suarez Tests – weder die Wahrscheinlichkeitsdichte noch die Momente der Zufallsvariablen exakt vor. Diese Charakteristiken lassen sich aus Stichproben aber indirekt, approximativ erschließen, falls der Erwartungswert sowie die Varianz aus Stichprobenelementen geschätzt werden. Häufig verwendete Schätzmethode ist dazu der Maximum-Likelihood Schätzer für den Erwartungswert

$$\hat{\mu} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m X_i \quad ,$$

welcher den arithmetischen Mittelwert der Stichprobe mit Stichprobenumfang  $m$  beschreibt. Entsprechend lautet der Maximum-Likelihood Schätzer der Varianz

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (X_i - \hat{\mu})^2 \quad .$$

Dieser Schätzer der empirischen Varianz unterschätzt jedoch die tatsächliche Varianz der Stichprobe (siehe auch HENSE 1995A), so daß in der Regel auf den unverzerrten, erwartungstreuen Schätzer

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (X_i - \hat{\mu})^2$$

zurückgegriffen wird. Dieser gleicht bei großen Stichprobenumfängen dem Maximum-Likelihood Schätzer asymptotisch.

### 4.3 Konfidenzintervalle

Die im vorangegangenen Kapitel 4.2 vorgestellten Schätzer für den Erwartungswert  $\hat{\mu}$  und die Varianz  $\hat{\sigma}^2$  repräsentieren Punktschätzer für die Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Diese geben einen Einblick in die Zirkulation und Variabilität der Modellläufe, beinhalten jedoch keine Information zur Güte der geschätzten Parameter. Vielmehr müssen die geschätzten Parameter selbst als Zufallsvariablen aufgefaßt werden.

Die Qualität der Parameter ist über eine Intervallschätzung zugänglich. Dazu dienen sogenannte Konfidenzintervalle oder Vertrauensintervalle, die zu einem vorgeschriebenen Signifikanzniveau  $\gamma \in [0, 1]$  einen Wertebereich angeben, in welchem der gesuchte, exakte Parameter aufzufinden ist. Wird zum Beispiel das Intervall um einen Mittelwert  $\mu$  bei bekannter Varianz  $\sigma^2$  gesucht, so läßt sich eine ZVA  $Z$  mit

$$Z = \sqrt{m} \frac{\hat{\mu} - \mu}{\sigma}$$

konstruieren, welche der Standard-Normalverteilung  $\mathcal{N}(0, 1)$  folgt. Die Quantile dieser Gauß-Verteilung sind in vielen Standardwerken zur Statistik tabelliert. Bei um 0 symmetrischen Intervallen  $[-b, b]$  mit

$$\text{Prob}(-b \leq Z \leq b) = \gamma = \text{erf}(b) - \text{erf}(-b)$$

läßt sich somit das Quantil  $b$  anhand der tabellierten *error function*  $\text{erf}(b) = \frac{1+\gamma}{2}$  ermitteln (die *error function* steht hier als weiteres Synonym für die Standard-Normalverteilung). Der Wert von  $b$  fließt anschließend in die Berechnung des Vertrauensintervalls für den Mittelwert nach Formel

$$\hat{\mu} - \frac{b \sigma}{\sqrt{m}} \leq \mu \leq \hat{\mu} + \frac{b \sigma}{\sqrt{m}}$$

mitein.

In einer Stichprobe liegt jedoch die exakte Varianz  $\sigma^2$  der Grundgesamtheit nicht notwendigerweise vor. Sie kann stattdessen durch die geschätzte Varianz  $\hat{\sigma}^2$  ersetzt werden. Dies führt zu der Test-Statistik

$$T = \sqrt{m} \frac{\hat{\mu} - \mu}{\hat{\sigma}} = \underbrace{\sqrt{m} \frac{\hat{\mu} - \mu}{\sigma}}_{\mathcal{N}(0,1)\text{-verteilt}} / \underbrace{\sqrt{\frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m \left(\frac{X_i - \hat{\mu}}{\sigma}\right)^2}}_{\chi_{m-1}^2\text{-verteilt}}$$

mit der Student-t verteilten Zufallsvariablen  $T$ , welche  $m - 1$  Freiheitsgrade besitzt. Gesucht ist dann bei symmetrischen Intervallgrenzen  $[-b, b]$  die Größe  $b$  zum Vertrauensniveau  $\gamma$

$$F_{St-t}(b) = \frac{1 + \gamma}{2} \quad ,$$

welche gleichfalls wie die Quantile der Normalverteilung aus Tabellenwerken zur Student-t Verteilung entnommen werden kann. Das Vertrauensintervall um den Mittelwert  $\mu$  einer

Verteilung berechnet sich anschließend nach

$$\hat{\mu} - \frac{b \hat{\sigma}}{\sqrt{m}} \leq \mu \leq \hat{\mu} + \frac{b \hat{\sigma}}{\sqrt{m}}$$

Die Größe  $m$  beschreibt hier wie in allen vorangegangenen Formeln den Umfang der jeweiligen Stichprobe.

## 4.4 Hypothesentests

Statistische Hypothesentests stellen eine Methode dar, mit welcher eine Annahme – ein Vorwissen – über Stichproben bestätigt oder abgelehnt werden kann. Der Test der Hypothese verläuft dazu in mehreren Schritten. Zunächst werden die zu überprüfenden Sachverhalte in einer Nullhypothese  $H_0$  und einer Alternativhypothese  $H_1$

$$\begin{aligned} H_0 & : \quad \text{Nullhypothese} \\ H_1 & : \quad \text{Alternativhypothese} \end{aligned}$$

formal festgehalten. Dabei beschreibt  $H_0$  die a-priori Annahme, welche zum Beispiel von der Gleichheit zweier Mittelwerte  $\hat{\mu}_x = \hat{\mu}_y$  oder Varianzen  $\hat{\sigma}_x^2 = \hat{\sigma}_y^2$  ausgeht.  $H_1$  erfaßt im Gegenzug die alternative Aussage, welche problemgebunden als einseitige oder zweiseitige Alternativhypothese formuliert wird. 'Zweiseitig' bedeutet hier, daß durch die Kombination der Null- und Alternativhypothese alle numerisch möglichen Konstellationen abgedeckt sind. Dies ist im obigen Beispiel ( $H_0$ : Gleichheit der Mittelwerte) der Fall, falls  $H_1$  die Ungleichheit der Mittelwerte festlegt. Die einseitige Alternativhypothese dagegen schränkt die möglichen Alternativen auf Intervallbereiche ein und überdeckt in Kombination mit  $H_0$  nur einen Teil der statistisch-numerischen Möglichkeiten. Denkbare Alternativhypothesen sind hier z. B. die Relationen  $\hat{\mu}_x < \hat{\mu}_y$  oder  $\hat{\mu}_x > \hat{\mu}_y$ .

Um nun über das Zutreffen – oder das Nichtzutreffen – einer Nullhypothese zu entscheiden, werden in einem zweiten Schritt sogenannte Test-Statistiken (Zufallsvariablen) spezifiziert. Der Test arbeitet dann mit diesen Prüfgrößen  $P$  nach dem Prinzip:

$$\begin{aligned} P \in [u_\alpha^-, u_\alpha^+] & \rightarrow \text{akzeptiere } H_0 \\ P \notin [u_\alpha^-, u_\alpha^+] & \rightarrow \text{akzeptiere } H_1 \end{aligned}$$

Fallen also die Realisierungen der Zufallsvariablen  $P$  in den Gültigkeitsbereich der Nullhypothese  $H_0$  ( $[u_\alpha^-, u_\alpha^+]$ ), so führt dies zur Akzeptanz von  $H_0$  und zur Zurückweisung von  $H_1$ . Dabei werden die Intervallgrenzen  $u_\alpha^-$  und  $u_\alpha^+$  durch die Quantile der Verteilung der ZVA  $P$  (zu einem gewählten Signifikanzniveau  $\gamma$ ) vorgegeben.  $H_1$  dagegen wird akzeptiert, falls die Prüfgröße  $P$  einen Wert außerhalb des Intervalls  $[u_\alpha^-, u_\alpha^+]$  annimmt.

Ein Hypothesentest ist im statistischen Sinne ein aussagekräftiges, jedoch nicht absolut sicheres Prüfverfahren, welches zwei potentielle Fehlerquellen besitzt. So tritt ein Fehler erster Art auf, falls es zur fälschlichen Ablehnung der Nullhypothese  $H_0$  kommt. Dies geschieht bei einer

gewählten Vertrauensgrenze  $\gamma$  mit der Wahrscheinlichkeit  $\alpha = 1 - \gamma$ , welche auch Irrtumswahrscheinlichkeit genannt wird. Ein Fehler zweiter Art liegt vor, falls trotz des Zutreffens der Alternativhypothese  $H_1$  die Nullhypothese  $H_0$  akzeptiert wird. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Fehler läßt sich mit  $1 - \beta$  angeben, wobei die Größe  $\beta$  die Macht des Tests repräsentiert. Die Macht des Tests beschreibt somit die Wahrscheinlichkeit für die korrekte Annahme von  $H_1$ .

#### 4.4.1 Student-t Test

Der Student-t Test überprüft als parametrischer Hypothesentest, ob die geschätzten Mittelwerte  $\hat{\mu}_x$  und  $\hat{\mu}_y$  zweier univariater, normalverteilter Zufallsvariablen  $X$  und  $Y$  gleich sind. Die Gleichheit der geschätzten Mittelwerte wird demnach als Nullhypothese  $H_0$  formuliert, so daß die Alternativhypothese  $H_1$  (in einem zweiseitigen Test) von der Ungleichheit der Mittelwerte ausgeht.

$$\begin{aligned} H_0 & : \hat{\mu}_x = \hat{\mu}_y \\ H_1 & : \hat{\mu}_x \neq \hat{\mu}_y \end{aligned}$$

Der Student-t Test verfolgt einen lokalen Ansatz und testet die Nullhypothese an jedem Gitterpunkt. Die räumliche Kopplung der hier verwendeten, meteorologischen Variablen bleibt dabei unberücksichtigt, obwohl die Unabhängigkeit von  $X$  (bzw.  $Y$ ) von weiteren Realisierungen der ZVA's eine wichtige Forderung des Testverfahrens darstellt. Dies sollte bei der Analyse der Student-t Test Resultate in Betracht gezogen werden. Desweiteren setzt der Student-t Test voraus, daß  $X$  und  $Y$  zwar unbekannte (geschätzte) aber identische Varianzen  $\hat{\sigma}_x^2$  und  $\hat{\sigma}_y^2$  besitzen. Die Schätzfunktionen für die Parameter sind dabei mittels

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_x & = \frac{1}{m_x} \sum_{i=1}^{m_x} X_i & \text{und} & \quad \hat{\sigma}_x^2 = \frac{1}{m_x - 1} \sum_{i=1}^{m_x} (X_i - \hat{\mu}_x)^2 \\ \hat{\mu}_y & = \frac{1}{m_y} \sum_{i=1}^{m_y} Y_i & \text{und} & \quad \hat{\sigma}_y^2 = \frac{1}{m_y - 1} \sum_{i=1}^{m_y} (Y_i - \hat{\mu}_y)^2 \end{aligned}$$

definiert, wobei zur Konstruktion der untenstehenden Test-Variablen  $T$  ein Schätzer der gemeinsamen Varianz – das arithmetische Mittel der Varianzen – verwendet wird.  $m_x$  und  $m_y$  symbolisieren hier die Stichprobenumfänge.

Unter der Annahme der Nullhypothese  $H_0$  ist dann die Zufallsvariable  $T$  mit

$$T = \frac{\hat{\mu}_x - \hat{\mu}_y}{\sqrt{(m_x - 1)\hat{\sigma}_x^2 + (m_y - 1)\hat{\sigma}_y^2}} \sqrt{\frac{m_x m_y (m_x + m_y - 2)}{m_x + m_y}}$$

eine Student-t-verteilte ZVA mit  $m_x + m_y - 2$  Freiheitsgraden. Zu einem vorgegebenen Signifikanzniveau  $\gamma$  läßt sich durch

$$F_{St-t}(b, m_x + m_y - 2) = \frac{1 + \gamma}{2}$$

der Wert von  $b$  aus Tabellen bestimmen. Die Nullhypothese  $H_0$  ist abzulehnen (und somit die Alternativhypothese  $H_1$  zu akzeptieren), falls  $|T| > b$  ist. Im Fall von  $|T| \leq b$  behält die Nullhypothese  $H_0$  ihre Gültigkeit.

#### 4.4.2 Fisher-F Test

Der Fisher-F Test testet die Gleichheit der Varianzen zweier univariater, normalverteilter Stichproben und kann zum Beispiel eingesetzt werden, um die Voraussetzung für den Student-t Test (gleiche Varianzen) zu überprüfen. Dabei reagiert der Fisher-F Test sehr sensitiv auf Abweichungen von der Normalverteilung, so daß diese Annahme und die Forderung nach Datenunabhängigkeit erfüllt sein sollte. Die Hypothesen für den zweiseitigen Fisher-F Test lauten

$$\begin{aligned} H_0 & : \hat{\sigma}_x^2 = \hat{\sigma}_y^2 \\ H_1 & : \hat{\sigma}_x^2 \neq \hat{\sigma}_y^2 \end{aligned}$$

Als Testvariable wird dann die Zufallsvariable  $U$  mit

$$U = \frac{\hat{\sigma}_x^2 / \sigma_x^2}{\hat{\sigma}_y^2 / \sigma_y^2}$$

formuliert, welche Fisher-F-verteilt ist mit  $(m_x - 1, m_y - 1)$ -Freiheitsgraden. Unter der Annahme der Nullhypothese reduziert sich  $U$  zu  $U = \hat{\sigma}_x^2 / \hat{\sigma}_y^2$ , wobei die empirischen Varianzen (oder zweiten zentrierten Momente)  $\hat{\sigma}_x^2$  und  $\hat{\sigma}_y^2$  aus Stichproben geschätzt werden. Zu einem festgelegten Vertrauensniveau  $\gamma$  lassen sich nun die Quantile  $u_\alpha^-$  und  $u_\alpha^+$  der nicht symmetrischen, zentralen Fisher-F Verteilung aus Tabellen nach

$$\begin{aligned} F_{Fisher}(u_\alpha^-, m_x - 1, m_y - 1) &= \frac{1 - \gamma}{2} \\ F_{Fisher}(u_\alpha^+, m_x - 1, m_y - 1) &= \frac{1 + \gamma}{2} \end{aligned}$$

ermitteln. Die Nullhypothese  $H_0$  wird akzeptiert, falls  $U \in [u_\alpha^-, u_\alpha^+]$ . Liegt  $U \notin [u_\alpha^-, u_\alpha^+]$ , so ist  $H_0$  zurückzuweisen und die Alternativhypothese  $H_1$  in Betracht zu ziehen.

### 4.5 Rekurrenzanalyse

Die bisher skizzierten Hypothesentests helfen, die Klimate zweier Modelle mit statistischen, objektiven Kriterien zu vergleichen und zu bewerten. Doch was unter statistischen Gesichtspunkten als signifikante Modellabweichung erkannt wird (und dies sind bei Anwendung des Student-t Tests zum Beispiel alle Mittelwertdifferenzen, die etwa zwei Standardabweichungen auseinander liegen), muß nicht notwendigerweise ein physikalisch signifikantes Signal sein. Dieses Problem hängt mit der Tatsache zusammen, daß die Entscheidungskraft eines Testverfahrens nicht unabhängig vom Stichprobenumfang  $m$  ist. So steigt die Wahrscheinlichkeit, eine statistisch signifikante Differenz in den Daten zu entdecken, mit der Anzahl der

Stichprobenelemente. Dies ist gleichbedeutend mit der Beobachtung, daß sich die Varianzen der geschätzten Mittelwerte zweier ZVA's bei zunehmenden Stichprobenumfängen verringern und sich infolgedessen die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Erwartungswertschätzer (selbst ZVA's) weniger überlappen. Der linke Teil der Abbildung 4.1 stellt diese Eigenschaft schematisch dar. Gezeigt sind die Verläufe der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zweier Erwartungswertschätzer für verschiedene Grundgesamtheiten. Die Varianz der geschätzten Mittelwerte  $\hat{\mu}_x$  und  $\hat{\mu}_y$  verringert sich hier mit  $\frac{1}{m}$ , so daß die Funktionen bei erhöhter Stichprobenanzahl nahezu getrennt voneinander verlaufen. Dies bedeutet, daß sich mit steigendem Stichprobenumfang die Qualität der geschätzten Erwartungswerte  $\hat{\mu}_x$  und  $\hat{\mu}_y$  verbessert. Die Wahrscheinlichkeit jedoch, mit welcher ein Stichprobenelement seiner zugehörigen Grundgesamtheit zugeordnet werden kann, bleibt davon unbeeinflußt.

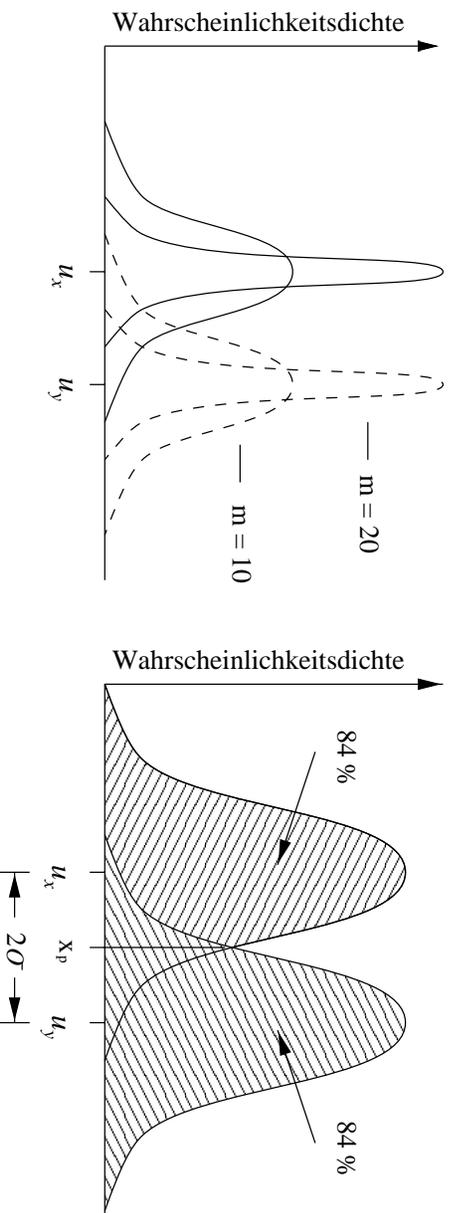


Abbildung 4.1: links: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Schätzer für die Erwartungswerte zweier Grundgesamtheiten bei unterschiedlichem Stichprobenumfang  $m$ , rechts: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen  $f(x)$  zweier Grundgesamtheiten mit Erwartungswerten  $\mu_x, \mu_y$  und gemeinsamer Standardabweichung  $\sigma$ .

Aussagen dazu lassen sich mit Hilfe der von VON STORCH UND ZWIERS 1988 eingeführten Rekurrenz eines Signals machen. Die Rekurrenz beschreibt, wie groß die Differenz der Erwartungswerte zweier Grundgesamtheiten gegenüber der geschätzten Variabilität ist und repräsentiert auf diese Weise ein Maß für den Überlappungsgrad zweier Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen. So läßt sich im folgenden mit Hilfe der Rekurrenzanalyse eine Wahrscheinlichkeitsaussage ableiten, mit welcher die Stichproben zweier ZVA's  $X$  und  $Y$  ihren zugrundeliegenden Grundgesamtheit korrekt zugeordnet werden können.

Der rechte Teil der Abbildung 4.1 illustriert die prinzipielle Idee, welche hinter der Rekurrenz eines Signals steht. Dargestellt sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zweier normalverteilter, univariater Zufallsvariablen  $X$  und  $Y$  mit den Erwartungswerten  $\mu_x$  und  $\mu_y$  und gemeinsamer Varianz  $\sigma^2$ . Dabei entspricht die Differenz der Erwartungswerte hier der doppelten Standardabweichung. Zentrale Frage der Rekurrenzanalyse ist es nun, den Grad der Überlappung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zu ermitteln. Hinweise dazu liefert die

Lage des Schnittpunkts  $x_p = (\mu_x + \mu_y)/2$ , welcher auch (für  $\mu_x < \mu_y$ ) durch  $\mu_x + z\sigma_p$  oder  $\mu_y - z\sigma_p$  ausgedrückt werden kann. Dabei repräsentiert die Größe  $z$  mit  $z = (\mu_y - \mu_x)/(2\sigma)$  das Quantil der zugrunde liegenden Gauß-Verteilungen. Werden Stichprobendaten verwendet, so können hier die unbekanntenen Erwartungswerte und Varianz durch ihre Schätzwerte ersetzt werden. Als Schätzer der Varianz kommt dann der gemeinsame Schätzer der Varianz  $\hat{\sigma}_p^2$  mit

$$\hat{\sigma}_p^2 = \frac{1}{m_x + m_y - 2} \left( \sum_{i=1}^{m_x} (X_i - \hat{\mu}_x)^2 + \sum_{i=1}^{m_y} (Y_i - \hat{\mu}_y)^2 \right)$$

zum Einsatz. Die Rekurrenz eines Signals (die Wahrscheinlichkeit für die richtige Zuordnung einer Stichprobe) ist nun auf zwei verschiedene Weise aus  $z$  ableitbar. Zum einen kann die zum Quantil  $z$  zugehörige Wahrscheinlichkeit den Standard-Tabellenwerken zur Normalverteilung entnommen werden, welche die akkumulierte Gauß'sche Verteilungsfunktion nach Formel

$$\begin{aligned} F_{\mathcal{N}}(z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{z-\mu}{\sqrt{2}\sigma}} e^{-t^2} dt \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{z-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

aufflisten. Zum anderen bietet sich alternativ zur Tabellenauswertung an, auf eine analytisch auswertbare Approximation der Verteilungsfunktion zurückzugreifen, welche die obige Formel 4.3 in guter Näherung (siehe auch VON STORCH UND ZWIERS 1998) durch

$$F_{\mathcal{N}}(z) \approx \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{sgn}(z) \sqrt{1 - e^{-2z^2/\pi}} \right) \quad (4.4)$$

ersetzt (mit  $\operatorname{sgn}(z)$ : Vorzeichen von  $z$ ). Dann folgt für das Beispiel in Abbildung 4.1 mit  $F_{\mathcal{N}}(z) = F_{\mathcal{N}}(1) = 0.84$ , daß jeweils 84% der Flächen unter den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen diesseits und jenseits des Schnittpunktes  $x_p$  liegen. Der Grad der Überlappung, welcher gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlklassifikation von Stichprobenelementen angibt, liegt somit bei 0.16 oder 16%.

Die Rekurrenzanalyse stellt eine Methode bereit, welche den Grad der Trennbarkeit zweier Verteilungen in die Beurteilung von Modellunterschieden miteinbezieht. In Kombination mit Hypothesentests kann so fundierter beurteilt werden, inwieweit Modellabweichungen physikalisch bedeutsam sind. Denn oftmals wird erst dann von einem deutlichen – rekurrenten – Signal gesprochen, falls die geschätzten Erwartungswerte der Zufallsvariablen wie im obigen Beispiel mehr als zwei Standardabweichungen auseinander liegen. Dann weist die Differenz der Mittelwerte mit mindestens 84% eine relativ hohe Rekurrenz auf. Zeigt sich zudem durch einen Hypothesentest, daß die Modelldifferenz eine hohe Signifikanz aufweist, so kann geschlossen werden, daß zwei Modellklimata deutlich voneinander getrennt werden können und somit zwei verschiedene Klimata repräsentieren.

## 4.6 Multivariate Statistik: Empirische Orthogonalfunktionen

Die in den letzten Abschnitten vorgestellten statistischen Methoden untersuchen die globalen Modellklimate auf lokaler, univariater Basis. Die Verfahren setzen dazu die Unabhängigkeit der Zufallsvariablen voraus und vergleichen sowie bewerten die Modellunterschiede auf einzelnen Gitterpunkten. Völlig unberücksichtigt bleibt dabei jedoch der vektorielle Charakter der meteorologischen Größen, welche in nicht unerheblichem Maße durch die Dynamik aneinander gekoppelt sind. Dies läßt sich zum Beispiel an Student-t Test Resultaten ablesen, da es aufgrund der örtlichen Korrelation hier nur in zusammenhängenden Gebieten zur Zurückweisung der Nullhypothese kommt. Zudem ist die Anzahl der fehlerhaften Zurückweisungen der Nullhypothese höher als es das prozentuale Signifikanzlevel  $\gamma$  anzeigt (VON STORCH UND ZWIERS 1998). Auch dies läßt sich auf die räumliche Kopplung der Variablen zurückführen, wobei die Gebiete der fehlerhaften Ablehnungen von  $H_0$  erneut zusammenhängend sind.

Zur Vermeidung der Nachteile und Interpretationsschwierigkeiten, welche die univariaten Testresultate auf globaler Skala nach sich ziehen, bieten sich im Idealfall multivariate Techniken zur Datenanalyse an. So kann zum Beispiel der univariate Student-t Test zur Überprüfung der Mittelwerte auf mehrdimensionale ZVA's erweitert werden und getestet dann als multivariater Hotelling  $T^2$  Test die Gleichheit zweier vektorieller Größen  $\vec{\mu}_x = \vec{\mu}_y$ . Multivariate Techniken – und dazu zählt als weiteres Beispiel auch die Methode der empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) – erfassen die räumliche Struktur der Datenabhängigkeiten. Sie eignen sich insbesondere für Feldgrößen mit großem Stichprobenumfang  $m$ , welcher die räumliche Dimension  $q$  der Feldvariablen übersteigt. Dann sind die im Testverfahren entstehenden Kovarianzmatrizen regulär und invertierbar, wogegen es zu singulären, nicht invertierbaren Kovarianzmatrizen für  $q$  (*Ortsdimension*)  $>$   $m$  (*Zeitdimension*) kommt. Zur Lösung dieses Problems (und diese Situation stellt den Regelfall für meteorologische Daten dar) wird eine Informationskomprimierung und Dimensionsreduzierung des Datensatzes unumgänglich. Zur Datenreduktion bieten sich hier verschiedene Verfahren an. Die generelle Idee hinter allen Methoden ist, das atmosphärische Zirkulationsmuster anhand von (linearen) Abbildungen auf wesentliche Grundzüge zu reduzieren. Dies geschieht mit Hilfe von sogenannten Guess-Mustern oder Ratevektoren, welche aus einer EOF-Analyse stammen oder aus Beobachtungen bzw. theoretischen Überlegungen ableitbar sind. Eine besonders effektive Art der Datenkompression ist dabei gegeben, falls die Guess-Vektoren ein Orthonormalsystem aufspannen (siehe auch HENSE 1996). Dies wird durch den Einsatz von empirischen Orthogonalfunktionen gewährleistet, welche nachfolgend als Methode zur Datenreduktion näher vorgestellt werden.

Empirische Orthogonalfunktionen sind die Eigenvektoren der Kovarianzmatrix der Grundgesamtheit, welche als Guessvektoren zur Informationskomprimierung eines Datensatzes eingesetzt werden können. In Stichproben ist diese Kovarianzmatrix über den Maximum-Likelihood Schätzer der Kovarianzmatrix approximativ zugänglich. Zunächst wird dazu – analog zum eindimensionalen Fall – bei einer mehrdimensionalen Betrachtung der Schätzer für den Erwartungswert  $\hat{\mu}$  durch  $\hat{\mu}_i = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m x_{i,j}$  komponentenweise definiert, wobei die Indeces  $i, j$  die Zeilen- und Spaltenpositionen der Feldelemente in der Stichprobenmatrix  $X$

andeuten. Die zentrierten Abweichungen der Stichprobenelemente  $d_{i,j} = x_{i,j} - \hat{\mu}_i$  lassen sich dann in der Matrix  $D$  der zentrierten Abweichungen mit Dimension  $q \times m$  zusammenfassen, welche in die Definition der geschätzten Kovarianzmatrix  $\hat{\Sigma}$  mittels

$$\hat{\Sigma} = \frac{1}{m} D D^t \quad (4.5)$$

miteinfließt. Zur Ermittlung der Eigenvektoren dieser geschätzten ( $q \times q$  dimensional) Kovarianzmatrix wird im Anschluß die Eigenwertgleichung

$$\underbrace{\frac{1}{m} D D^t}_{\hat{\Sigma}} \vec{u}_j = \lambda_j \vec{u}_j \quad (4.6)$$

mit den reellen und positiv definiten Eigenwerten  $\lambda_j$  und Eigenvektoren  $\vec{u}_j$  aufgestellt. Dabei legt der Rang der Kovarianzmatrix die Anzahl der Eigenwerte ungleich Null fest. Übersteigt die Stichprobenanzahl  $m$  die Ortsdimension  $q$ , so lassen sich  $rg(\hat{\Sigma}) \leq \min(m, q)$  viele Eigenwerte größer Null mit zugehörigen Eigenvektoren ermitteln. Im Regelfall liegen jedoch – wie im Held-Suarez Test – wesentlich mehr Gitterpunkte als Zeitreihenwerte vor, so daß zur Vermeidung der singulären Kovarianzmatrix ein modifiziertes Gleichungssystem

$$\underbrace{\frac{1}{m} (D^t D)}_{\hat{\Sigma}'} \underbrace{D^t \vec{u}_j}_{\vec{v}_j} = \lambda_j \underbrace{D^t \vec{u}_j}_{\vec{v}_j} \quad (4.7)$$

eingesetzt wird. Dieses entsteht durch Multiplikation der Gleichung 4.6 von links mit  $D^t$  und reduziert die Dimensionen der modifizierten Kovarianzmatrix  $\hat{\Sigma}'$  auf  $m \times m$  Einträge. Dann besitzt die modifizierte Eigenwertgleichung 4.7 genau  $m$  Eigenwerte  $\lambda_j > 0$  mit korrespondierenden Eigenvektoren  $\vec{v}_j$ . Die gesuchten Eigenvektoren  $\vec{u}_j$  der Eigenwertgleichung 4.6 ergeben sich anschließend mittels der Rücktransformation

$$\vec{u}_j = \frac{D \vec{v}_j}{|D \vec{v}_j|} \quad (4.8)$$

Die Schätzer der prinzipalen Vektoren  $\vec{u}_j$  repräsentieren (mit statistischen Unsicherheiten) die Eigenvektoren der Kovarianzmatrix. Sie enthalten Informationen zu typischen Variationsmustern der Zirkulation und eignen sich zur Isolation von charakteristischen Modellprozessen. Die geschätzten Eigenwerte (absteigend angeordnet) erklären dabei in Relation zueinander den prozentualen Anteil der Variabilität, welche durch das räumliche Muster des zugehörigen Eigenvektors beschrieben wird. Hier muß jedoch bedacht werden, daß auch die geschätzten Eigenwerte  $\lambda$  nicht frei von statistischen Fehlern sind, so daß die EOF-Analyse nur ein verzerrtes Bild der tatsächlichen Eigenwerte der Kovarianzmatrix widerspiegelt. Das bedeutet, daß insbesondere die großen, dominierenden Eigenwerte überschätzt werden, wogegen es zur Unterschätzung der kleinen Eigenwerte kommt. Besondere Sorgfalt ist zudem erforderlich, um den Effekt eines kleinen Stichprobenumfanges auf die geschätzten Größen abzuwägen. So wird die Schätzung zunehmend instabiler je weniger Stichprobenelemente zur Verfügung stehen, da die Schätzwerte vom Stichprobenumfang abhängen. Dieser Aspekt wurde ausführlich von VON STORCH UND HANNOSCHÖCK 1985 diskutiert und wird im folgenden bei der Auswertung der Held-Suarez Ergebnisse berücksichtigt.

## Kapitel 5

# Konvergenzanalyse: Das Modell GME

Konvergenzuntersuchungen meteorologischer Modelle stellen wichtige Schritte zum Verständnis der Modellcharakteristik dar. Sie vermitteln einen Einblick in die Sensitivität der Zirkulation in Abhängigkeit der gewählten horizontalen sowie vertikalen Auflösungen und entscheiden, welche Auflösungen insbesondere bei Klimasimulationen geeignet ist, um die (skalenabhängigen) Phänomene von Interesse zu simulieren.

Sensitivitätsuntersuchungen sind weit verbreitete Analysemethoden, welche seit den *'early days of general circulation modeling'* (BOVILLE 1991) Anfang der siebziger Jahre verwendet wurden. Ausführliche Auflistungen der bisherigen Studien zum Konvergenzverhalten von GCMs können dazu den Artikeln von BOVILLE 1991 und WILLIAMSON *et al.* 1995 entnommen werden. An dieser Stelle sollen nur ausgewählte Aspekte dieser Analysen angesprochen werden. So präsentierte zum Beispiel BOYLE 1993 detaillierte Konvergenzuntersuchungen zum EZMW Modell IFS mit vier verschiedenen spektralen Auflösungen. Dabei stellte er grundsätzlich fest, daß ein Anstieg der Auflösung nicht notwendigerweise zur Verbesserung der Modellvorhersage in vollständigen GCMs (Dynamik + Physik) führt. Dies hängt mit der komplexen nichtlinearen Wechselwirkung der Dynamik mit den stark skalenabhängigen physikalischen Parametrisierungen zusammen. So kann eine Steigerung der Auflösung gleichzeitig die Sensitivität zu Fehlern in den Physikparametrisierungen erhöhen, was zu einer möglichen Verschlechterung der Modellsimulationen führt. Interessant ist deshalb nun die Frage, wie ein Modell, welches ohne die komplexen Physikparametrisierungen auskommt, auf die Veränderung der Auflösung reagiert. Hier setzt die Idee des Tests eines dynamischen Kerns an, welcher die komplexen Dynamik-Physik Wechselbeziehungen durch einfache Antriebsfunktionen ersetzt. So lassen sich in den nachfolgenden Held-Suarez Experimenten die Reaktionen der Dynamik auf veränderte Auflösungen isoliert von der Physik bewerten. Erste Ergebnisse dazu liegen von BOER UND DENIS 1997 vor, welche mit einem alternativen, idealisierten Antrieb die Konvergenzeigenschaften eines spektralen dynamischen Kerns untersuchten. Sie fanden, daß die Modellklimate ab Auflösung T42 starke Tendenz zur Konvergenz zeigten und

belegten die geringen Modellunterschiede statistisch für die horizontalen Auflösungen T42, T63 und T96.

Allgemein wird in Konvergenzanalysen von vollständigen GCMs beobachtet, daß sich die mittlere Zirkulation mit steigender Auflösung stetig verbessert und realitätsnäher wird, wogegen die Wirbelkomponenten (Eddy-Komponenten) weitaus drastischere – nicht notwendigerweise stetige – Änderungen erfahren (BOYLE 1993). Desweiteren läßt sich oftmals feststellen, daß die erhöhte Modellauflösung den stärksten Einfluß auf die stratosphärische Zirkulation ausübt. Bestätigt wurde dieser Eindruck durch die Simulationen von BOVILLE 1991, welcher in seinen Modellläufen in T63 Auflösung den Effekt der plötzlichen Stratosphärenenerwärmung simulieren konnte – ein Phänomen, welches bei niedrigerer horizontaler Auflösung nicht vom Modell erfaßt wurde. Die Stratosphärenenerwärmung führte daraufhin zu wesentlichen Änderungen in den Eddy-Strukturen und in der Ausprägung des stratosphärischen, polnahen Jets, so daß die Vergleiche mit Modellläufen geringerer Auflösungen deutlich voneinander abweichende Modellklimata zeigten. So sollte in Konvergenzuntersuchungen immer in Betracht gezogen werden, daß mit der neuen Modellskala möglicherweise neue Zirkulationsformen erfaßt werden.

Schwierig gestalten sich Konvergenzuntersuchungen immer dann, wenn Modellbereiche mit *'low-frequency variability'*, also niederfrequenter und somit langwelliger Variabilität analysiert werden. Diese wird durch den barotropen Instabilitätsmechanismus ausgelöst und ist insbesondere in den Tropenregionen anzutreffen (HENDON UND HARTMANN 1985). Das bedeutet, daß es infolge der barotropen Instabilität zur Umwandlung von kinetischer Energie des Grundstroms in kinetische Wellenenergie kommt, was zur Veränderung der Strömung auf Zeitskalen von Monaten oder länger führt. Dagegen sind die Wirbelprozesse in mittleren Breiten primär durch Variabilität auf kurzen, synoptischen Zeitskalen gekennzeichnet und durch barokline Instabilitätsvorgänge geprägt.

Die nachfolgende Diskussion konzentriert sich auf großskalige dynamische Aspekte der atmosphärischen Zirkulation, wie sie in Held-Suarez Testläufen analysiert werden. Die Held-Suarez Tests überdecken dazu einen Vorhersagezeitraum von 1440 Tagen, wobei die zeitlich gemittelten Größen einen 900-Tage Mittelwert repräsentieren (Details dazu in Kapitel 2.2 auf Seite 13). Angesprochen wird der Einfluß der horizontalen Auflösung auf das zonal gemittelte Modellklima des DWD Modells GME sowie in weiteren, kurzen Sensitivitätsstudien der Einfluß der Horizontaldiffusion und einer veränderten, vertikalen Auflösung. Die Vergleiche basieren dabei auf vier verschiedenen Modellläufen in den Auflösungen GME (ni=24), GME (ni=32), GME (ni=48) sowie GME (ni=64) mit 19 vertikalen Schichten. Die korrespondierenden Gitterpunktabstände und Modellparameter können hierzu der Tabelle 3.1 auf Seite 24 entnommen werden, die Schichteinteilung ist im Anhang C skizziert. Zur Bewertung der Modellunterschiede stehen statistische Analysen (Kapitel 4) zur Verfügung. So enthalten die Differenzplots Schattierungen in drei verschiedenen Graustufen, die die statistische Signifikanz der Modellabweichungen anzeigen. Der helle Grauton steht hier für die Student-t Test Resultate (Ablehnung der Nullhypothese: gleiche Modellklimata) zum Vertrauensniveau

95%, der mittlere Grauton signalisiert die signifikanten Student-t Abweichungen zum Vertrauensniveau 99% und die dunkle Grauschattierung symbolisiert die Bereiche, welche ein rekurrentes Signal von mehr als 84% – also mehr als zwei Standardabweichungen – aufweisen. Zwei Modellklimate sind demnach deutlich unterscheidbar, falls die Modellunterschiede neben einer hohen Signifikanz auch hochrekurrent sind. In allen Hypothesentests wird dabei ohne Beweis angenommen, daß die Modelldaten statistisch normalverteilt sind.

## 5.1 Das zonal und zeitlich gemittelte Klima des GMEs

### 5.1.1 Mittlere Felder

In diesem Abschnitt wird auf die Konvergenzeigenschaften der mittleren atmosphärischen Zirkulation des GMEs eingegangen und untersucht, inwieweit sich die zonal gemittelte Modellcharakteristik mit steigender horizontaler Auflösung verändert. Dargestellt sind dazu die mittleren Windgeschwindigkeiten in horizontaler und vertikaler Richtung sowie das mittlere Temperaturfeld.

Abbildung 5.1 auf der nächsten Seite zeigt die zonal und zeitlich gemittelten zonalen Windfelder für verschiedene Modellläufe mit zugehörigen Differenzfeldern. Das Strömungsmuster ist in den mittleren und hohen Breiten durch Westwinde gekennzeichnet, während in niederen Breiten Ostwindbereiche vorherrschen. Leicht davon abweichend stellt sich die Windverteilung in Bodennähe dar. Hier kommt es zum Wechsel von äquatorialen Ostwinden, Westwindabschritten in mittleren Breiten und erneuten Ostwindzonen in Polnähe. Dieses Strömungsmuster spiegelt die Gleichgewichtswinde wider, welche der zonal gemittelten Bodendruckverteilung (siehe auch Kapitel 5.2 Abbildung 5.13) entsprechen.

Die steigende Auflösung wirkt sich insbesondere auf die Stratosphäre aus. Hier kann eine Verstärkung und Ausdehnung des Ostwindstroms beobachtet werden, wogegen die Westwindjets im Tropopausenniveau in mittleren Breiten sich nicht in der Stärke, doch leicht in der Position verändern. Sie werden auch Subtropenjets genannt und nehmen mit Maximas um  $30\text{ms}^{-1}$  recht realistische Werte an. Mit feinerer Auflösung verlagern sich diese hier polwärts und leicht in Richtung steigender  $\eta$ -Werte. Ein solches Verhalten konnte sowohl von BOER UND DENIS 1997 in dynamischen Kernexperimenten als auch von BOVILLE 1991 und WILLIAMSON *et al.* 1995 in Analysen mit vollständigen GCMs bestätigt werden. Die statistische Analyse der Differenzfelder dazu zeigt, daß diese Modellunterschiede insbesondere im GME (ni=48) - GME (ni=32) Vergleich in weiten Bereichen als signifikante Abweichungen einzuordnen sind, während sich die signifikanten Unterschiede im GME (ni=64) - GME (ni=48) Vergleich erheblich verringern. Dabei setzten die Student-t Test Analysen voraus, daß die zugrunde liegende Variabilität des zonalen Windes in allen Modellläufen gleich ist. Zur Überprüfung dieser Annahme kommt der Fisher-F Test zum Einsatz, dessen Resultate in Abbildung 5.2 auf Seite 49 dokumentiert sind. Gezeigt sind – neben dem Differenzfeld mit den Fisher-F Test Ergebnissen zum Irrtumsniveau 10% und 2% – die Felder der Varianz

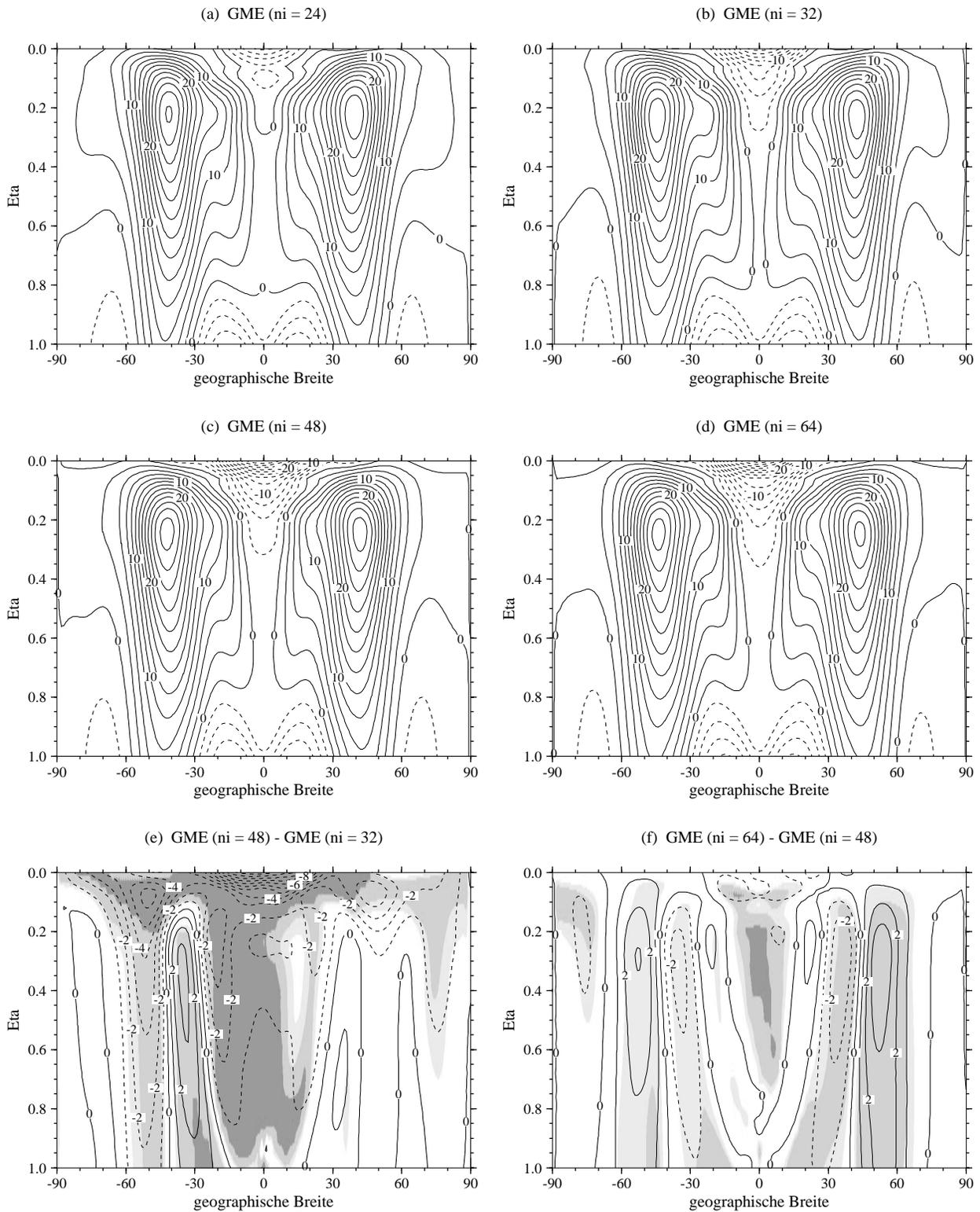


Abbildung 5.1: (a)-(d):  $[\bar{u}]$ , zonaler Wind für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $2.5 \text{ m s}^{-1}$ . (e)-(f): Differenz des zonalen Windes zwischen zwei Auflösungen, Konturintervall ist  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

des zonalen Windes für zwei verschiedene Auflösungen. Das Differenzfeld (Teilabbildung (c)) läßt erkennen, daß trotz der angezeigten Modellunterschiede kaum signifikante Bereiche anzutreffen sind. Das bedeutet, daß die Voraussetzung für die zuvor erwähnten Student-t Tests erfüllt sind und im folgenden auf eine wiederholte Überprüfung dieser Eigenschaft verzichtet wird.

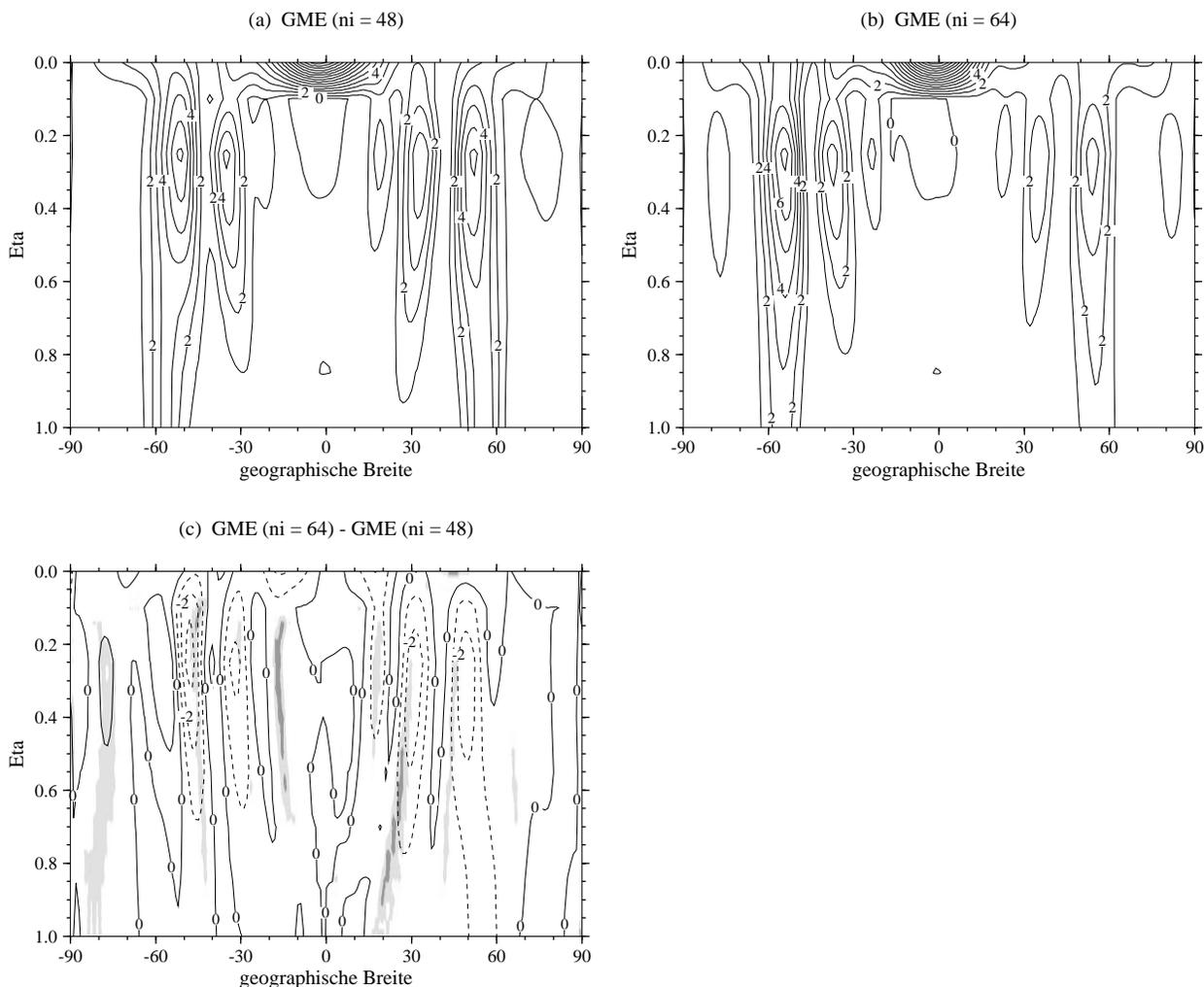


Abbildung 5.2: Varianz des zonalen Windes für (a) GME (ni=48) und (b) GME (ni=64), Konturintervall ist  $1\text{ m}^2\text{ s}^{-2}$ . (c) Differenz, Konturintervall ist  $1\text{ m}^2\text{ s}^{-2}$ . Schattierungen: Fisher-F-Test Resultate zum Irrtumsniveau 10% (hellgrau) und 2% (dunkelgrau).

Abbildung 5.3 auf der nächsten Seite und Abbildung 5.4 auf Seite 51 kennzeichnen die Temperaturverteilungen und relativen Temperaturabweichungen für die vier verschiedenen Modellläufe. Die troposphärischen Temperaturstrukturen ähneln dabei den Temperaturverteilungen, wie sie auch aus Beobachtungsdaten ermittelt werden (siehe auch GROTJAHN 1993). Die Temperaturen sinken mit steigender Höhe und stagnieren nahezu auf gleichem Niveau in Tropopausen- und Stratosphärenhöhe (mit Tendenz zur Temperaturzunahme). Dabei variiert das Tropopausenniveau mit der geographischen Breite und folgt südlich und nördlich

des Äquators einem leichten Gefälle. Dies führt zur Umkehrung des meridionalen Temperaturgradienten, so daß die polnahen, stratosphärischen Regionen durch höhere Temperaturen gekennzeichnet sind als die tropischen Bereiche. Dies wird insbesondere in Höhenschnitten der Temperatur verdeutlicht, welche in Abbildung 5.5 auf Seite 52 gezeigt werden. Dargestellt sind hier die Temperaturverläufe auf vier verschiedenen Druckniveaus, wobei die Teilabbildungen (a) und (b) (auf  $100hPa$  und  $250hPa$ -Niveau) die unterschiedlichen charakteristischen Verläufe hervorheben.

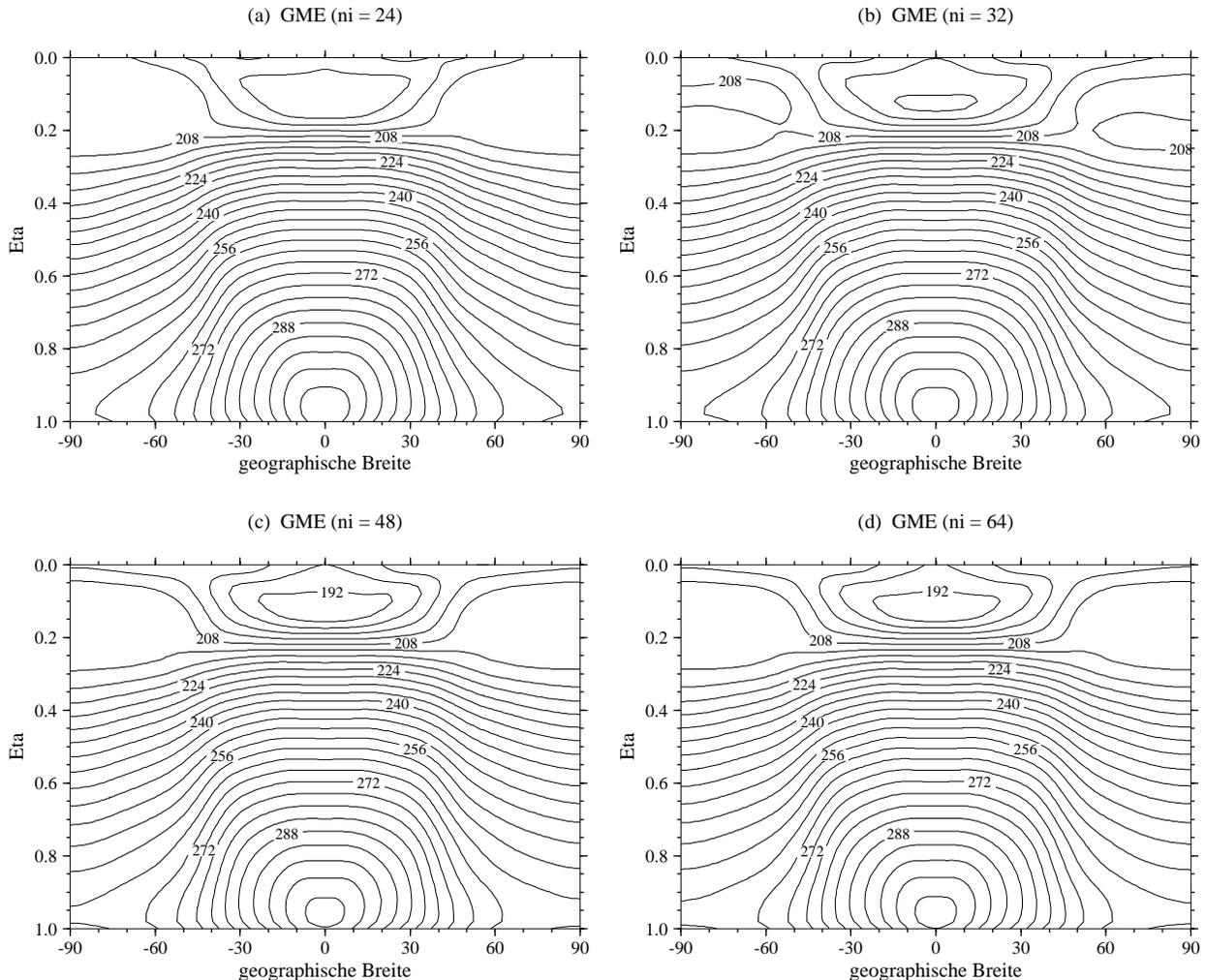


Abbildung 5.3:  $[\bar{T}]$ , Temperaturverteilung für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $4K$ .

Die Erhöhung der horizontalen Auflösung wirkt sich – wie schon im Fall des zonalen Windes – primär auf die stratosphärische Temperaturverteilung aus. So kühlt sich die Stratosphäre mit zunehmender Auflösung bis GME (ni=48) stetig ab, wogegen das troposphärische Profil nahezu konstant bleibt. Dies läßt sich anhand der Differenzfelder in Abbildung 5.4 verifizieren. Hier wird zudem erkennbar, daß die Modellklimata der Auflösungen GME (ni=24) und GME (ni=32) enger zusammenliegen als die Modellläufe GME (ni=32) und GME (ni=48).

Statistisch belegt wird dies durch die Kennzeichnung der signifikanten und rekurrenten Modellunterschiede im GME (ni=24), GME (ni=32) und GME (ni=48) Vergleich (Teilabbildungen (a) und (b)). Dagegen unterscheiden sich die beiden Modellläufe der feineren Auflösungen GME (ni=48) und GME (ni=64) kaum voneinander und tendieren zur Konvergenz (auch zu erkennen in den schon erwähnten Höhenschnitten in Abbildung 5.5). Auch BOVILLE 1991 beobachtete in seinen Analysen solche 'Sprünge' in der Zirkulation und bemerkte, daß diese bei weiterer Verfeinerung der Auflösung (hier gemeint waren spektrale Auflösungen jenseits von T63) wiederholt auftreten können.

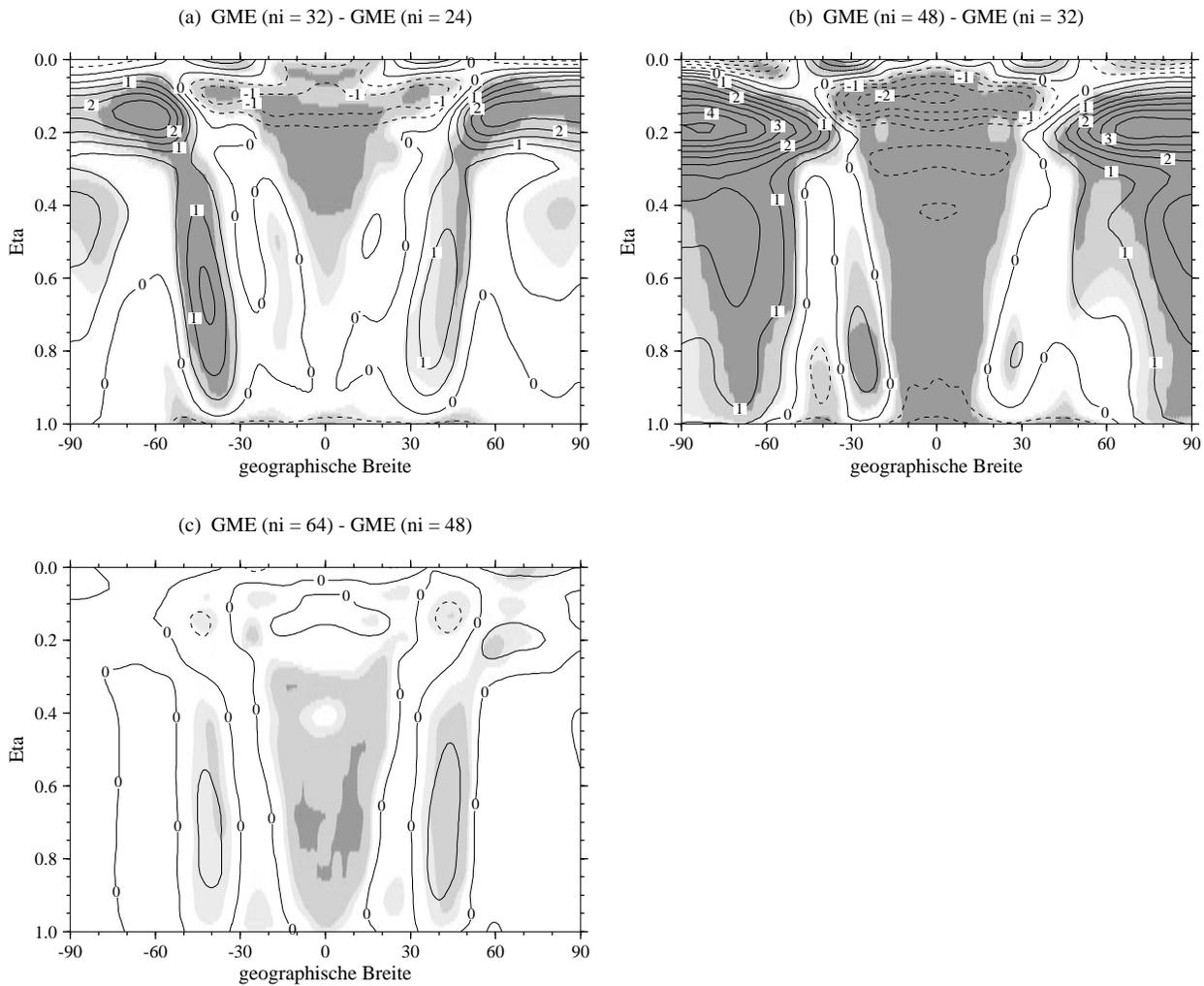


Abbildung 5.4: Temperaturdifferenz zwischen zwei verschiedenen Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $0.5K$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

Der Held-Suarez Antrieb relaxiert während eines Laufs die aktuelle Modelltemperatur auf eine vorgeschriebene Strahlungsgleichgewichtstemperatur  $T_{eq}$  (siehe auch Abbildung 2.1 auf Seite 12). So repräsentieren die hier gezeigten, zonal gemittelten Temperaturen die Antwort des Systems auf die äußere Zwangsbedingung. Abbildung 5.6 auf Seite 53 zeigt die Abweichungen der Modelltemperatur von dieser Held-Suarez Strahlungsgleichgewichtstemperatur.

Interessant ist hier der Aspekt, daß sich die beiden größten Auflösungen näher am  $T_{eq}$ -Profil orientieren als die feineren GME (ni=48) und GME (ni=64) Läufe.

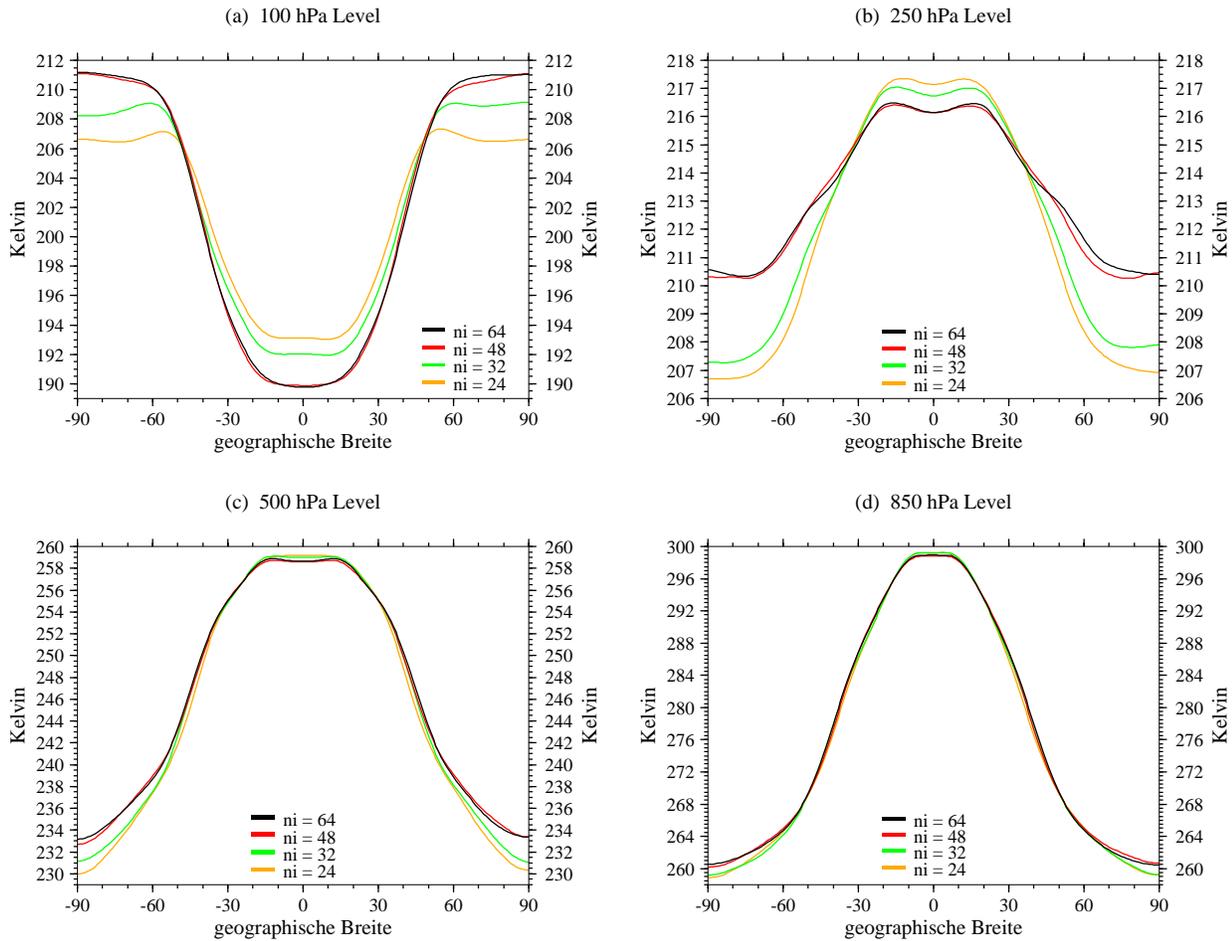


Abbildung 5.5:  $[\bar{T}]$ , Temperaturverläufe in unterschiedlichen Höhen und für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt).

Die mittlere Meridionalgeschwindigkeit in Abbildung 5.7 auf Seite 54 und mittlere Vertikalgeschwindigkeit in Abbildung 5.8 auf Seite 55 schließen das Bild der mittleren Zirkulation und liefern wichtige Hinweise zur Ausprägung der Hadley-Zirkulation in niederen Breiten. Diese stellt in den Tropen und Subtropen den Haupttransportmechanismus für Masse und Energie dar. Die Charakteristik der thermisch direkten Hadley-Zirkulation wird hier von den Modellläufen gut erfaßt. So kommt es zur Konvergenz der Meridionalwinde (Ostwind-Passate) und aufsteigenden Luftbewegungen in der unteren Troposphäre in Äquatornähe sowie zu den typischen, subtropischen Ausström- und Absinkbewegungen in höheren Schichten. An diese Zirkulation schließt sich die thermisch indirekte, schwächer ausgeprägte Ferrel-Zelle in den mittleren Breiten an, welche wesentlich durch meridionale Eddy-Wärmeflüsse und Eddy-Impulsflüsse angetrieben wird. In Abbildung 5.7 wird zudem ein weiteres charakteristisches Merkmal des mittleren Meridionalwindes ersichtlich. Die mittlere meridionale Windgeschwindigkeit ist um eine Größenordnung kleiner als die typischen meridionalen Windgeschwindig-

keiten an individuellen Gitterpunkten. Aus diesem Grund wird oftmals auf eine Stromfunktionsdarstellung der meridionalen Zirkulation übergegangen (GROTJAHN 1993), welche zum Beispiel auch von BOER UND DENIS 1997 in ihren dynamischen Kernexperimenten verwendet wurde. Dabei stellten sie fest, daß die Veränderung der horizontalen Auflösung nur zu wenigen Änderungen im meridionalen Zirkulationsmuster führte und dieses zur Konvergenz neigte. Ähnliche Resultate lassen sich auch im Fall des GMEs aus den Differenzfeldern ableiten. Die Ausprägung des Meridionalwindfeldes verstärkt sich mit zunehmender Auflösung leicht, so daß es insbesondere in oberen Schichten zur erhöhten Konvergenz und Divergenz des Meridionalwindes kommt. Zudem wird ersichtlich, daß sich im GME (ni=64) - GME (ni=48) Vergleich deutlich weniger signifikant voneinander abweichende und rekurrente Bereiche ausbilden als im GME (ni=48) - GME (ni=32) Vergleich (Teilabbildung (e)), so daß das Strömungsmuster zur Konvergenz tendiert. Dies läßt sich auch in den Differenzfeldern zur vertikalen Windgeschwindigkeit beobachten (Abbildung 5.8 (e) und (f)).

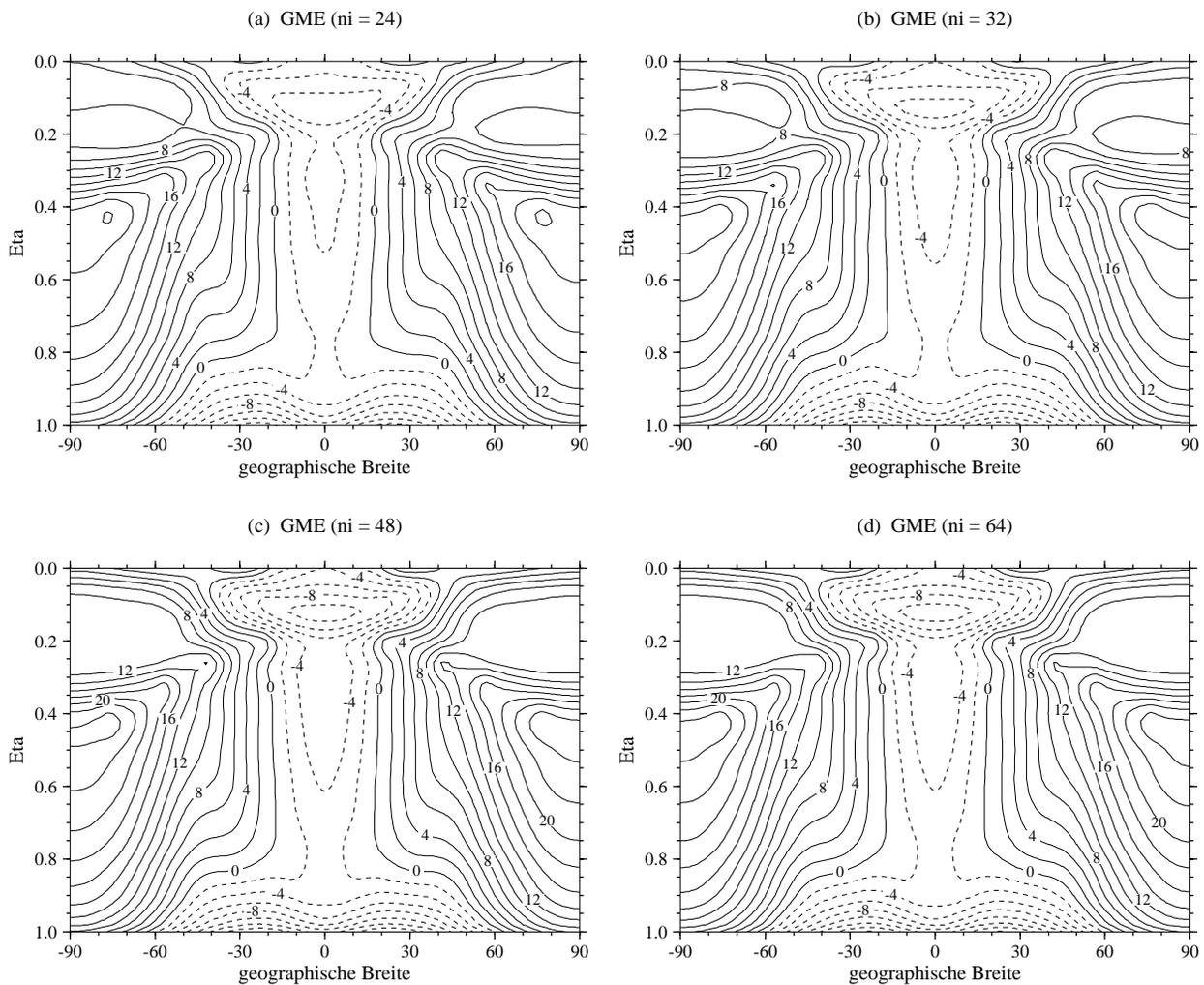


Abbildung 5.6:  $[\bar{T}] - T_{eq}$ , Temperaturdifferenz zur Held-Suarez Strahlungsgleichgewichtstemperatur für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $2K$ .

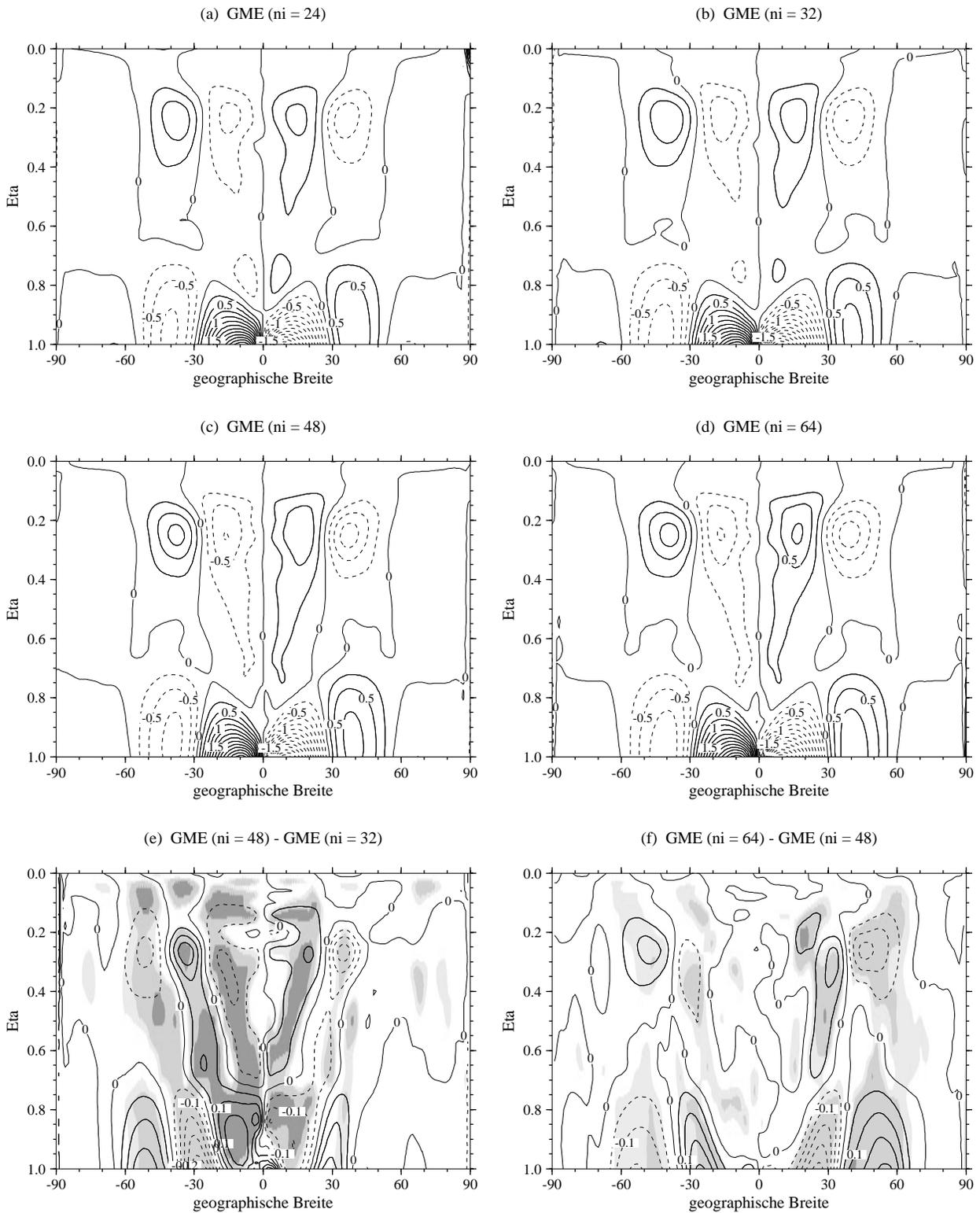


Abbildung 5.7: (a)-(d):  $[\bar{v}]$ , meridionaler Wind für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $0.25ms^{-1}$ . (e)-(f): Differenz zwischen zwei Auflösungen, Konturintervall ist  $0.05ms^{-1}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

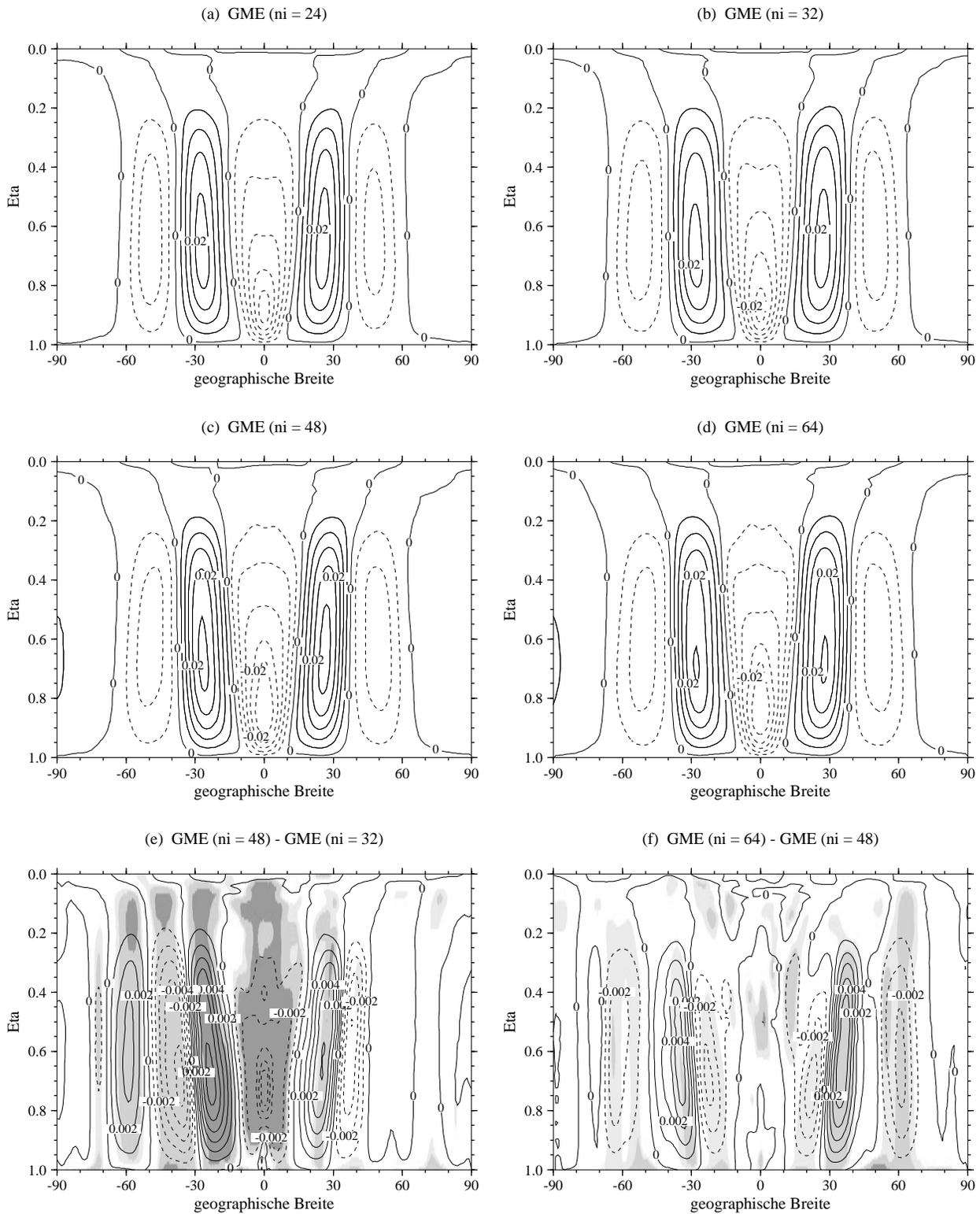


Abbildung 5.8: (a)-(d):  $[\bar{w}]$ , Vertikalgeschwindigkeit für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $0.005(Pa)s^{-1}$ . (e)-(f): Differenz zwischen zwei Auflösungen, Konturintervall ist  $0.001(Pa)s^{-1}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

### 5.1.2 Eddy-Statistik

Die Analysen des vorangegangenen Kapitels liefern Hinweise zur Ausprägung der mittleren Modellzirkulation und decken erste Skalenabhängigkeiten auf. Doch zur weitergehenden Charakterisierung der Zirkulation fehlt die Bewertung der Eddy-Varianzen und Transportmechanismen, welche durch Wirbelgrößen beschrieben werden. Denn gerade die Eddy-Komponenten in GCMs reagieren nach den Erfahrungen von BOYLE 1993 und BOVILLE 1991 weitaus sensitiver auf Skalenveränderungen als die mittleren Zustände, neigen jedoch nach den Einschätzungen von WILLIAMSON *et al.* 1995 ebenso wie die mittleren Strömungsmuster zur Konvergenz. WILLIAMSON *et al.* 1995 belegten dies mit Konvergenzuntersuchungen an einem Spektralmodell, welches bei genügend feiner Auflösung (jenseits von T63) kaum Variabilität in den troposphärischen Eddy-Komponenten (insbesondere in den mittleren Breiten) zeigte.

Diese Beobachtung wird in den Analysen zur Eddy kinetischen Energie in Abbildung 5.9 auf Seite 58 bestätigt. Gut zu erkennen sind die charakteristischen Maxima der Eddy kinetischen Energie in jeder Hemisphäre, welche im Tropopausenniveau der mittleren Breiten liegen. Hier kommt es mit zunehmender Auflösung zur signifikanten Erhöhung der kinetischen Wirbelenergie, welche sich auf eine deutliche Zunahme der zonalen und meridionalen Windvarianz (ohne Abbildung) zurückführen läßt. Diese Energiezunahme ist auch in der feinsten Auflösung GME (ni=64) präsent, doch weit weniger ausgeprägt als die Zuwächse der Eddy kinetischen Energie in größeren Auflösungen. Daraus läßt sich schließen, daß die Felder der Eddy kinetischen Energie mit steigender Auflösung zur Konvergenz tendieren, was sich anhand der Differenzbilder statistisch belegen läßt. Die Differenzbilder (Teilabbildungen (e) und (f)) zeigen im direkten Vergleich den deutlichen Rückgang der signifikanten und hochrekurrenten Modellabweichungen bei steigender Auflösung und legen zudem im GME (ni=64) - GME (ni=48) Vergleich eine leichte polwärtige Verlagerung der Energiemaxima offen. Dies kann als Folgeaktion auf die polwärtige Verlagerung der mittleren Winde gewertet werden.

Diese polwärtige Verlagerung ist auch im Differenzfeld zur Eddy-Temperaturvarianz in Abbildung 5.10 (f) erkennbar. Die Temperaturvarianzfelder (Teilabbildungen (a)–(d)) zeigen zudem – in guter Übereinstimmung mit den Analysen zur Eddy kinetischen Energie – deutlich ausgeprägtere Strukturen bei erhöhten Auflösungen. So verstärken sich insbesondere die beiden Varianzmaxima oberhalb des Tropopausenniveaus und in der unteren Troposphäre in beiden Hemisphären. Auch hier läßt sich jedoch mit zunehmender Auflösung in den Differenzfeldern beobachten, daß die signifikanten und rekurrenten Modellbereiche stark zurückgehen und somit die Felder der Temperaturvarianz zur Konvergenz neigen.

Neben den Eddy-Varianzkomponenten spielen zudem die Eddy-Kovarianzen eine zentrale Rolle in der Energetik der globalen Zirkulation. Diese Wirbelgrößen beschreiben die atmosphärischen Eddy-Transportmechanismen (insbesondere in mittleren Breiten) und tragen wesentlich zum ausgeglichenen Wärme- und Impulshaushalt in der Modellzirkulation bei. Die Eddy-Flüsse sind in Abbildung 5.11 auf Seite 60 und Abbildung 5.12 auf Seite 61 dargestellt. Gezeigt sind hier die Konvergenzeigenschaften des meridionalen, transienten Eddy-Wärmetransports  $v'T'$  sowie des meridionalen, transienten Eddy-Impulstransports  $u'v'$ . Diese Flüsse

können gleichzeitig als totale Eddy-Flüsse angesehen werden, da in Abwesenheit von Orographie die stationären Eddy-Anteile verschwindend gering sind.

Der Eddy-Wärmetransport in Abbildung 5.11 weist zwei charakteristische Extrema in jeder Hemisphäre auf. Diese liegen in der unteren Troposphäre bei ca.  $40^\circ$  N bzw. S sowie leicht polwärts verschoben oberhalb des Tropopausenniveaus. Solche Transportmuster sind auch in Analysen von Beobachtungsdaten präsent, welche zum Beispiel von HOLTON 1992 und GROTTJAHN 1993 vorgestellt wurden. Deutlich zu erkennen ist, daß der Eddy-Wärmefluß in beiden Hemisphären einen Wärmetransport aus den Wärmeüberschußregionen in niederen Breiten in die Wärmedefizitregionen der mittleren und hohen Breiten beschreibt. Diese Transporte finden durch die typischen Hoch- und Tiefdrucksysteme in mittleren Breiten statt, welche ihrerseits aufgrund der meridionalen Energieunterschiede durch barokline Instabilitätsvorgänge entstehen. So wird beispielsweise (in der Nordhemisphäre) auf der Vorderseite von Zyklonen oder Höhentroggen wärmere Luft mit südlichen Winden nach Norden transportiert, wogegen auf den Trogrückseiten kältere Luft mit nördlichen Winden nach Süden vorstößt. Dies führt in beiden Fällen zu einem Transport von Wärmeenergie (innerer Energie) nach Norden oder – verallgemeinert gesprochen – in Richtung der Pole in beiden Hemisphären. Die Wellen versuchen somit, die meridionalen Energieunterschiede auszugleichen. Dabei reagiert der Eddy-Wärmefluß sensitiv auf die Veränderungen der horizontalen Auflösung. Mit steigender Auflösung erhöht sich der Eddy-Wärmetransport und die Extrema verschieben sich im GME (ni=64) - GME (ni=48) Vergleich leicht polwärts. Die statistische Analyse der Modellabweichungen dazu zeigt, daß auch hier die Felder zu einem konvergenten Transportmuster tendieren, da die signifikanten und hochrekurrenten Modelldifferenzen mit steigender Auflösung abnehmen.

Der meridionale Eddy-Impulsfluß in Abbildung 5.12 weist – in Kontrast zum Eddy-Wärmetransport – in jeder Hemisphäre nur ein Extremum auf, welches um  $30^\circ$  N bzw. S liegt. Dieses Zirkulationsmuster beschreibt insbesondere in den mittleren Breiten den polwärtigen Transport von zonalem Impuls aus den Tropenregionen. Daran schliessen sich in Richtung der Pole um  $50^\circ$  N bzw. S jeweils Konvergenzzonen des Impulsflusses an. Dabei zeigt der Eddy-Impulstransport ein ähnliches Konvergenzverhalten wie der Eddy-Wärmetransport. Neben einer verstärkten Ausprägung der Transporte (zu sehen in Teilabbildung (f)) kommt es zusätzlich zur leichten Verlagerung der Transportextrema in Polrichtung. Dies ist gut im GME (ni=48) - GME (ni=32) Vergleich (Teilabbildung (e)) zu erkennen und konnte somit in allen vier präsentierten Eddy-Varianzen und Kovarianztermen nachgewiesen werden. Nicht nachzuweisen sind hier allerdings die Untersuchungsergebnisse von HELD UND PHILLIPPS 1993, welche bemerkten, daß das Hauptproblem niedriger Auflösungen die Unterschätzung des meridionalen Eddy-Impulsflusses darstellt. In ihren Analysen mit einem vollständigen GCM reagierte primär nur der Eddy-Impulsfluß auf Veränderungen der horizontalen (bzw. im speziellen: auf Veränderungen der meridionalen) Auflösung, wogegen der Eddy-Wärmefluß mit steigenden Auflösungen stabil blieb und auf nahezu konstantem Niveau verharrte.

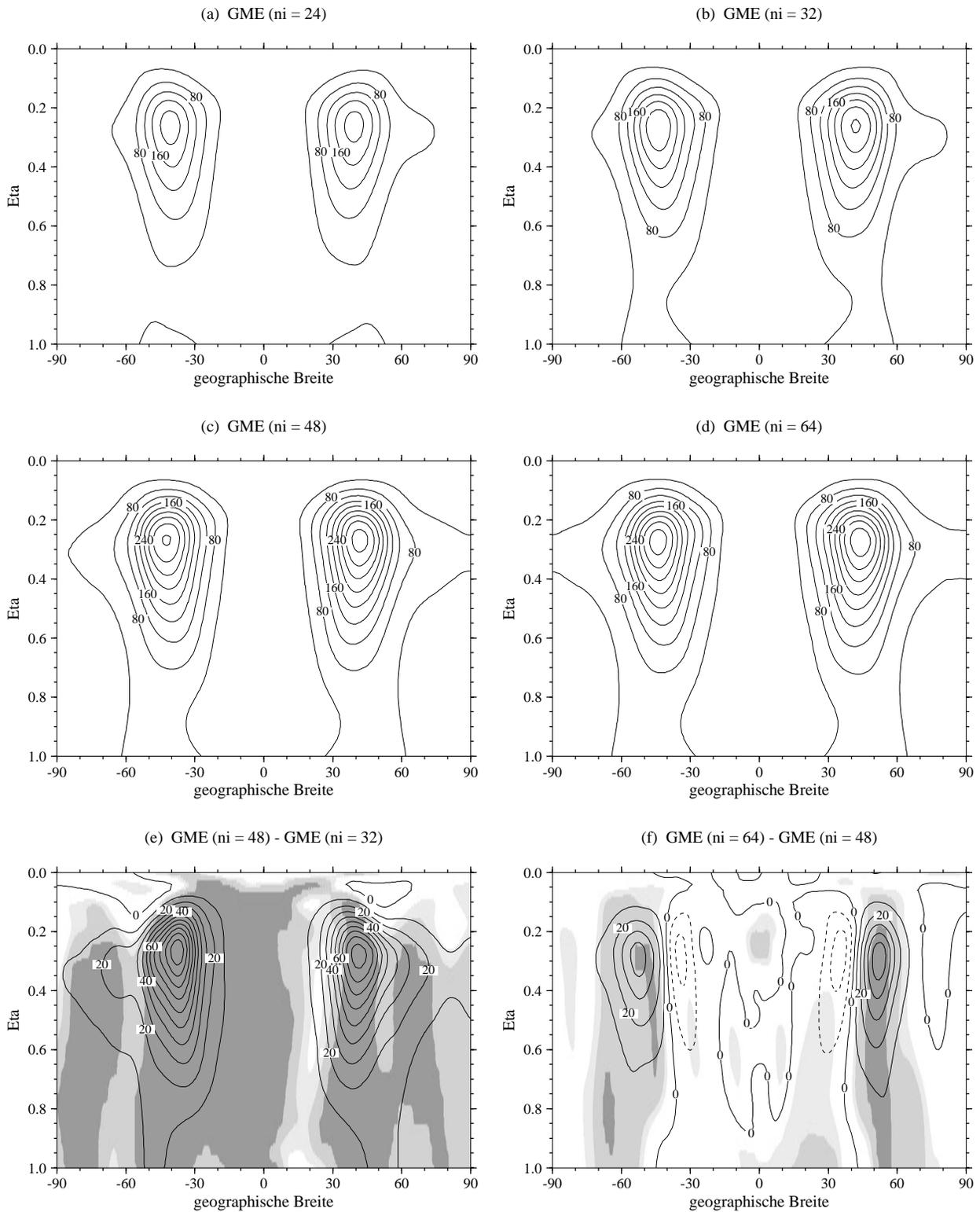


Abbildung 5.9: (a)-(d):  $0.5 * \overline{[u'^2 + v'^2]}$ , Eddy kinetische Energie für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $40 m^2 s^{-2}$ . (e)-(f): Differenz zwischen zwei Auflösungen, Konturintervall ist  $10 m^2 s^{-2}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

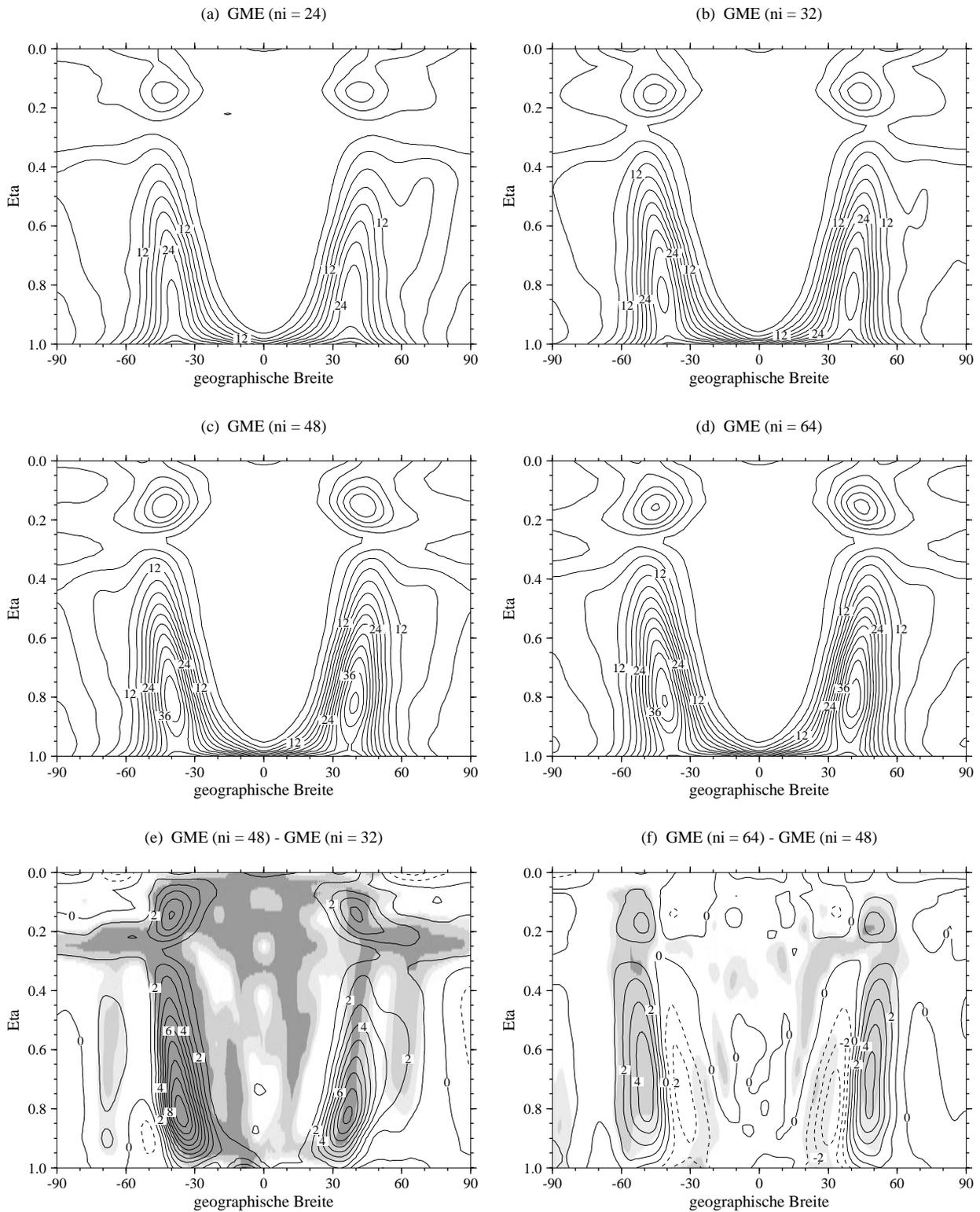


Abbildung 5.10: (a)-(d):  $\overline{[T'T']}$ , Eddy-Varianz der Temperatur für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $3K^2$ . (e)-(f): Differenz zwischen zwei Auflösungen, Konturintervall ist  $1K^2$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

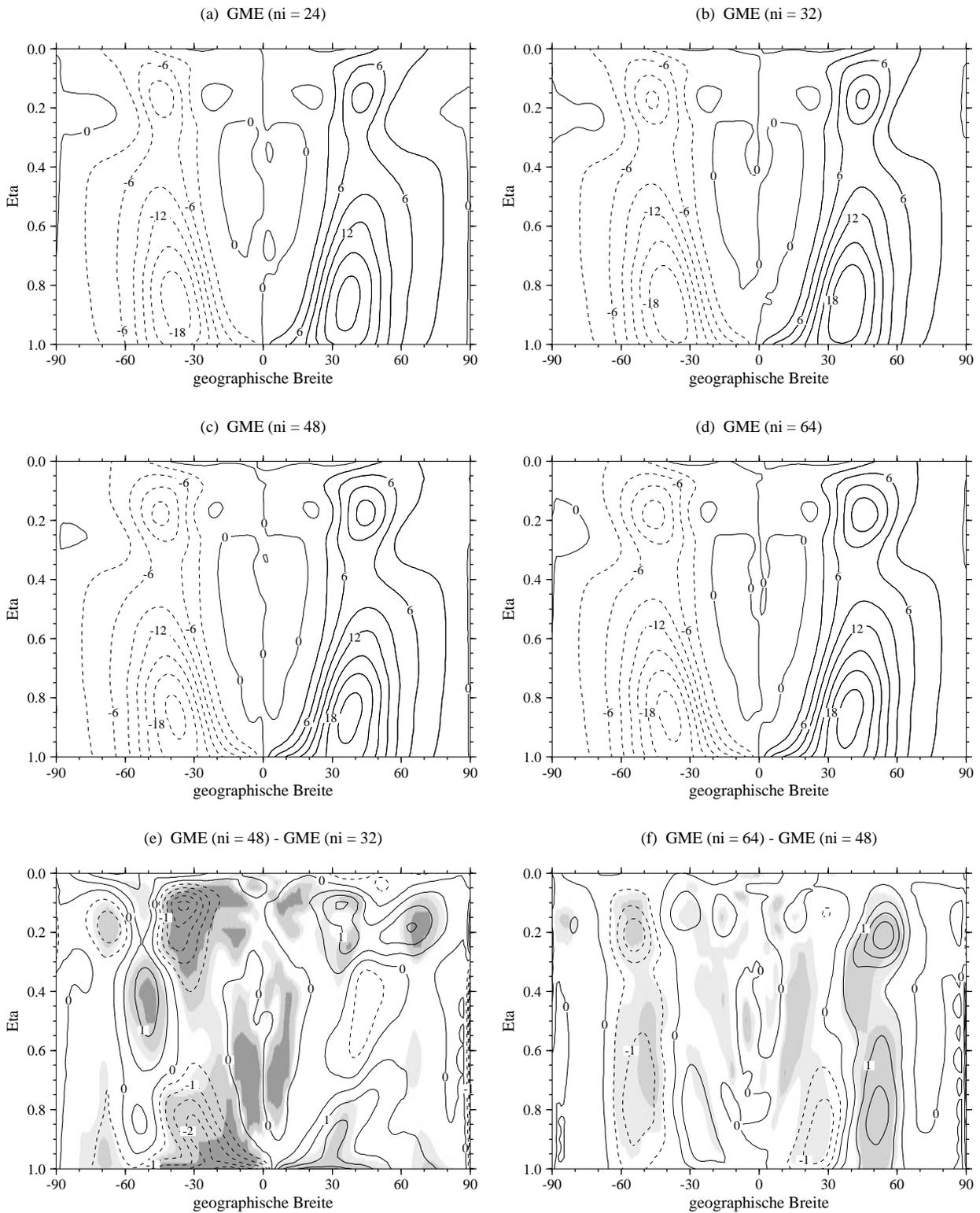


Abbildung 5.11: (a)-(d):  $[\overline{v'T'}]$ , meridionaler Eddy-Wärmetransport für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $3\text{ms}^{-1}\text{K}$ . (e)-(f): Differenz zwischen zwei Auflösungen, Konturintervall ist  $0.5\text{ms}^{-1}\text{K}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

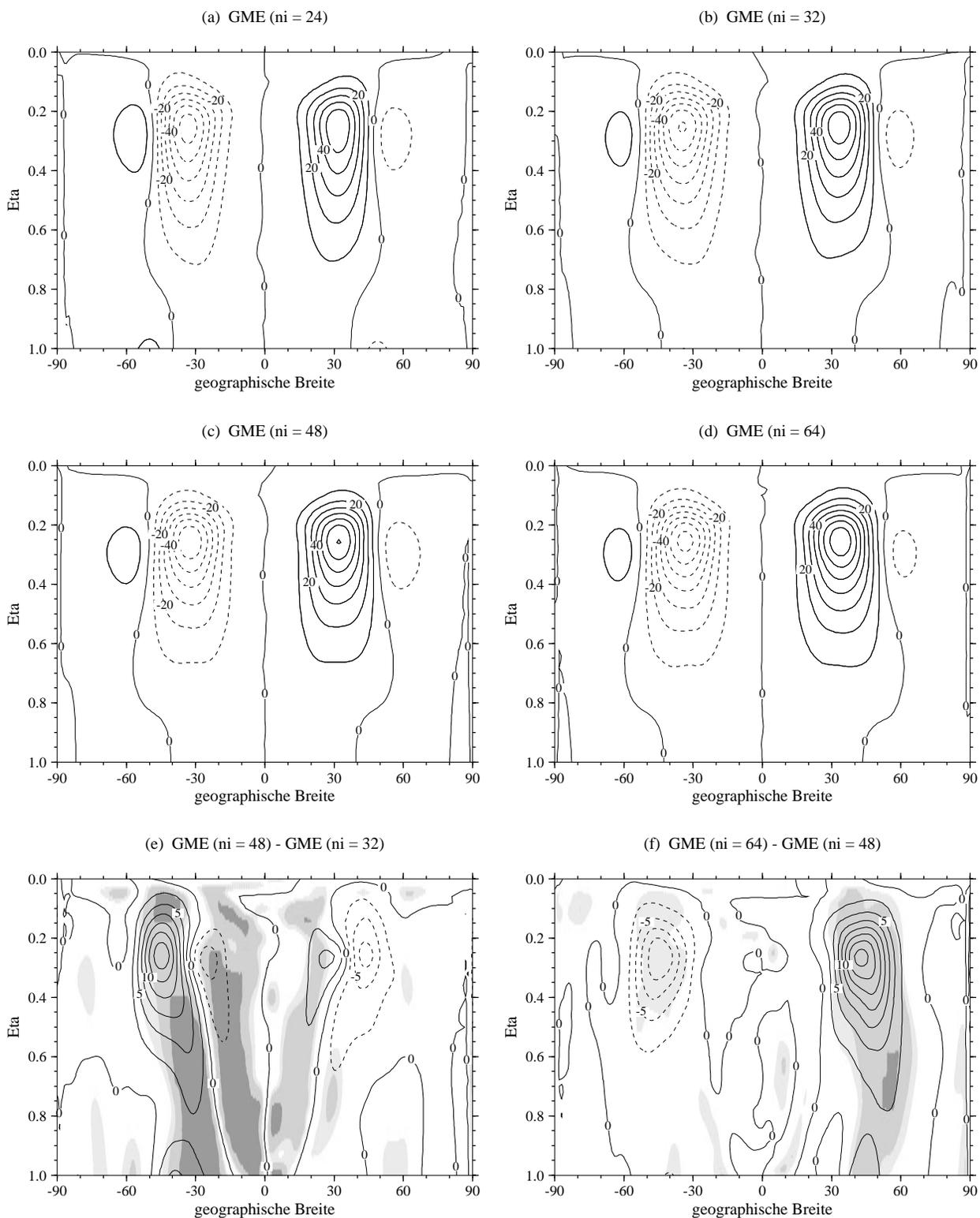


Abbildung 5.12: (a)-(d):  $[\overline{u'v'}]$ , meridionaler Eddy-Impulstransport für verschiedene Auflösungen (wie angezeigt), Konturintervall ist  $10\text{m}^2\text{s}^{-2}$ . (e)-(f): Differenz zwischen zwei Auflösungen, Konturintervall ist  $2.5\text{m}^2\text{s}^{-2}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

## 5.2 Globale Diagnostik

Das bisherige Interesse der Untersuchungen galt den zonal gemittelten Strömungs- und Wirbelkomponenten, welche die globale Zirkulation mit ihren Austauschprozessen skizzierten. Weitere Hinweise zur Ausprägung und zur Sensitivität der Modellläufe hinsichtlich der horizontalen Auflösung liefern zudem globale sowie horizontal und vertikal gemittelte Diagnosegrößen, die eine Sensitivitätsaussage auf wenige Parameter fokussieren.

Die nachfolgenden Analysen greifen Ideen von BOER UND DENIS 1997 und TAKACS UND SUAREZ 1996 auf. So analysierten BOER UND DENIS 1997 bei ihren Konvergenzuntersuchungen in einem dynamischen Kernexperiment die zonal gemittelten Bodendruckverläufe ihrer Modellläufe und zeigten die Eigenschaften des relativen Drehimpulsinhalts für verschiedene Auflösungen. Beide Diagnosegrößen sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Dabei berechnet

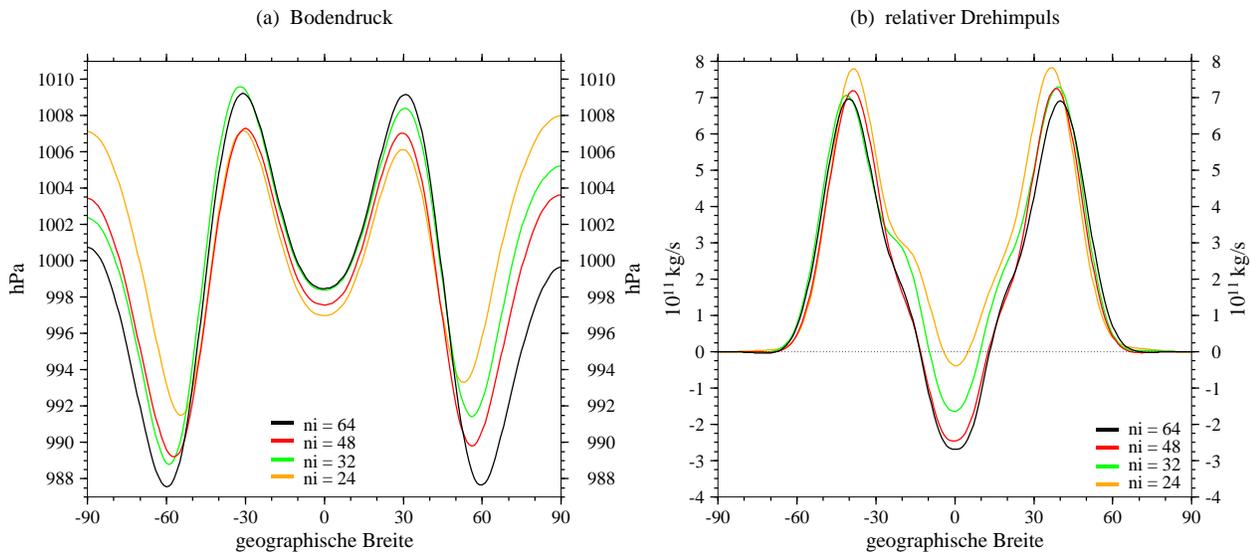


Abbildung 5.13: (a)  $[\bar{p}_s]$ , Bodendruckverlauf für verschiedene Auflösungen des GMEs (wie angezeigt). (b) Relativer Drehimpulsinhalt der Atmosphäre, Einheit ist  $10^{11} \text{ kg s}^{-1}$ .

sich der vertikal integrierte relative Drehimpulsinhalt mittels der Formel  $g^{-1} a \cos \varphi^2 \int [\bar{u}] dp$ , wobei  $g$  die Erdbeschleunigung,  $a$  den Erdradius,  $\varphi$  die geographische Breite und  $[\bar{u}]$  die zonal und zeitlich gemittelte zonale Windgeschwindigkeit beschreibt. Die Verläufe des Bodendrucks spiegeln die globalen Zirkulationseigenschaften der Atmosphäre wider. Gut zu erkennen sind hier die äquatoriale Tiefdruckrinne und die subtropischen Hochdruckgürtel bei ca.  $30^\circ$  N oder S, an welche sich die subpolaren Tiefdruckzonen (zwischen  $50^\circ$  und  $70^\circ$  N oder S) und die polaren Hochdruckzonen anschließen. Alle Modellauflösungen geben dabei qualitativ den gleichen Druckverlauf wieder bei leicht unterschiedlichen Druckniveaus. Zu wesentlichen Abweichungen kommt es – wie in den Analysen von BOER UND DENIS 1997 – primär in Polnähe, welche in Kapitel 6.5 mit Hilfe von empirischen Orthogonalfunktionen näher untersucht werden. Die Verläufe des relativen Drehimpulsinhalts zeigen (Teilabbildung (b)), daß sich dieser mit zunehmender Auflösung in niederen Breiten verstärkt, in mittleren

und hohen Breiten jedoch nahezu konstant bleibt. Dieses Ergebnis ist stark korreliert mit der Charakteristik der mittleren zonalen Strömung  $[\bar{u}]$  (Abbildung 5.1 auf Seite 48), da diese in obige Formeldarstellung des Drehimpulsinhalts miteinfließt. Auffällig ist hier insbesondere, daß der relative Drehimpulsinhalt für die niedrigste Auflösung GME (ni=24) in den mittleren Breiten maximal wird. Dies hängt mit der Dominanz der stratosphärischen Westwindbereiche in niedrigen Auflösungen zusammen.

Abbildung 5.14 zeigt die vertikal integrierten Eddy-Wärme- und Impulstransporte ( $\int [\overline{v'T'}] d\eta$  und  $\int [\overline{u'v'}] d\eta$ ) der unterschiedlichen Modellläufe des GMEs. Diese zeichnen sich durch cha-

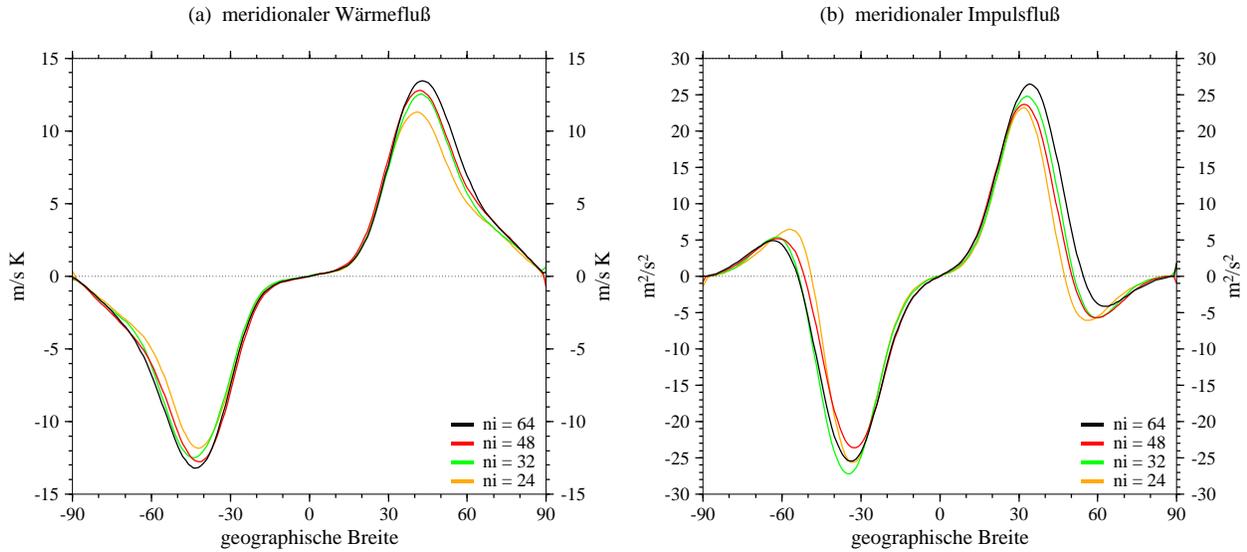


Abbildung 5.14: (a) Vertikal integrierte meridionale Eddy-Wärmetransporte ( $K m s^{-1}$ ) und (b) vertikal integrierte meridionale Impulstransporte ( $m^2 s^{-2}$ ) für verschiedene Auflösungen des GMEs (wie angezeigt).

rakteristische Maxima in mittleren Breiten bei etwa  $40^\circ - 45^\circ$  bzw.  $35^\circ$  N oder S aus, welche qualitativ auch in den GCM-Analysen von HELD UND PHILLIPPS 1993 und TAKACS UND SUAREZ 1996 zum Teil an leicht veränderten Positionen gefunden wurden. In ihren Analysen zeigte sich zudem, daß die vertikal integrierten Impulstransporte deutlich stärkere horizontale Skalenabhängigkeiten aufwiesen als die vertikal gemittelten Wärmetransporte. Dies läßt sich im dynamischen Kernexperiment nicht bestätigen. Die hier gezeigten Verläufe der vertikal integrierten Transporte des GMEs verstärken sich jeweils nur tendenziell mit steigender Auflösung und neigen deutlich zur Konvergenz.

Wichtige Informationsquellen liefern neben den zuvor gezeigten vertikal integrierten Transporten die global oder horizontal gemittelten Diagnosegrößen. Dabei stützen sich die Mittelungsoperatoren auf die approximativen Darstellungen

$$\begin{aligned}
 \langle p_s \rangle &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} p_s(\lambda, \varphi) \cos \varphi \, d\lambda \, d\varphi \\
 &\approx \sum_{j=1}^{\#Knoten} (p_s)_j \Delta g_j
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned}\widehat{X} &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^1 X(\lambda, \varphi, \eta) \cos \varphi d\eta d\lambda d\varphi \\ &\approx \sum_{j=1}^{\#Knoten} \left( \sum_{k=1}^{Nlev} X_{j,k} \Delta g_j \Delta \sigma_{j,k} \right) \quad ,\end{aligned}\quad (5.2)$$

wobei die eckigen Klammern das horizontale Mittel repräsentieren und der Hut ein globales Mittel kennzeichnet. Zudem symbolisiert  $\Delta \sigma_{j,k}$  das Gewicht der aktuellen Schichtdicke eines GME-Knotens, die Variable  $X$  steht hier stellvertretend für die zu analysierende Modellgröße und  $\Delta g_j = \frac{area_{hexagon}}{area_{sphere}}$  beschreibt das Flächengewicht des Dreieckknotens, welcher von einem Hexagon oder Pentagon umgeben ist. Als charakteristische Diagnosegrößen werden im folgenden der Bodendruck  $p_s$ , die kinetische Energie  $KE$ , die potentielle Temperatur  $\Theta$ , die Temperatur  $T$  sowie der Maximalwind  $vbmx$  (gemessen im gesamten Modellgebiet) herangezogen, welche wie folgt definiert sind

$$KE = \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \quad (5.3)$$

$$\Theta = T \left( \frac{1000 \text{ hPa}}{p} \right)^\kappa \quad (5.4)$$

$$vbmx = \max_{global} \sqrt{u^2 + v^2} \quad . \quad (5.5)$$

Abbildung 5.15 zeigt die Zeitreihen der horizontal gemittelten Bodendruckverläufe, welche stellvertretend die Güte der Massenerhaltung anzeigen. Die Diffusionskonstanten (siehe auch Tabelle 3.1 auf Seite 24) wurden in den vorliegenden Läufen so gewählt, daß möglichst gute Massenerhaltung gewährleistet ist. Denn es hatte sich gerade bei diesen Untersuchungen deutlich gezeigt, daß insbesondere die Massenverläufe in niedrigen Auflösungen sehr sensitiv auf Veränderungen der Diffusionskonstante reagieren. Als Indiz hierfür können auch die recht unruhigen eher zittrigen Schwankungen in den GME (ni=24) und GME (ni=32) Graphen herangezogen werden.

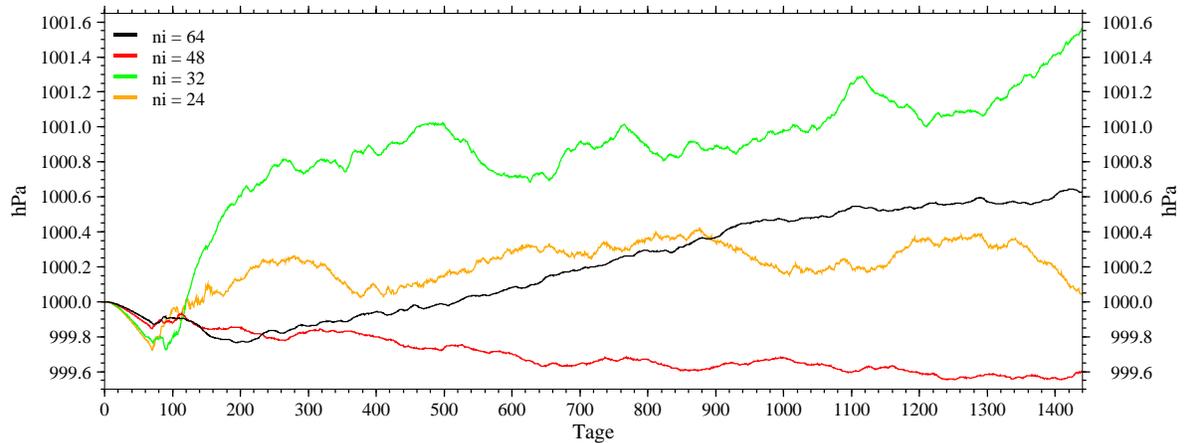


Abbildung 5.15: Global gemittelter Bodendruck  $\langle p_s \rangle$  für verschiedene Auflösungen des GMEs.

In Abbildung 5.16 auf der nächsten Seite sind die global gemittelten Verläufe der kinetischen Energie dargestellt. Gut zu erkennen ist hier, daß bei zunehmender horizontaler Auflösung

sich auch das charakteristische Level der kinetischen Energie erhöht. Dieses steigt von etwa  $110\text{m}^2/\text{s}^{-2}$  (GME (ni=24)) auf etwa  $135\text{m}^2/\text{s}^{-2}$  in den höher aufgelösten Modellläufen an. Hier geben die Kurvenverläufe des GME (ni=48) und GME (ni=64) Modellaufs zudem Hinweise auf eine Konvergenz des erreichten Energieniveaus. Deutlich zu erkennen ist desweiteren der 'Einschwingvorgang' des Modells, welches innerhalb die ersten 200-250 Tage aus den unrealistischen Anfangsbedingungen eine vollständige Zirkulation entwickelt. So ist es gerechtfertigt – unter Vernachlässigung dieser Anfangsperiode – die Stichprobenentnahme ab Modelltag 255 zu starten.

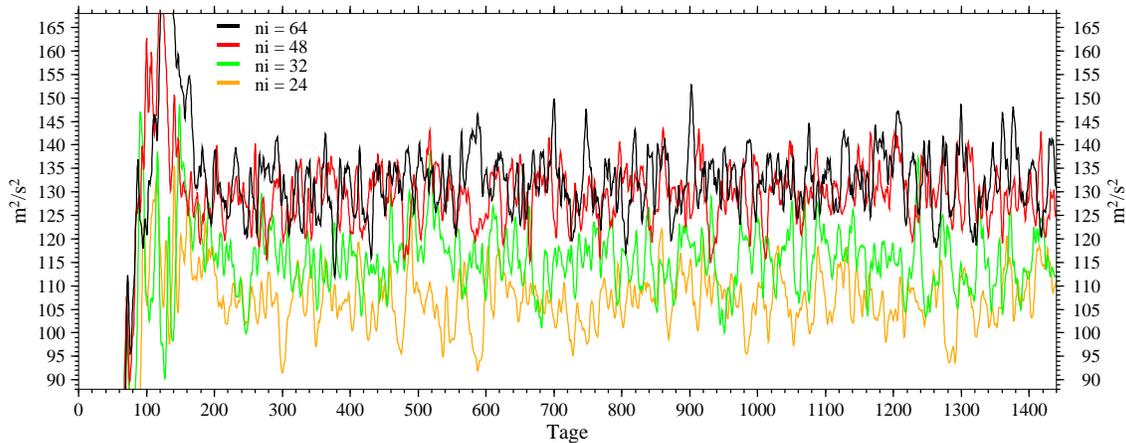


Abbildung 5.16: Global gemittelte kinetische Energie  $\widehat{KE}$  für verschiedene Auflösungen des GMEs.

Auch der aktuelle Maximalwind in Abbildung 5.17, welcher im gesamten Modellgebiet ermittelt wird und somit wechselnde Gitterpunkte repräsentiert, zeigt die wesentlichen Charakteristiken der globalen kinetischen Energie. Mit steigender Modellauflösung wächst zunächst die maximale Windgeschwindigkeit, wobei die Ergebnisse der beiden feinsten Modellauflösungen GME (ni=48) und GME (ni=64) zu konvergieren scheinen. Desweiteren wird hier erneut der 'Einschwingvorgang' über die ersten 200 Tage der Simulation ersichtlich.

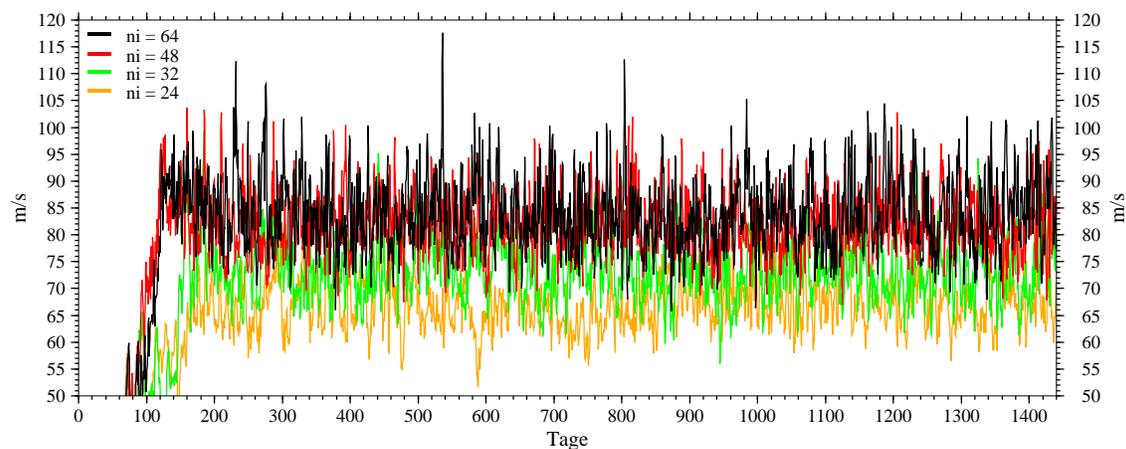


Abbildung 5.17: Maximalwind  $v_{max}$  für verschiedene Auflösungen des GMEs.

Wichtigen Einfluß nimmt zudem die erhöhte horizontale Auflösung auf die Entwicklung der globalen potentiellen Temperatur  $\hat{\Theta}$  (Abbildung 5.18) und der globalen Temperatur  $\hat{T}$  (ohne Abbildung). Die erhöhte Auflösung des GMEs führt hier zu einer globalen Erwärmung der Atmosphäre, welche jedoch erneut in den GME (ni=48) und GME (ni=64) Simulationen zum Stillstand kommt und zur Konvergenz neigt. Solche Beobachtungen konnten auch von DÉQUÉ 1995 in Konvergenzuntersuchungen eines Spektralmodells mit voller Physik bestätigt werden. Seine Sensitivitätsanalysen zeigten eine gleichmäßige Erwärmung in allen Modellschichten bei Erhöhung der horizontalen Auflösung, wobei die ermittelten globalen Erwärmungsraten jahreszeitenabhängig weit über den globalen Erwärmungen in den dynamischen Kernexperimenten lagen.

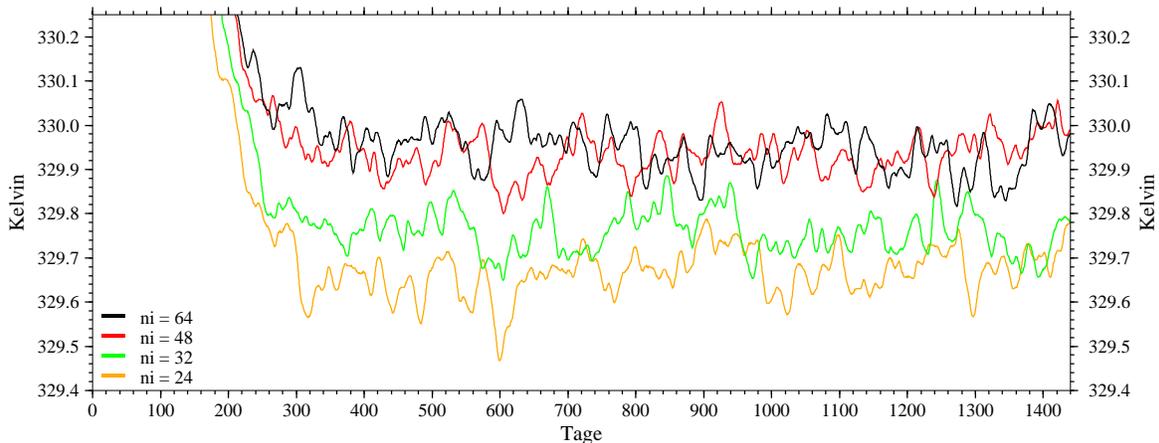


Abbildung 5.18: Global gemittelte potentielle Temperatur  $\hat{\Theta}$  für verschiedene Auflösungen des GMEs.

## 5.3 Sensitivitätsstudien

### 5.3.1 Einfluß des Diffusionskoeffizienten auf das Modellklima

Die Untersuchungen zum horizontalen Diffusionskoeffizienten stellen eine Sensitivitätsanalyse hinsichtlich eines ausgewählten Modellparameters dar. Solche Analysen von Modellparametern sind oftmals in numerischen Klimaexperimenten anzutreffen, um beispielsweise die Reaktion des Klimasystems auf Veränderungen in den Treibhausgasen zu erforschen (siehe auch RÄISÄNEN 1998) oder den Einfluß von Randbedingungen (zum Beispiel der Ozeanoberflächentemperaturen oder der Eisbedeckung) auf das Modellklima abzuwägen. Aussagen zur Sensitivität des Modells lassen sich dann mit Hilfe von statistischen Verfahren gewinnen, welche die experimentellen Modellläufe mit Kontrollläufen (unter Standardbedingungen) vergleichen und die Modellabweichungen unter Berücksichtigung der natürlichen Variabilität bewerten. Parameterstudien sind zudem dort weit verbreitet, wo empirische Faktoren in die Numerik einfließen – so zum Beispiel in den GCM-Analysen von CHEN UND BATES 1996, welche verschiedene Nichtzentralitätsparameter für das semi-Lagrange Advektionsverfahren

erproben. Dieser Nichtzentralitätsparameter ging später in CHEN *et al.* 1997 in die dynamischen Kernexperimente mitein und wurde in ihren Held-Suarez Läufen ein weiteres Mal untersucht.

Die Parameterstudien in diesem Kapitel konzentrieren sich auf den horizontalen Diffusionskoeffizienten  $K_4$ , welcher besonders in niedrigen Auflösungen starken Einfluß auf die Zirkulation des GMEs ausübt. Die Formulierung der horizontalen Diffusion folgt dabei einer linearen Diffusion vierter Ordnung, welche entlang der hybriden Koordinatenflächen angewendet wird. Diese geht – bei entsprechend gewählter GME-Modellkonfiguration – in oberen Schichten zur Verstärkung der Glättung in eine Diffusion zweiter Ordnung über, da in der oberen Atmosphäre erhöhte Windgeschwindigkeiten auftreten. Im Fall der Held-Suarez Tests wurde jedoch auf diese Modellvariante verzichtet und isoliert der Einfluß der Diffusion vierter Ordnung untersucht. Die Horizontaldiffusion glättet insbesondere die kleinskaligen Oszillationen der prognostischen Variablen und simuliert den subskaligen, nicht explizit in den diskreten Modellgleichungen erfaßten Dissipationsmechanismus der unvollständigen Energiekaskade. So wird ein künstlicher, aber aus Stabilitätsgründen notwendiger Mechanismus in das Modell eingeführt, der das kurzwellige Energiespektrum dämpft und dem System beispielsweise die Energie entzieht, die natürlicherweise durch molekulare Reibung oder andere subskalige Prozesse verlorengeht. Diese skalensensitive Filtereigenschaft ist aber nicht nur von physikalischer Bedeutung. Die durch die Diffusion beschriebene Glättung der meteorologischen Felder unterstützt zudem die Einhaltung von numerischen Stabilitätskriterien. So fördert beispielsweise die Dämpfung der horizontalen Windgeschwindigkeiten die Einhaltung des Courant-Friedrich-Levy-Kriteriums in Modellen mit Euler-Advektionsverfahren. Zu beachten ist bei der Wahl eines Diffusionskoeffizienten, daß dieser selbst Stabilitätskriterien unterliegt und deshalb die theoretischen Maximalwerte nicht unabhängig von der Gitterweite und vom Zeitschritt gewählt werden können. In der Praxis werden dann oftmals Diffusionskonstanten eingesetzt, die weit unter diesen Maximalwerten liegen.

Auflösung	Diffusionskonstante $K_4$ ( $m^4/s$ )	theoretischer Maximalwert $K_{4max}$ ( $m^4/s$ ), semi-implizit
GME (ni=24)	1.5e16	1.0e17
GME (ni=24)	2.0e16	
GME (ni=24)	2.5e16	
GME (ni=24)	3.0e16	
GME (ni=24)	3.31e16	
GME (ni=24)	3.5e16	
GME (ni=24)	4.0e16	
GME (ni=32)	9.9e15	4.5e16
GME (ni=32)	1.12e16	
GME (ni=32)	1.35e16	

Tabelle 5.1: Diffusionskonstanten für GME (ni=24) und GME (ni=32).

Die prognostische Gleichung für eine Variable  $X$  eines Atmosphärenmodells kann schematisch durch  $\frac{\partial X}{\partial t} = D^X + P^X + F_H^X$  (siehe auch Kapitel 2.3) repräsentiert werden. Dabei wird die diffusive Tendenz  $F_H^X$  der Variablen  $X$  durch  $F_H^X = -K_4 \nabla^4 X$  beschrieben, welche in jedem Zeitschritt dämpfend auf die prognostische Größe wirkt. Somit nimmt der Diffusionskoeffizient  $K_4$  als Vorfaktor zum  $\nabla^4$ -Operator entscheidenden Einfluß auf die Stärke der Glättung und wird im folgenden anhand von GME (ni=24) und GME (ni=32) Modellläufen (siehe dazu Tabelle 5.1 auf der vorherigen Seite) untersucht.

Deutlichen Einfluß übt der Diffusionskoeffizient auf die – über 900-Tage gemittelten – zonal gemittelten Bodendruckverläufe aus. Dies ist in Abbildung 5.19 dokumentiert, welche die stark variierenden Druckverläufe in den Modellauflösungen GME (ni=24) und GME (ni=32) zeigt. In Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten kommt es hier zu teils erheblichen Schwankungen der charakteristischen Drucklevel und zu Asymmetrien im Hemisphärenvergleich. Die stärksten Druckanomalien entstehen insbesondere im GME (ni=24) Modellauf

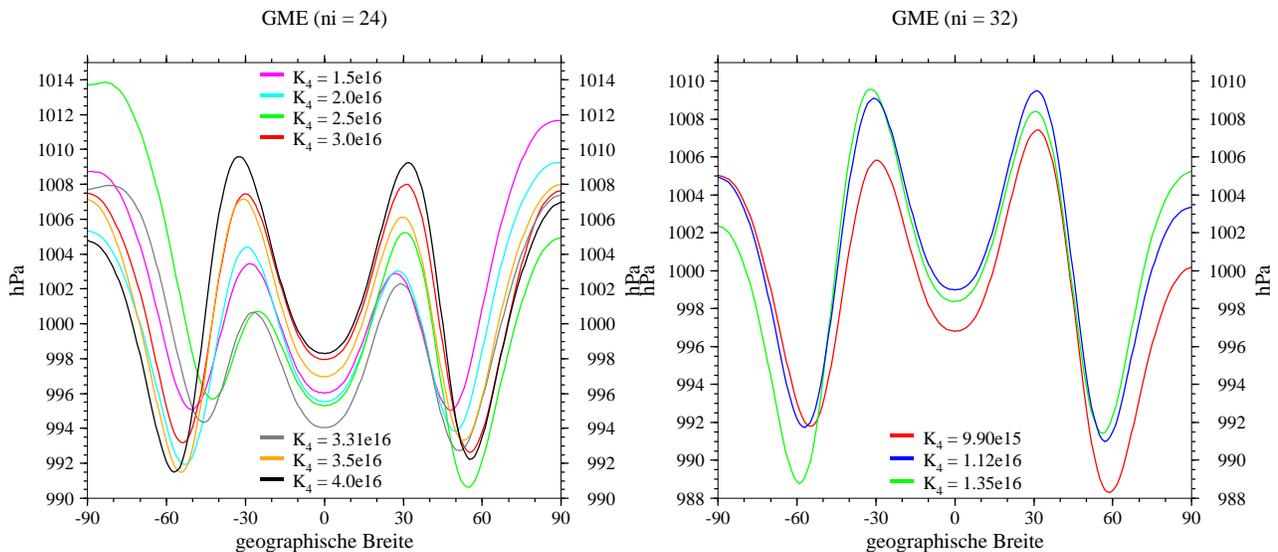


Abbildung 5.19:  $[\overline{p_s}]$ , 900-Tage Mittel des Bodendrucks in den Auflösungen GME (ni=24) (links) und GME (ni=32) (rechts) für verschiedene Diffusionskonstanten (wie angezeigt).

mit Diffusionskonstante  $K_4 = 2.5e16 m^4/s$ . Dieser Lauf zeigt deutliche Abweichungen in der Nord- und Südhemisphäre, welche in Abbildung 5.20 auf der nächsten Seite näher untersucht werden. Im Detail dargestellt sind dort die zehn 90-Tage Stichprobenmittel des Bodendrucks sowie der 900-Tage Mittelwert mit zugehörigem Konfidenzintervall zum Vertrauensniveau 95% (Teilabbildung (a)). Zudem präsentiert Teilabbildung (b) das Strömungsmuster des zonalen Windes. In beiden Teilabbildungen ist eine deutliche Verzerrung des Strömungsregimes zu erkennen, dessen Ursache im Diffusionsmechanismus des GMEs zu suchen ist. Die hemisphärische Asymmetrie der Felder wird insbesondere im Vergleich zu den schon gezeigten Ergebnissen des GME (ni=24)  $K_4 = 3.5e16 m^4/s$  Modellaufs in den Kapiteln 5.1.1 und 5.2 erkennbar. Die Abbildungen 5.1 und 5.13 gaben mit der veränderten Wahl des Diffusionskoeffizienten ein nahezu unverzerrtes Bild der Zirkulation wieder bei ansonsten

identischen Integrationsbedingungen. Ähnliche Asymmetrien konnten auch bei einem GME (ni=48)  $K_4 = 2.73e15m^4/s$  Modellauf mit 31 vertikalen Schichten festgestellt werden.

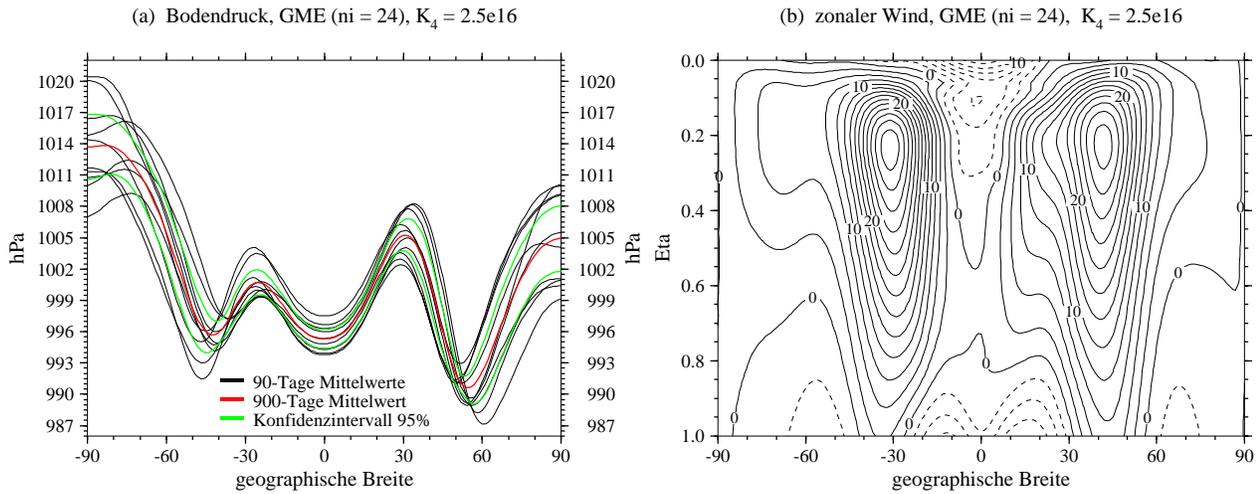


Abbildung 5.20: Analysen zum GME (ni=24) Modellauf mit Diffusionskonstante  $K_4 = 2.5e16$ . (a) Variabilität des Bodendrucks, dargestellt sind 10 90-Tage Mittelwerte, der Mittelwert der 10 90-Tage Mittel sowie das Konfidenzintervall für den 900-Tage Mittelwert zum Vertrauensniveau 95%, (b)  $[\bar{u}]$  zonaler Wind, Konturintervall ist  $2.5m/s$ .

Die starke Sensitivität der Modellläufe auf veränderte Diffusionskonstanten ist auch in horizontal und global gemittelten Zeitreihen erkennbar. So zeigt Abbildung 5.21 – als Indikator für die globale Massenerhaltung – die horizontal gemittelten Bodendruckverläufe, welche in Abhängigkeit des  $K_4$ -Koeffizienten starken, unregelmäßigen Schwankungen ausgesetzt sind. So läßt sich anhand dieser Zeitreihen keine Regel ableiten, nach der in Abhängigkeit der Diffusion ein Massengewinn oder Massenverlust im Modell verzeichnet wird. In den höher aufgelösten GME (ni=32) Bodendruckanalysen (ohne Abbildung) konnte jedoch beobachtet werden, daß die Bodendruckschwankungen – absolut gesehen – in Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten weniger stark ausgeprägt sind.

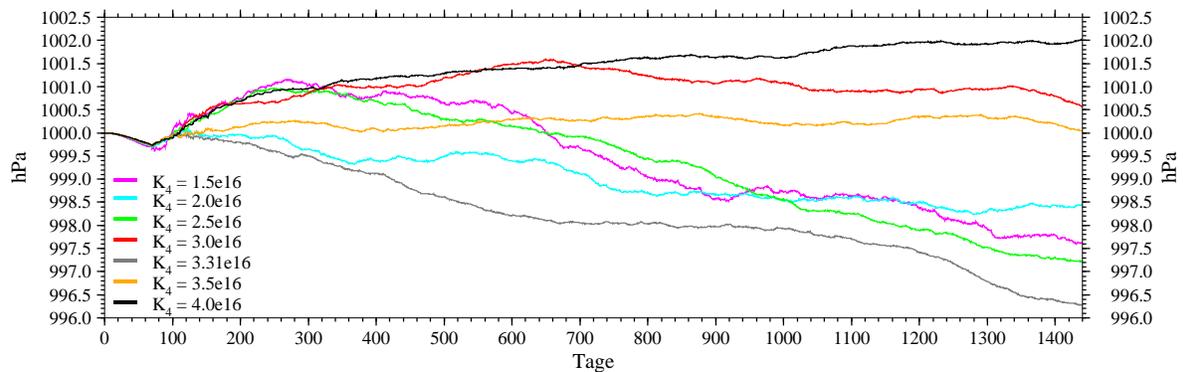


Abbildung 5.21: Global gemittelter Bodendruck  $\langle p_s \rangle$  für GME (ni=24) mit verschiedenen Diffusionskonstanten (wie angezeigt).

Im Kontrast zu den unregelmäßigen Variationen der Bodendruckzeitreihen stehen die klar ableitbaren Gesetzmäßigkeiten, welche in den Abbildungen 5.22 und 5.23 verdeutlicht werden. Dargestellt sind hier die global gemittelte kinetische Energie  $\widehat{KE}$  und potentielle Temperatur  $\widehat{\Theta}$ . Hier wirkt sich ein steigender Diffusionskoeffizient dämpfend auf die Energetik der Zirkulation aus, da bei Erhöhung der Diffusion dem System vermehrt Energie entzogen wird. Dies ist gut am Verlauf der globalen kinetischen Energie in Abbildung 5.22 erkennbar, wo mit steigender Diffusion das charakteristische Energielevel leicht sinkt. Zudem läßt sich dieser Effekt in Analysen zum Maximalwind (ohne Abbildung) bestätigen, welche bei steigender Diffusion geringere Maximalwindgeschwindigkeiten aufweisen.

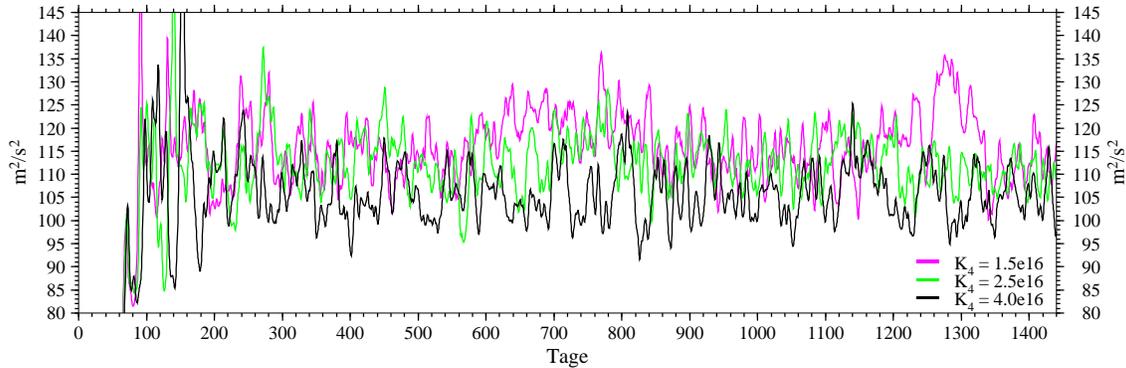


Abbildung 5.22: Global gemittelte kinetische Energie  $\widehat{KE}$  für GME (ni=24) mit verschiedenen Diffusionskonstanten (wie angezeigt).

In Abbildung 5.23 läßt sich ein ähnlicher Zusammenhang zwischen Energetik und Diffusion feststellen. Mit erhöhten Diffusionskoeffizienten sinkt hier das charakteristische Temperaturniveau der global gemittelten potentiellen Temperatur, was ebenfalls auf eine verstärkte Energieentnahme zurückzuführen ist.

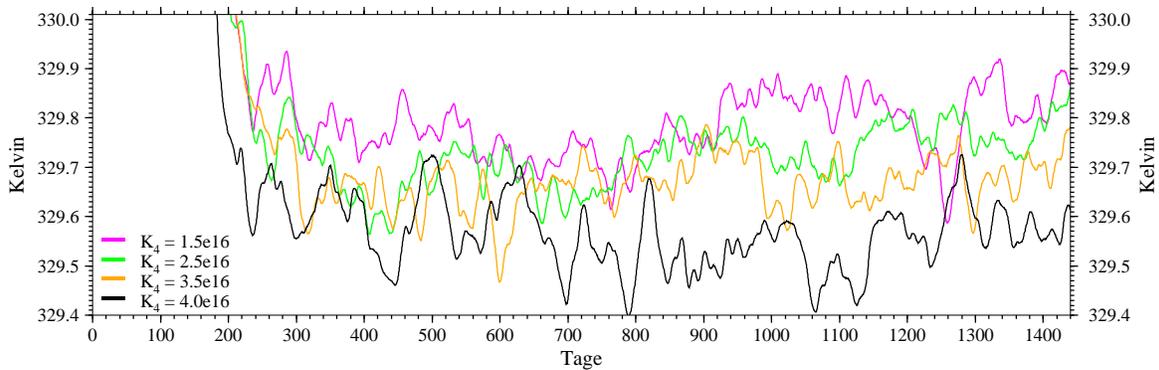


Abbildung 5.23: Global gemittelte potentielle Temperatur  $\widehat{\Theta}$  für GME (ni=24) mit verschiedenen Diffusionskonstanten (wie angezeigt).

Demnach läßt sich schließen, daß die Veränderung der Diffusion insbesondere in niedrigen Auflösungen zu Änderungen in der GME-Modellcharakteristik führt und somit der Diffusionskoeffizient als sensibler Modellparameter anzusehen ist.

### 5.3.2 Erhöhte Auflösung in der Vertikalen: 31 Schichten

Die Sensitivitätsstudien der vorangegangenen Kapitel liefern Hinweise, wie stark das Modellklima eines dynamischen Kerns auf Veränderungen der horizontalen Auflösung und des Diffusionskoeffizienten reagiert. Im Mittelpunkt des Interesses steht nun die Frage, wie groß der Einfluß der vertikalen Auflösung auf das Modellklima ist. Bisherige Studien von BOER UND DENIS 1997 mit einem alternativen Antrieb eines dynamischen Kerns haben dazu gezeigt, daß bei Verwendung von 18 Schichten und 31 Schichten kaum Unterschiede in der Modellcharakteristik festzustellen sind. Die wenigen Modellabweichungen ließen sich nach ihren Analysen auf Fehler bei der nun unumgänglichen, vertikalen Interpolation der Daten auf gemeinsame Modellflächen zurückführen. Auch BOVILLE 1991 fand nur geringe Sensitivität zur vertikalen Auflösung bei Experimenten mit einem vollständigen GCM. Er bemerkte jedoch, daß die vertikale Auflösung sehr wohl großen Einfluß auf tropische Wellen ausübt, sich dieser Effekt aber nicht in den mittleren Feldern widerspiegelt.

Im Fall des GMEs stehen zur Untersuchung dieser Frage zwei Modellläufe der horizontalen Auflösung GME (ni=48) mit 19 und 31 vertikalen Schichten zur Verfügung, wobei den Schichteinteilungen (siehe auch Anhang C) eine gemeinsame Modelobergrenze von  $10hPa$  zugrunde liegt. Die Positionen der 31 vertikalen Level sind hier an die Schichteinteilung des EZMW-Modells IFS angelehnt, welches operationell mit diesen Modellflächen arbeitet.

Die Vergleiche der GME Modellläufe erfordern die vertikale Interpolation der Daten, die mittels einer Tension-Spline Interpolation durchgeführt worden ist. Diese stützt sich auf speziell angepaßte Programmmodule aus der EM/DM Postprocessing-Bibliothek des DWDs (siehe auch EM/DM-SYSTEM 1995) und verwendet als Vergleichsbasis die AMIP2 Standarddruckflächen (1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 15, 10  $hPa$ ) ergänzt um das 800  $hPa$ -Drucklevel. So liegen die Daten nach erfolgten Interpolationen auf 19 gemeinsamen Druckflächen vor.

Abbildung 5.24 auf der nächsten Seite zeigt eine Auswahl des Modellvergleichs der Läufe GME (ni=48,L19) mit Diffusionskonstante  $K_4 = 2.73e15m^4/s$  und GME (ni=48,L31) mit Diffusionskonstante  $K_4 = 5.0e15m^4/s$ . Dargestellt sind die Differenzen der Modellläufe mit 31 und 19 vertikalen Schichten mit zugehörigen Student-t Signifikanz- und Rekurrenzresultaten. Neben den Differenzfeldern des zonalen Windes (a) und des Temperaturfeldes (b) sind hier zudem die Differenzen des meridionalen Eddy-Impulstransports (c) und Eddy-Wärmetransports (d) abgebildet. Ein erster Eindruck läßt auch hier analog zu BOER UND DENIS 1997 darauf schließen, daß die erhöhte vertikale Auflösung nur geringen Einfluß auf die mittleren Modellklimate ausübt. Zwar kommt es im Fall des zonalen Windfeldes zur leichten polwärtigen Verlagerung der Jetposition in der Nordhemisphäre, doch liegen diese Variationen in Bereichen der normalen Modellstreuung und sollten physikalisch nicht überbewertet werden. Dies trifft zudem für die Abweichungen im Temperaturfeld zu, die sich primär in der Tropenregion als statistisch signifikant herausstellen. Auch hier sollte – neben der langzeitlichen (barotropen) Variabilität – der mögliche Interpolationsfehler als Ursache in Betracht gezogen werden, wogegen die Modellunterschiede in der Stratosphäre und in den mittleren

Breiten eine Folge der veränderten Auflösung darstellen könnten. Ähnliche Schlußfolgerungen lassen sich bei der Beurteilung der meridionalen Eddy-Transporte ziehen. So zeigen zwar die Student-t Test Resultate Bereiche mit signifikanten Modellabweichungen, doch nur wenige dieser Abschnitte sind hochrekurrent. Demnach kann anhand der hier präsentierten Beispiele geschlossen werden, daß das Modellklima des GMEs wenig sensitiv auf die Veränderungen der vertikalen Auflösung reagiert.

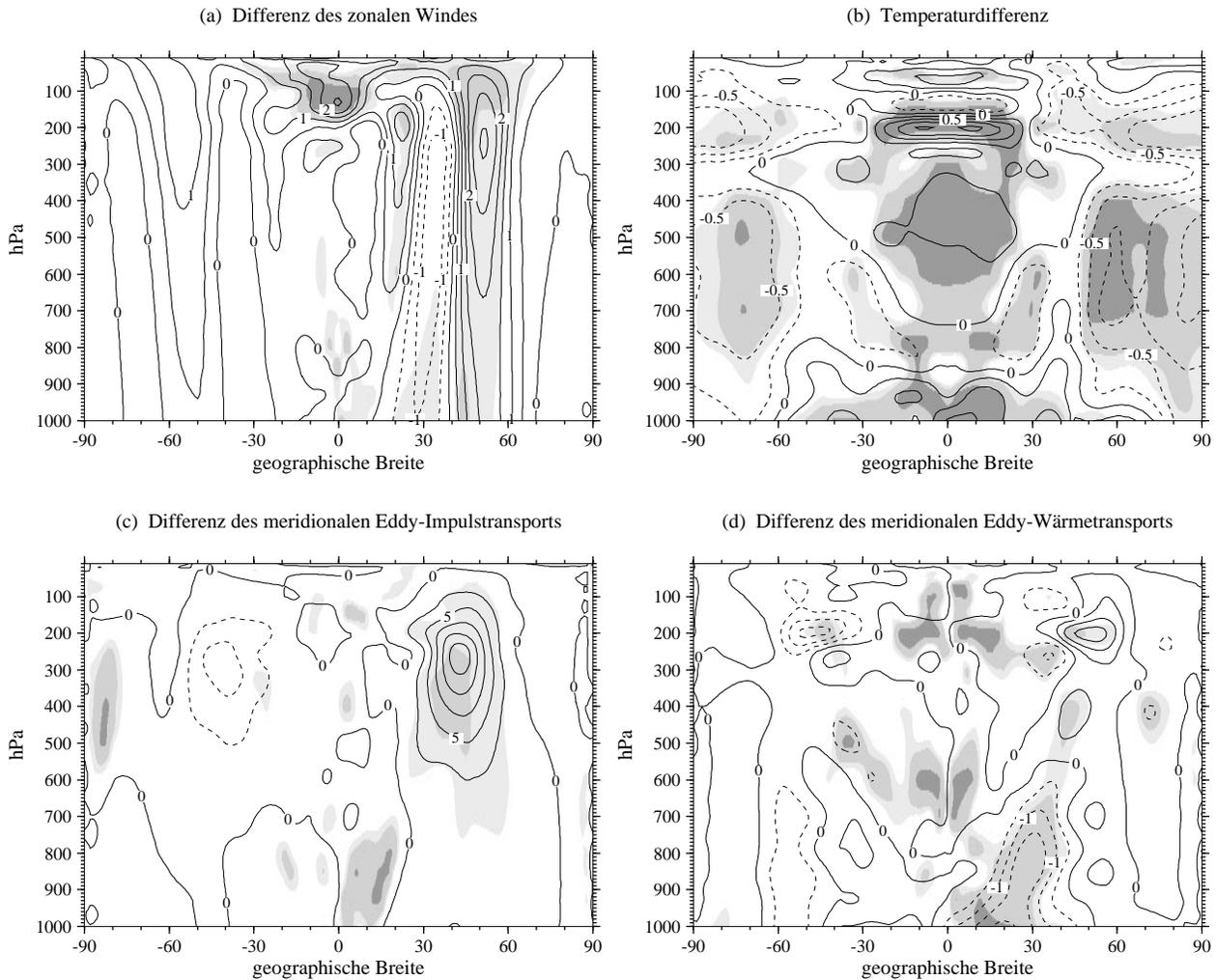


Abbildung 5.24: Variation der vertikalen Auflösung für GME ( $n_i=48$ ), Differenzfelder zwischen Modellläufen mit 31 und 19 vertikalen Schichten: GME ( $n_i=48$  L31) - GME ( $n_i=48$  L19), (a) Differenz des zonalen Windfeldes, Konturintervall ist  $0.5\text{ m s}^{-1}$ , (b) Temperaturdifferenz, Konturintervall ist  $0.25\text{ K}$ , (c) Differenz des meridionalen Eddy-Impulstransports, Konturintervall ist  $2.5\text{ m}^2\text{ s}^{-2}$  und (d) Differenz des meridionalen Eddy-Wärmetransports, Konturintervall ist  $0.5\text{ K m s}^{-1}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

## Kapitel 6

# Vergleich der dynamischen Kerne: GME und GM

Vergleiche von verschiedenen globalen Zirkulationsmodellen werden oftmals eingesetzt, um den Einfluß des individuellen Modelldesigns auf Klimasimulationen abzuschätzen. So geben die Modellvergleiche Hinweise, inwieweit sich die zugrunde liegenden Modelleigenschaften in den Modellklimaten widerspiegeln und zeigen an, wie repräsentativ die Modellläufe die Zirkulation beschreiben. Ähneln sich die Simulationsergebnisse zweier Modelle, so entwickeln sich die Strömungsregimes nahezu unabhängig von der spezifischen Modellformulierung. Dennoch darf nicht gleichzeitig geschlossen werden, daß ähnliche Modellklimata das reale Klima vollständig repräsentieren, da es in Anwesenheit von systematischen Modellfehlern zu gleichartig verzerrten Simulationen kommen kann.

In der Literatur werden vielfach Modellvergleiche zwischen Zirkulationsmodellen mit Euler-Advektion und semi-Lagrange-Ansätzen angesprochen sowie Spektralmodelle mit Gitterpunktsansätzen verglichen. Solche Untersuchungen zeigen auf der einen Seite, wie stark die Modellergebnisse an die numerischen Verfahren gekoppelt sind, auf der anderen Seite werden die Vergleiche jedoch durch Wechselwirkungen mit den physikalischen Parametrisierungen geprägt. Beispiele dazu geben WILLIAMSON *et al.* 1998 und CHEN UND BATES 1996, welche die Ergebnisse von Langzeitsimulationen eines Euler- und semi-Lagrange-Modells gegenüberstellten. Sie untersuchten somit den Einfluß der Advektionsverfahren auf das Modellklima und vertieften diese Analysen später unter Ausschaltung der Physik in dynamischen Kernexperimenten (siehe auch CHEN *et al.* 1997).

Entscheidende Impulse zu systematischen Modellvergleichen gab das erste *Atmospheric Model Intercomparison Project* (AMIP), welches Anfang der neunziger Jahre einen Vergleich von 30 globalen Zirkulationsmodellen ermöglichte. Im Mittelpunkt der Analysen stand dabei die Frage, inwieweit die GCMs mit all ihren verschiedenen physikalischen Parametrisierungen und unterschiedlichen numerischen Verfahren in der Lage sind, das heutige Klima zu simulieren. Alle beteiligten Modelle entwickelten über einen 10-Jahre Zeitraum die typischen

atmosphärischen Zirkulationsmuster, doch zeigten sich deutliche Unterschiede in der Ausprägung der Phänomene. So konnte festgestellt werden, daß die AMIP-Modellsimulationen trotz der vorgeschriebenen realistischen und somit vereinheitlichten Randbedingungen eine deutliche Streuung aufwiesen und zu systematischen Fehlern neigten (BOER *et al.* 1992). Dies traf insbesondere auf die mittleren Modelltemperaturen zu, welche systematisch zu kalt prognostiziert wurden. Aufgrund der engen, dynamischen Kopplung der Modellvariablen waren korrespondierende Fehler auch in den Windfeldern erkennbar, wo es besonders zu Abweichungen in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre kam (siehe auch GATES 1992 und GATES 1995). Offen blieb bei allen Analysen die Fragestellung, wie die vielschichtigen Gründe für die Modelldifferenzen identifiziert werden können.

Basierend auf diesen Erfahrungen des AMIP Projekts gaben HELD UND SUAREZ 1994 den Anstoß zu Tests von dynamischen Kernen. Ihr Artikel fokussierte primär die Idee, ein *Intercomparison Project* für dynamische Kerne von GCMs ins Leben zu rufen, welches – ähnlich wie die AMIP Initiative – Modellvergleiche unter kontrollierten Bedingungen vorsah. HELD UND SUAREZ 1994 betonten dabei, daß es nun aufgrund der Entkopplung der Dynamik von den physikalischen Parametrisierungen möglich sein sollte, die entstehenden Modelldifferenzen eindeutig der Dynamik mit ihren zugrunde liegenden numerischen Approximationen zuzuordnen. Dies gestattet vertieften Einblick in die Charakteristik der Dynamikkomponente und läßt im Idealfall Rückschlüsse auf das Modellverhalten in vollständigen GCMs zu. Zur Bekräftigung ihres Aufrufs und zum Start des internationalen Modellvergleichs präsentierten sie in ihrem Artikel zwei dynamische Kernexperimente mit einem Spektralmodell und einem Euler-Gitterpunktsmodell. Ihre Resultate zeigten trotz der unterschiedlichen numerischen Ansätze gute Übereinstimmung in den zonal und langfristig gemittelten Modellgrößen mit einigen Abweichungen in den stratosphärischen Eddy-Komponenten.

Inzwischen haben verschiedene Gruppen den Held-Suarez Vorschlag aufgegriffen und ihre Ergebnisse insbesondere auf dem 5. und 6. *Workshop on Numerical Solutions of Fluid Flow in Spherical Geometry* in den Jahren 1996 und 1998 präsentiert. Auch der nun folgende Modellvergleich der beiden DWD Modelle GME und GM ist im Sinne dieser *Intercomparison* Idee entstanden und zeigt im internationalen Vergleich gute Übereinstimmungen sowie interessante Modellabweichungen zu bisher publizierten Held-Suarez Testergebnissen.

## 6.1 Das zonal und zeitlich gemittelte Klima des GMEs und GMs

Während sich die Analysen des vorangegangenen Kapitels 5 auf das DWD Gitterpunktsmodell GME konzentrierten, werden nun im folgenden die hochaufgelösten GME Testergebnisse dem DWD Modell GM gegenübergestellt. Im Vordergrund steht dabei die Fragestellung, ob das ab Ende 1999 operationelle, globale Modell GME unter Held-Suarez Testbedingungen ein ähnliches Modellklima generiert wie das globale Spektralmodell GM. Dazu werden Modellläufe der Auflösungen GME (ni=64) und GM T106 zum Vergleich herangezogen und

zudem auf Ergebnisse der Auflösungen GME ( $n_i=48$ ) und GM T63 zurückgegriffen. Alle Modellläufe nutzen 19 identische Schichten in der Vertikalen (siehe auch Anhang C) und sind über 1440 Modelltage integriert. Dabei werden die Modellklimate wie in Kapitel 5 durch 900-Tage Mittelwerte repräsentiert, welche sich aus zehn 90-Tage Stichproben zusammensetzen. Einzelheiten zur Stichprobenentnahme und zur Initialisierung können hierzu dem Kapitel 2.2 auf Seite 13 entnommen werden. Die Modelle GME und GM sind in Kapitel 3 auf Seite 23 näher skizziert und werden in Tabelle 3.3 auf Seite 30 vergleichend gegenübergestellt. Dieses Kapitel hält zudem die Tabellen 3.1 und 3.2 bereit, welche detaillierte Auskunft über die Gitterpunktabstände und eingesetzten Diffusionskoeffizienten geben. Die verwendeten statistischen Verfahren zur Interpretation der Modellvergleiche greifen – wie schon zuvor in Kapitel 5 – auf die Methoden zurück, welche in Kapitel 4 auf Seite 31 dargestellt wurden. Dabei werden die Ergebnisse der statistischen Hypothesentests und Rekurrenzanalysen mittels drei verschiedener Grauschattierungen in den Differenzplots angezeigt. So deuten die hell- und mittelgrau schattierten Bereiche in den Differenzplots an, in welchen Bereichen es aufgrund der Student-t Test Resultate zur Ablehnung der Nullhypothese (Gleichheit der Modellklimate) kommt. Diese Aussagen stützen sich auf die Vertrauensniveaus 95% und 99%, was einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% bzw. 1% entspricht.

Der Modellvergleich zwischen GME und GM ist wie folgt aufgebaut. Abschnitt 6.1.1 stellt zunächst die mittleren meteorologischen Felder gegenüber, während in Abschnitt 6.1.2 auf die Wirbelkomponenten beider Modelle eingegangen wird. Dabei werden sowohl die Eddy-Varianzterme als auch auf die Eddy-Kovarianzterme angesprochen, welche die Transportmechanismen von Wärme und Impuls repräsentieren. Kapitel 6.2 diskutiert – analog zu Kapitel 5.2 auf Seite 62 – globale Diagnosegrößen. Dabei wird insbesondere der Vergleich der global gemittelten Zeitreihen um Zeitreihenanalysen im Frequenzraum erweitert. Zudem präsentiert Abschnitt 6.3 ausgewählte Eddy-Varianzfelder im Wellenzahlraum, welche nach einer Fourier-Transformation zugänglich sind. Daran schliessen sich in Kapitel 6.4 Eliassen-Palm-Fluß Untersuchungen an, welche durch den Eddy-Transport von Wärme und Impuls charakterisiert werden und einen erweiterten Einblick in die Wechselwirkung der Wellen mit dem Grundstrom offenlegen. Desweiteren geben multivariate statistische EOF-Analysen (Abschnitt 6.5) Aufschluß über die Variabilität der Felder und werden hier eingesetzt, um die typischen Variationsmuster im Bodendruckfeld aus den GME und GM Daten zu filtern. Kapitel 6.6 gewährt im Anschluß Einblick in die beginnende Zirkulation beider Modelle am Modelltag 70. Dieser Schnappschuß zeigt im Fall des GMEs eindrucksvoll die Struktur des zugrunde liegenden Dreiecksgitters. Abschließend wird in Kapitel 6.7 kurz auf die Zirkulationseigenschaften des EZMW Modells IFS eingegangen und auf vier IFS Held-Suarez Testergebnisse verwiesen.

### 6.1.1 Mittlere Felder

In diesem Abschnitt werden die mittleren Felder der DWD Modelle GME und GM miteinander verglichen und die Modellabweichungen auf statistische Signifikanz und Rekurrenz überprüft. Dabei konzentrieren sich die Analysen primär auf die Diskussion des Modellver-

gleichs zwischen GME und GM, da die allgemeine Charakteristik der Zirkulation weitgehend in Kapitel 5.1.1 beschrieben worden ist.

Abbildung 6.1 auf der nächsten Seite zeigt den zonal und zeitlich gemittelten zonalen Wind und die Temperaturverteilung beider Modelle. Gut zu erkennen ist, daß sowohl der zonale Wind als auch die Temperaturverteilung im GME und GM sehr ähnlich ausgeprägt sind. Die Differenzfelder (Teilabbildungen (e) und (f)) weisen kaum Modellabweichungen auf und deuten nur im Temperaturdifferenzfeld signifikante Abweichungen in niederen Breiten und höheren Schichten an. Dabei liegen die absoluten Temperaturdifferenzen hier unter  $1K$ . Dies ist weitaus geringer als die Differenzen, die von CHEN *et al.* 1997 bei ihren dynamischen Kernexperimenten mit einem Euler- und semi-Lagrange-Modell festgestellt wurden. Ihre Modelltemperaturen differierten insbesondere in der Stratosphäre um mehrere Grade, wogegen die troposphärischen Simulationen sich gut mit den hier gezeigten Feldern decken. Zudem fanden CHEN *et al.* 1997 erhebliche Modellunterschiede im stratosphärischen zonalen Windfeld in niederen Breiten. Dies kann in den DWD Analysen nicht bestätigt werden und wurde auch von HELD UND SUAREZ 1994 nicht beobachtet.

Abbildung 6.2 auf Seite 78 präsentiert die meridionalen und vertikalen Windgeschwindigkeiten der Modelle und kennzeichnet somit die charakteristische Hadley- und Ferrel-Zirkulation. Beide Modelle zeigen auch in diesen mittleren Strömungsgrößen gute Übereinstimmung mit kaum signifikant voneinander abweichenden Bereichen. Selbst die diagnostisch ermittelten Vertikalgeschwindigkeiten sind nahezu identisch ausgeprägt. Dies läßt sich zudem für die potentielle Temperatur und – mit leichten Einschränkungen – für die totale kinetische Energie in Abbildung 6.3 auf Seite 79 feststellen. Zwar zeigt die Differenzabbildung der potentiellen Temperatur insbesondere stratosphärische Modellabweichungen, doch auch hier liegen die absoluten Differenzen weitgehend unter einem Grad. Als signifikante und rekurrente Temperaturdifferenzen treten in beiden Hemisphären im wesentlichen nur zwei Bereiche hervor, welche im Tropopausenniveau in hohen Breiten liegen. Das Differenzfeld der totalen kinetischen Energie dagegen deutet an, daß das Energieniveau des Spektralmodells GM deutlich höhere Maxima in den Hemisphären aufweist als das Gitterpunktmodell GME. Im statistischen Sinne sind diese Energieverteilungen jedoch kaum unterscheidbar, da nur wenige Modellbereiche als signifikant und hochrekurrent gekennzeichnet sind.

Somit zeigen alle hier dargestellten mittleren Felder eine sehr gute Übereinstimmung beider Modelle mit kaum unterscheidbaren Modelldifferenzen.

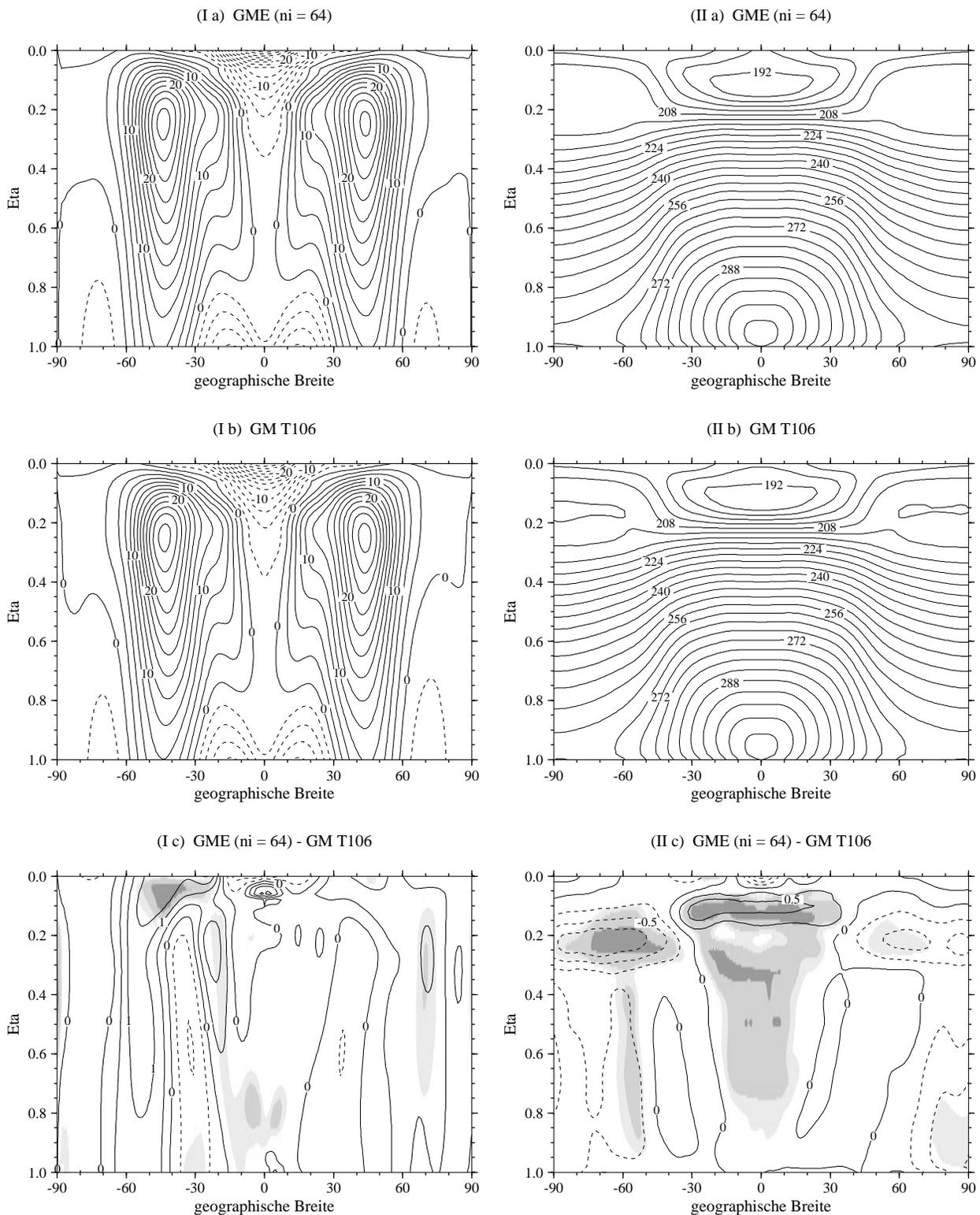


Abbildung 6.1: (Ia)-(Ib):  $[\bar{u}]$ , zonaler Wind für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $2.5\text{ms}^{-1}$ . (Ic) Differenz des zonalen Windes, Konturintervall ist  $0.5\text{ms}^{-1}$ . (IIa)-(IIb):  $[\bar{T}]$ , Temperatur für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $4\text{K}$ . (IIc) Temperaturdifferenz, Konturintervall ist  $0.25\text{K}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

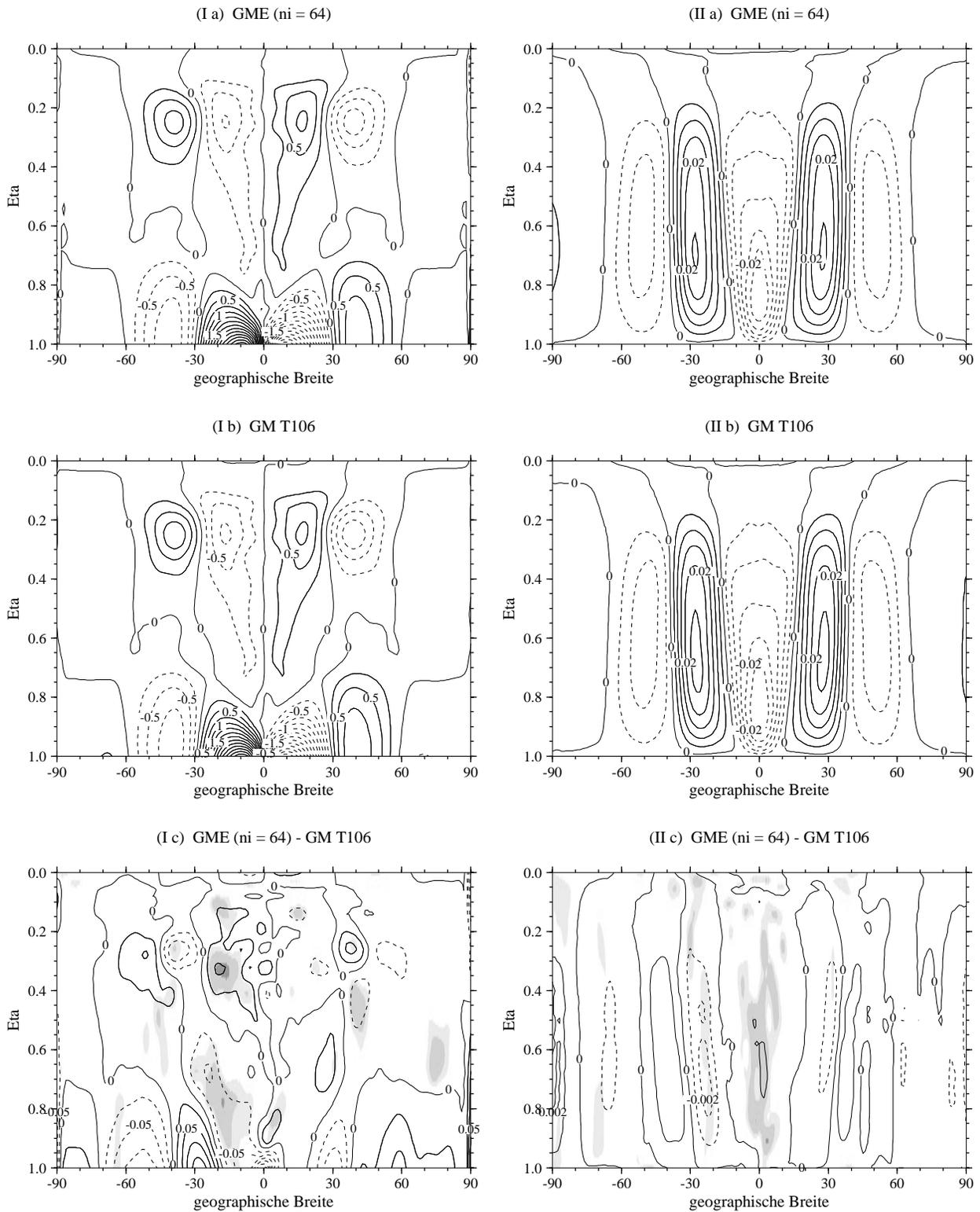


Abbildung 6.2: (Ia)-(Ib):  $[\bar{v}]$ , meridionaler Wind für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $0.25\text{ms}^{-1}$ . (Ic) Differenz des meridionalen Windes. Konturintervall ist  $0.025\text{ms}^{-1}$ . (IIa)-(IIb):  $[\bar{w}]$ , Vertikalgeschwindigkeit für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $0.005(\text{Pa})\text{s}^{-1}$ . (IIc) Differenz der Vertikalgeschwindigkeit, Konturintervall ist  $0.001(\text{Pa})\text{s}^{-1}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

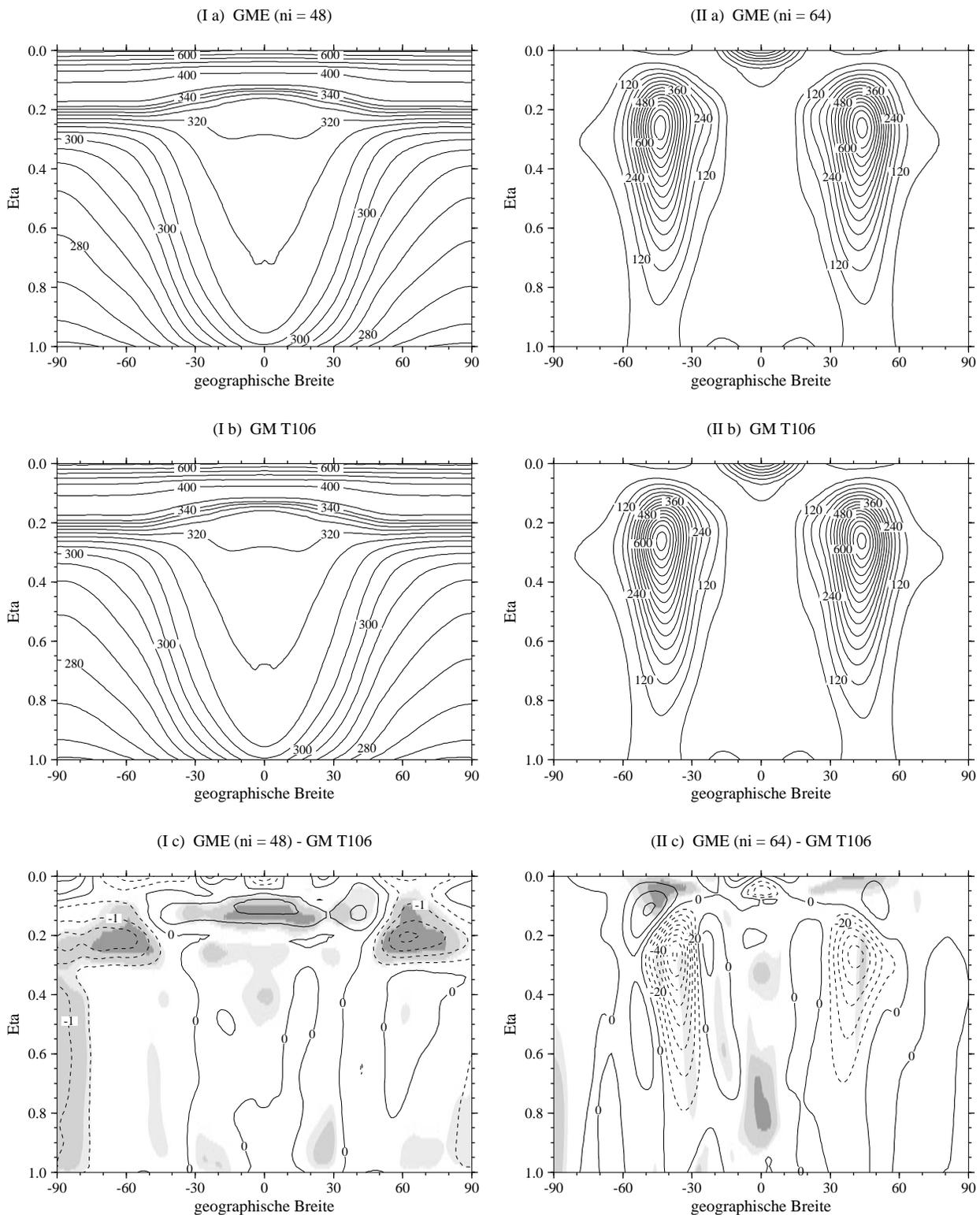


Abbildung 6.3: (Ia)-(Ib):  $\langle \bar{\Theta} \rangle$ , potentielle Temperatur für GME (ni=48) und GM T106, Konturintervall ist  $5K$  bis  $340K$  und  $50K$  ab  $350K$ . (Ic) Differenz, Konturintervall ist  $0.5K$ . (IIa)-(IIb):  $0.5 * \overline{[u^2 + v^2]}$ , totale kinetische Energie für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $60m^2s^{-2}$ . (IIC) Differenz, Konturintervall ist  $10m^2s^{-2}$ . Schattierungen: Student-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

### 6.1.2 Eddy-Statistik

Zur vollständigen Charakterisierung der zonal und zeitlich gemittelten Zirkulation werden in den nachfolgenden Vergleichen die Eddy-Varianz- und Eddy-Kovarianzterme herangezogen, welche einen Einblick in die Ausprägung der Variabilität und in die Wirbeltransportmechanismen geben.

Abbildung 6.4 auf der nächsten Seite zeigt die Eddy-Varianzen des zonalen und meridionalen Windfeldes. Diese Varianzkomponenten wurden in Kapitel 5.1.2 schon als kombinierte Größe in Form der Eddy kinetischen Energie für das GME gezeigt und werden an dieser Stelle einzeln präsentiert. Die höchsten Windvarianzen im zonalen und meridionalen Windfeld liegen in den mittleren Breiten, welche durch Wirbelprozesse gekennzeichnet sind. So werden die Maxima jeweils knapp unterhalb des Tropopausenniveaus erreicht. Diese Position deckt sich mit der Lage des Jets im zonalen Windfeld. Auffällig ist hier zudem der deutliche Unterschied der meridionalen Eddy-Windvarianz im Vergleich zu den mittleren meridionalen Windgeschwindigkeiten (Abbildung 6.2 auf Seite 78). Während die zonal gemittelten meridionalen Winde nur Amplituden von knapp  $1\text{ m/s}$  aufweisen (mit Ausnahme der Meridionalwinde in den bodennahen Tropenregionen), ist das meridionale Varianzfeld durch Werte von mehreren  $100\text{ m}^2/\text{s}^2$  gekennzeichnet. Das bedeutet, daß die mittlere Strömung zonal ausgerichtet ist, obwohl die individuellen Meridionalwinde an einzelnen Gitterpunkten in der Größenordnung des Zonalwindes ( $\approx 10\text{ m/s}$ ) liegen. Beide Differenzfelder (Teilabbildungen (c)) lassen erkennen, daß die Varianzmuster der Horizontalwinde in beiden Modellen qualitativ gut übereinstimmen. Quantitativ dagegen läßt sich feststellen, daß das Spektralmodell GM wesentlich ausgeprägtere Varianzstrukturen aufweist als das Gitterpunktmodell GME. So kommt es insbesondere im Jetbereich und in den Tropenregionen zu signifikanten Modellabweichungen, von denen jedoch nur wenige Bereiche zugleich rekurrent sind.

Abbildung 6.5 auf Seite 82 zeigt die Eddy-Temperaturvarianz und die Eddy-Varianz der Vertikalgeschwindigkeit. Die Eddy-Temperaturvarianz ist durch die zwei typischen Varianzmaxima in beiden Hemisphären gekennzeichnet, welche schon in Kapitel 5.1.2 für das GME angesprochen worden sind. Diese Varianzmuster des GMEs und GMs gleichen insbesondere in der Troposphäre stark den Eddy-Temperaturvarianzen, welche auch von HELD UND SUAREZ 1994 in ihren Modellvergleichen gefunden wurden. Dagegen sind im Vergleich zu HELD UND SUAREZ 1994 deutlich abweichende Strukturen im stratosphärischen Varianzfeld erkennbar. Die Eddy-Varianz der Vertikalgeschwindigkeit ist dagegen nur durch ein Extremum in jeder Hemisphäre ausgezeichnet. Diese Maxima liegen in beiden Hemisphären im absteigenden Ast der Hadley-Zirkulationszelle und erstrecken sich polwärts in den aufsteigenden Bereich der Ferrel-Zelle. Im GME - GM Modellvergleich wird ersichtlich, daß sich die Varianzstrukturen beider Modelle stark gleichen, obwohl das Spektralmodell GM stärkere Varianzen ausbildet als das Modell GME. Die statistische Analyse der Differenzfelder zeigt jedoch, daß insbesondere die Temperaturvarianz (Teilabbildung I(c)) nur wenige, signifikante und zugleich rekurrente Regionen aufweist. Dagegen treten in Teilabbildung II(c) vermehrt rekurrente Bereiche im Differenzfeld der vertikalen Windvarianz hervor. Diese sind in der Tropenregion auf die

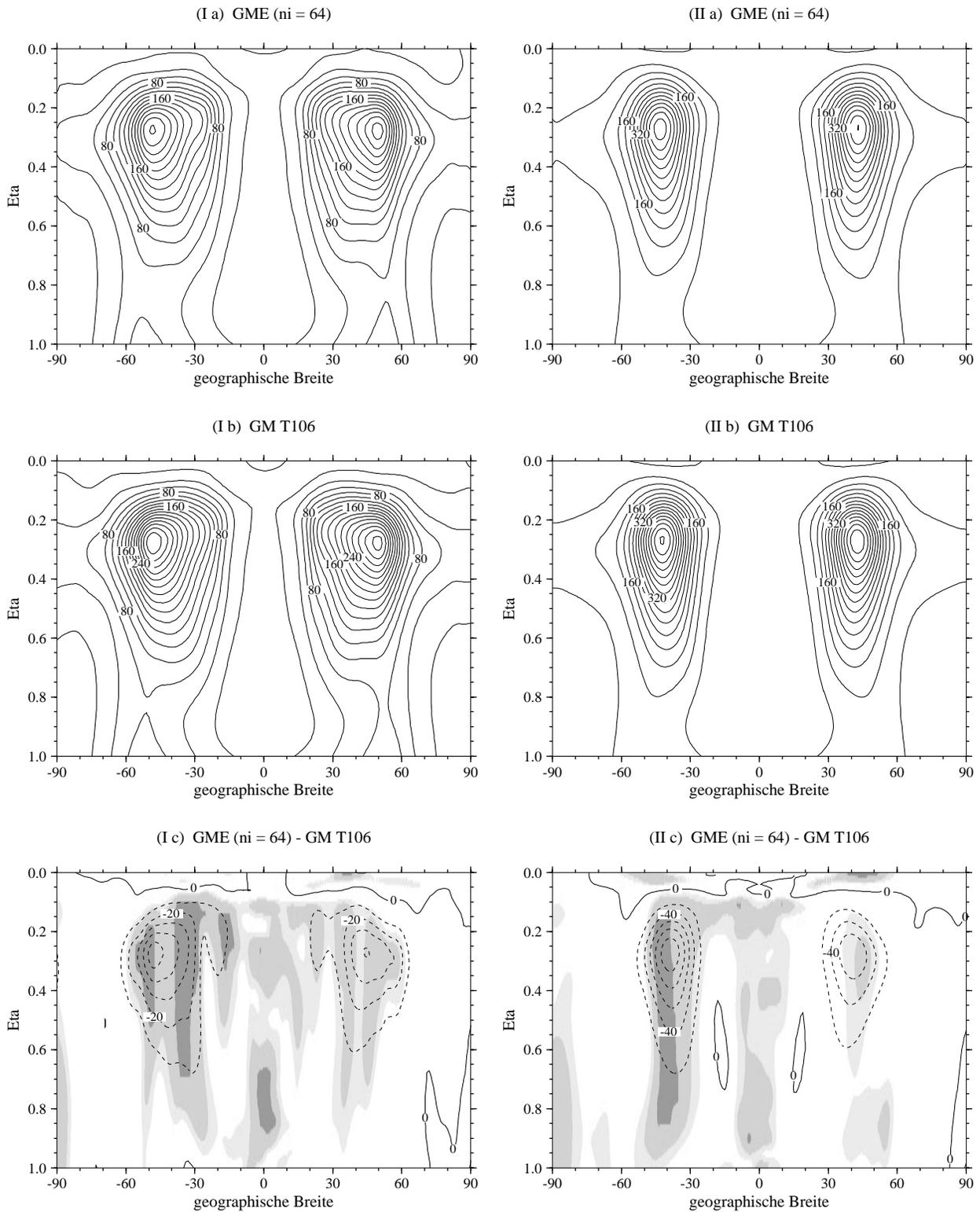


Abbildung 6.4: (Ia)-(Ib):  $[\overline{u'u'}]$ , Eddy-Varianz des zonalen Windes für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $20m^2s^{-2}$ . (Ic) Differenz, Konturintervall ist  $10m^2s^{-2}$ . (IIa)-(IIb):  $[\overline{v'v'}]$ , Eddy-Varianz des meridionalen Windes für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $40m^2s^{-2}$ . (IIc) Differenz, Konturintervall ist  $20m^2s^{-2}$ . Schattierungen: Student-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

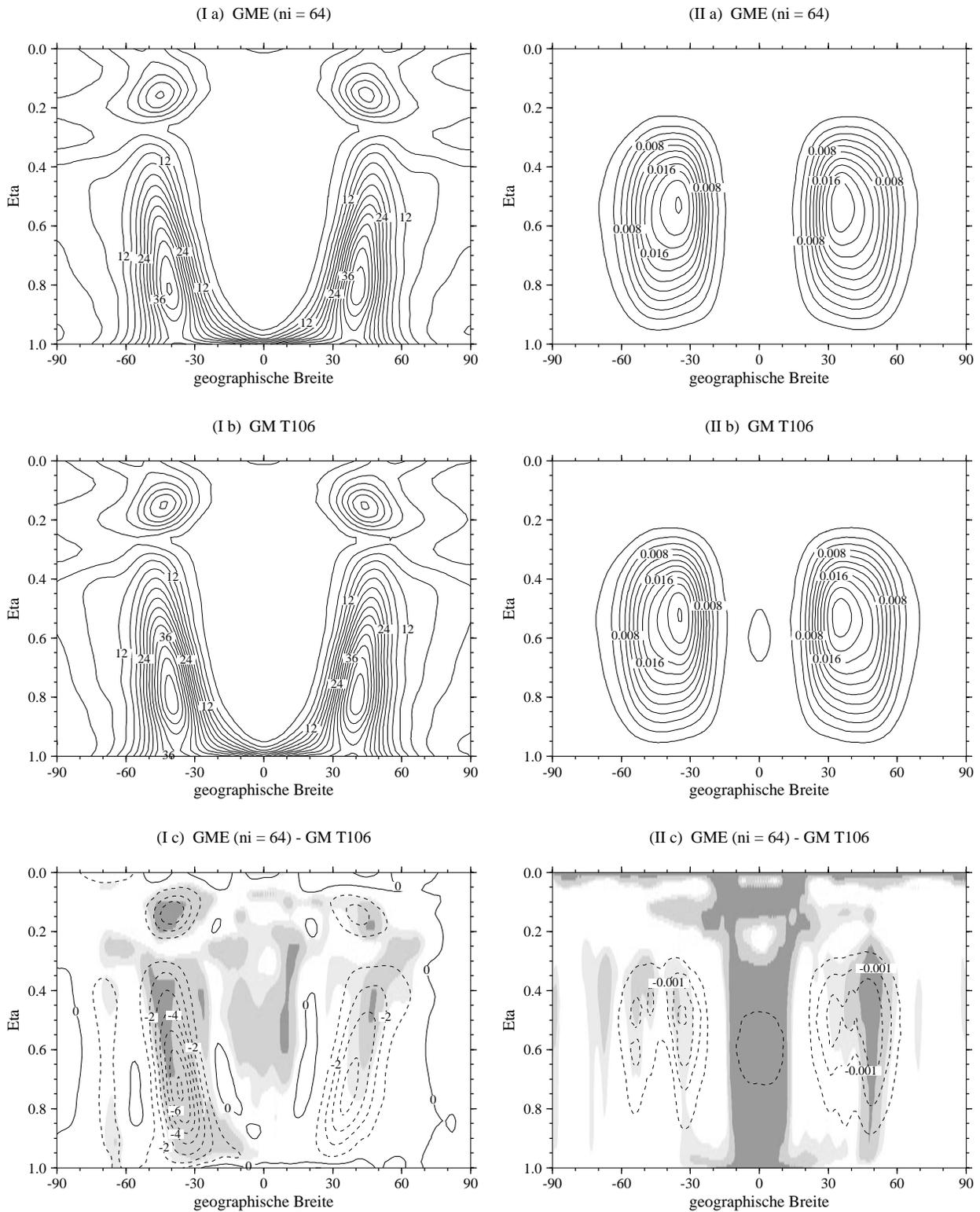


Abbildung 6.5: (Ia)-(Ib):  $[\overline{T'T'}]$ , Eddy-Varianz der Temperatur für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $3K^2$ . (Ic) Differenz, Konturintervall ist  $1K^2$ . (IIa)-(IIb):  $[\overline{\omega'\omega'}]$ , Eddy-Varianz der Vertikalgeschwindigkeit für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $0.002(Pa)^2s^{-2}$ . (IIc) Differenz, Konturintervall ist  $5 * 10^{-4}(Pa)^2s^{-2}$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

(varianzarmen) Bereiche des aufsteigenden Astes der Hadley-Zelle konzentriert.

Neben den Eddy-Varianztermen kommt den Eddy-Kovarianztermen eine besondere Bedeutung in der globalen Zirkulation zu. Sie repräsentieren die energetischen Austauschprozesse, welche durch Wellenphänomene beschrieben werden. Abbildung 6.6 auf der nächsten Seite zeigt zwei vertikale Eddy-Flüsse. Dargestellt sind der vertikale Eddy-Transport von zonalem Impuls und der vertikale Eddy-Wärmefluß. Der vertikale Eddy-Impulsfluß zeichnet sich in beiden Modellen bis ca.  $45^\circ$  N und S durch aufwärtsgerichtete Impulstransporte aus, welche in beiden Hemisphären ein Maximum in der mittleren Troposphäre erreichen. Daran schliessen sich in Richtung der Pole abwärtsgerichtete, wesentlich schwächer ausgeprägte Impulstransporte an. Der vertikale Eddy-Wärmetransport dagegen zeigt in beiden Hemisphären eine rein aufwärtsgerichtete Struktur mit Transportmaxima um  $40^\circ$  N und S in der unteren Troposphäre. Das bedeutet, daß der Troposphäre durch die Wirbelmechanismen Wärmeenergie aus unteren Schichten zugeführt wird. Die vertikalen Wirbeltransporte beider Modelle sind im Vergleich zueinander ähnlich ausgebildet (mit leicht verschobenen Strukturen im vertikalen Impulstransport). Dies wird statistisch belegt durch die Differenzfelder in den Teilabbildungen (c), welche kaum signifikante und gleichzeitig rekurrente Bereiche aufzeigen.

In Ergänzung zu den vertikalen Austauschprozessen stellt Abbildung 6.7 auf Seite 85 die meridionalen Wirbeltransporte beider DWD Modelle gegenüber. Gezeigt werden der meridionale Eddy-Wärmefluß und der meridionale Eddy-Impulstransport. Im Modellvergleich wird ersichtlich, daß beide Modelle kaum unterscheidbare Transportmechanismen aufweisen. Das Spektralmodell GM neigt zwar zu leicht erhöhten Wärmeflüssen, doch die wenigen rekurrenten und signifikanten Modellabweichungen (Teilabbildung Ic) lassen keine Schlußfolgerung dieser Art zu. Im Differenzfeld zum Impulstransport (Teilabbildung IIc) ist zudem erkennbar, daß auch dieses – trotz der leichten Verschiebung des Transportmusters – als nahezu ununterscheidbar angesehen werden kann. Zu weniger eindeutigen Resultaten kamen CHEN *et al.* 1997 in ihren dynamischen Kernexperimenten mit einem semi-Lagrange-Modell und einem Euler-Modell. Sie verglichen sowohl den meridionalen Eddy-Impulstransport als auch den meridionalen Eddy-Wärmefluß und fanden nur im Impulstransport eine gute Übereinstimmung in ihren Modellsimulationen. Diese Ergebnisse decken sich zudem mit den hier präsentierten DWD Resultaten. Der meridionale Wärmetransport war dagegen in ihrem semi-Lagrange Modell deutlich schwächer ausgeprägt als im Euler-Modell.

Zum Abschluß dieses Kapitels zeigt Abbildung 6.8 auf Seite 86 die eher selten erwähnten, zonalen Eddy-Wärmetransporte beider Modelle. Charakteristisches Merkmal des zonalen Wärmeflusses ist, daß dieser im Bereich der bodennahen, tropischen Konvergenzzonen (Ostwind-Passatzonen) einen westwärts gerichteten Wärmefluß beschreibt. Zudem sind die Transporte in der mittleren Troposphäre im Jetniveau westwärts orientiert. Im Vergleich zueinander sind die zonalen Wärmeflüsse im Spektralmodell GM stärker ausgeprägt als im Modell GME. Unter statistischen Gesichtspunkten jedoch können diese Modellabweichungen als kaum signifikant eingeordnet werden (ohne Abbildung).

So kann geschlossen werden, daß auch die Eddy-Varianz- und Kovarianzterme in beiden Modellen eine gute Übereinstimmung zeigen, da die Modelldifferenzen zumeist nur wenig

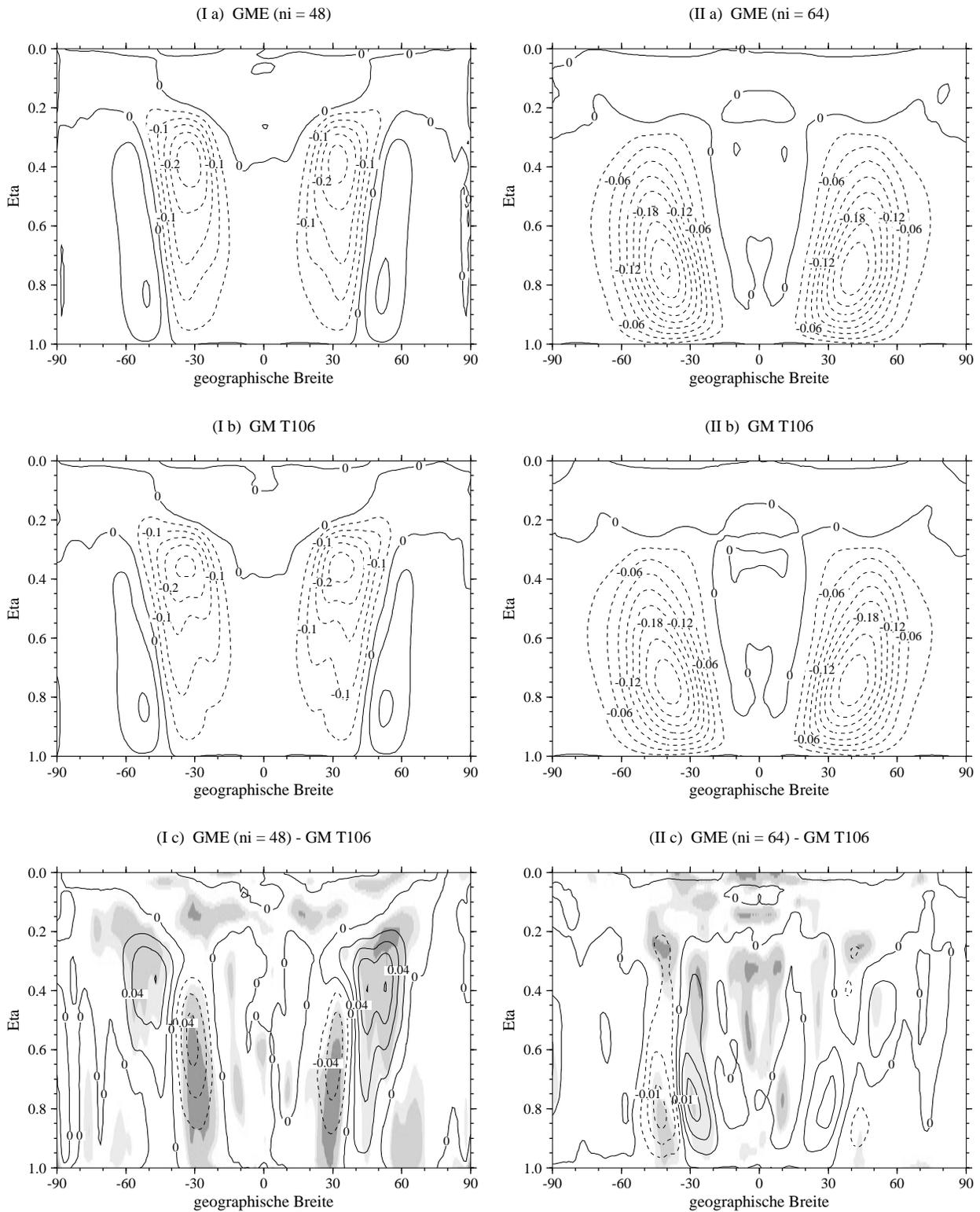


Abbildung 6.6: (Ia)-(Ib):  $[\overline{u'\omega'}]$ , vertikaler Eddy-Impulstransport für GME (ni=48) und GM T106, Konturintervall ist  $0.05(Pa)ms^{-2}$ . (Ic) Differenz, Konturintervall ist  $0.02(Pa)ms^{-2}$ . (IIa)-(IIb):  $[\overline{\omega'T'}]$ , vertikaler Eddy-Wärmetransport für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $0.03(Pa)s^{-1}K$ . (IIc) Differenz, Konturintervall ist  $0.005(Pa)s^{-1}K$ . Schattierungen: Student-t-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

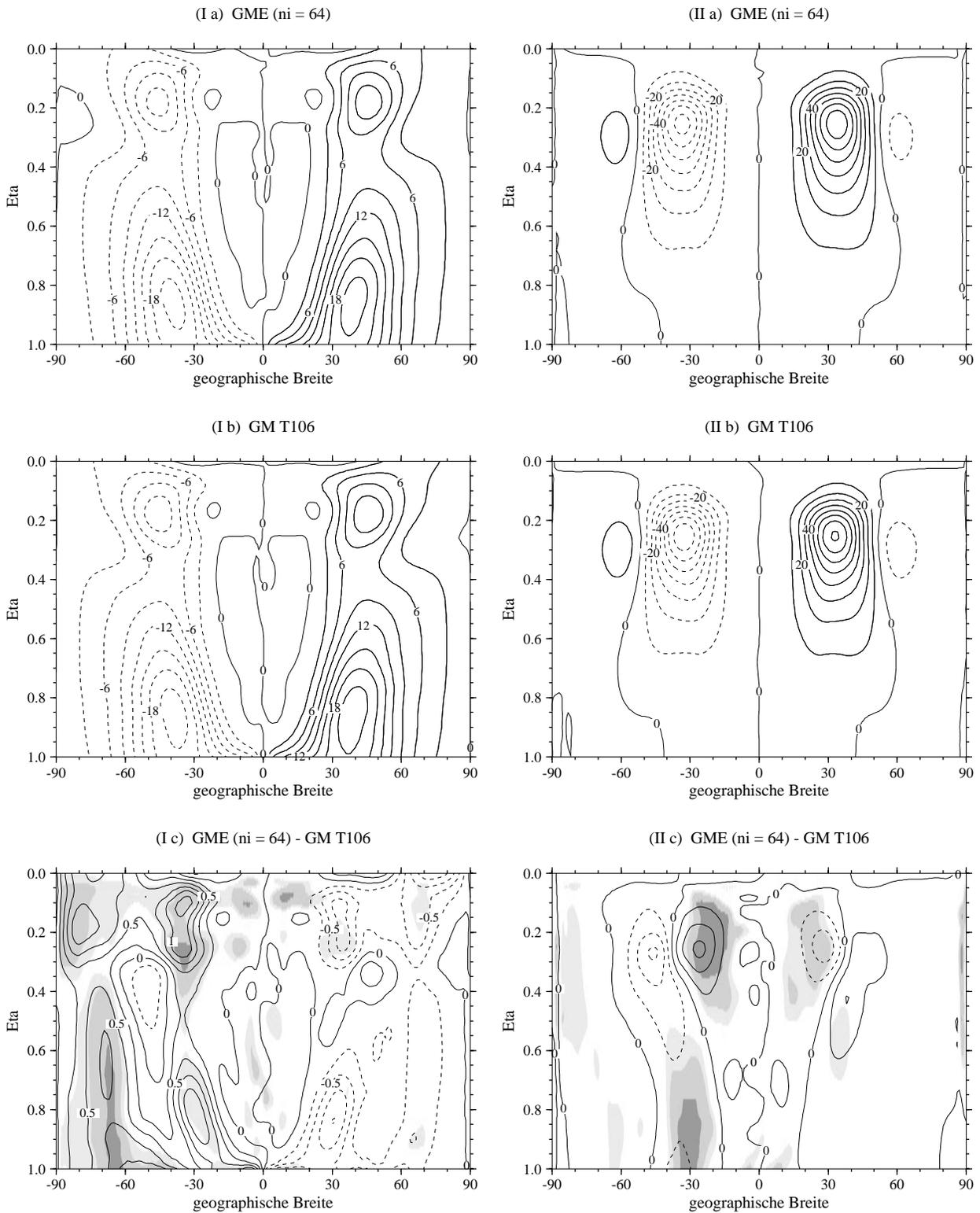


Abbildung 6.7: (Ia)-(Ib):  $[\overline{v'T'}]$ , meridionaler Eddy-Wärmetransport für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $3\text{ms}^{-1}\text{K}$ . (Ic) Differenz, Konturintervall ist  $0.25\text{ms}^{-1}\text{K}$ . (IIa)-(IIb):  $[\overline{u'v'}]$ , meridionaler Eddy-Impulstransport für GME (ni=64) und GM T106, Konturintervall ist  $10\text{m}^2\text{s}^{-2}$ . (IIc) Differenz, Konturintervall ist  $2\text{m}^2\text{s}^{-2}$ . Schattierungen: Student-Test Resultate zum Irrtumsniveau 5% (hellgrau) und 1% (mittelgrau), dunkelgraue Zonen sind  $\geq 84\%$ -rekurrent.

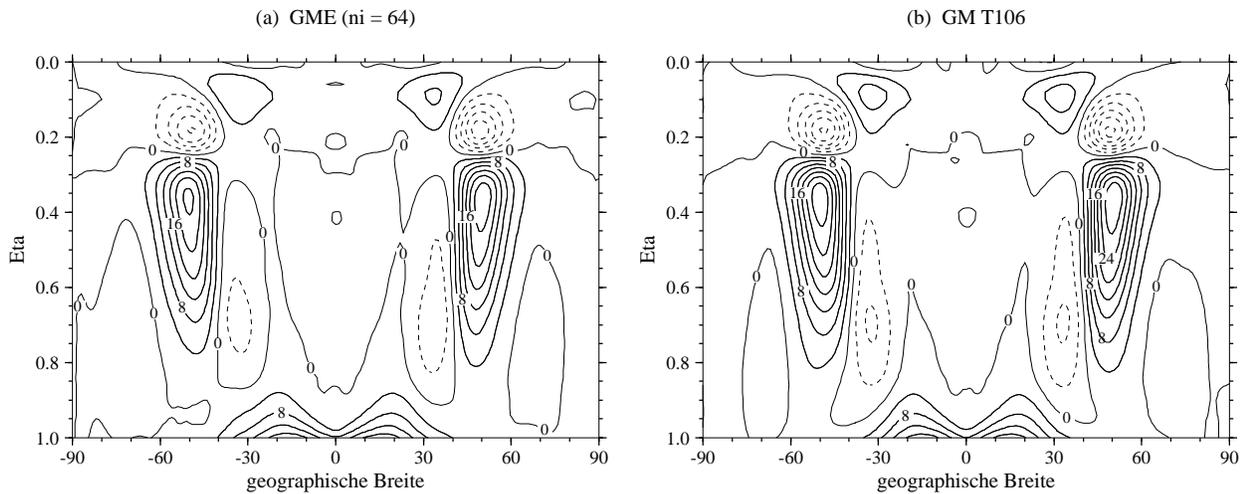


Abbildung 6.8:  $[\overline{u'T'}]$ , zonaler Eddy-Wärmetransport für (a) GME (ni=64) und (b) GM T106, Konturintervall ist  $4ms^{-1}K$ .

signifikante und rekurrente Bereiche aufweisen. Die gefundenen Modellunterschiede liegen somit nahezu vollständig in Bereichen der natürlichen Modellvariabilität und sind im statistischen Sinne kaum unterscheidbar.

## 6.2 Globale Diagnostik und Frequenzanalysen

Die bisherigen Analysen konzentrierten sich auf die Charakterisierung der zonal und zeitlich gemittelten Strömungsregimes der beiden DWD Modelle. So konnte festgestellt werden, daß die Zirkulationsmuster des GMEs und GMs sowohl in den mittleren Feldern als auch in den Wirbelgrößen sehr ähnlich ausgeprägt sind. An diese Analysen schließen sich nun Untersuchungen der globalen Diagnosegrößen an, welche den Modellvergleich – wie in Kapitel 5.2 – auf wenige Parameter fokussieren.

In Abbildung 6.9 auf der nächsten Seite sind die zonal und zeitlich gemittelten Bodendruckverläufe sowie die relativen Drehimpulsinhalte von verschiedenen Modellläufen dargestellt. Der zeitliche Mittelwert spiegelt hier erneut das 900-Tage Mittel der zehn 90-Tage Stichproben wider. Zudem kann die Definition des relativen Drehimpulsinhalts dem Kapitel 5.2 entnommen werden, in welchem die Konvergenz des Drehimpulsinhalts schon für das GME diskutiert wurde.

Gut zu erkennen ist im GME - GM Modellvergleich, daß alle Modellläufe einen sehr ähnlichen Bodendruckverlauf wiedergeben (Teilabbildung (a)). Die größten Unterschiede werden – wie schon für das GME in Abbildung 5.13 auf Seite 62 beobachtet werden konnte – in den hohen Breiten analysiert, welche natürlicherweise erhöhte Variabilität aufweisen. Auf diesen Aspekt wird später in Kapitel 6.5 näher eingegangen, wo mit Hilfe von empirischen Orthogonalfunktionen das typische Variationsmuster aus den Daten extrahiert wird. Die Verläufe des relativen Drehimpulsinhalts (Teilabbildung (b)) zeigen desweiteren, daß die Modelle GME

und GM durch einen nahezu identischen Drehimpulsinhalt gekennzeichnet sind. Zu minimalen Unterschieden kommt es nur in den Extremwerten in Äquatornähe und in den mittleren Breiten.

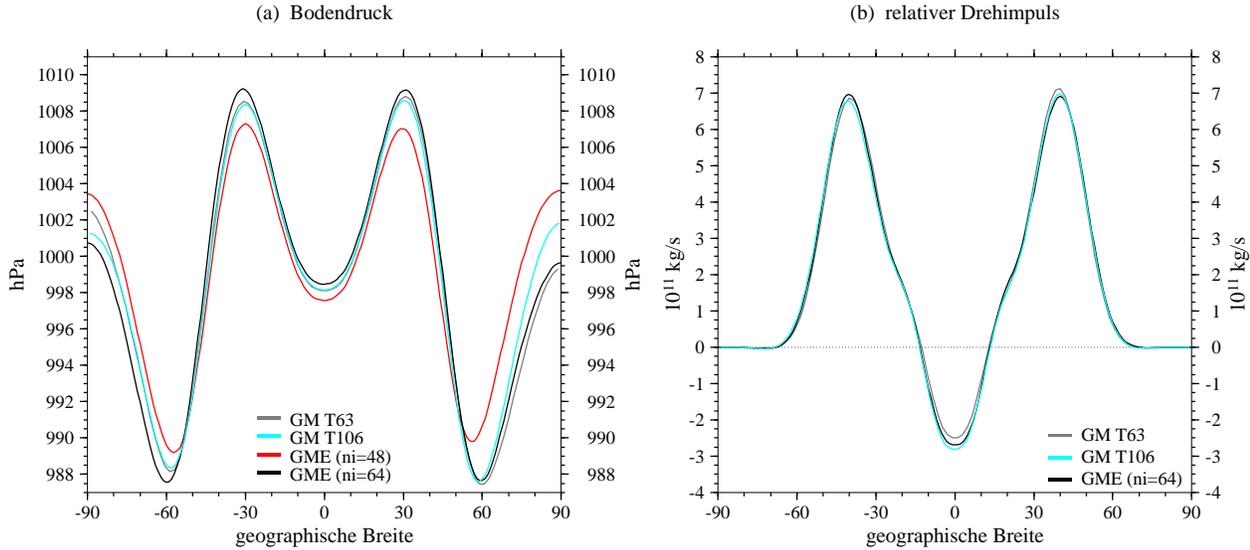


Abbildung 6.9: (a)  $\langle \overline{p_s} \rangle$ , Bodendruckverlauf für die Modelle GME und GM in verschiedenen Auflösungen (wie angezeigt). (b) Relativer Drehimpulsinhalt der Atmosphäre für die Modelle GME und GM, Einheit ist  $10^{11} \text{ kg s}^{-1}$ .

Im Mittelpunkt dieses Kapitels stehen die Zeitreihen der global und horizontal gemittelten Diagnosegrößen. Dabei stützen sich die Mittelungsoperatoren im Fall des Gitterpunktmodells GME auf die Formeldarstellungen 5.1 und 5.2, welche schon in Kapitel 5.2 präsentiert wurden. Im Fall des Spektralmodells GM dagegen wird auf eine leicht abgewandelte Näherungsformel zurückgegriffen. Hier basieren die Definitionen des horizontalen  $\langle \rangle$  und globalen  $\widehat{(\ )}$  Mittelungsoperators auf den approximativen Darstellungen

$$\begin{aligned} \langle p_s \rangle &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} p_s(\lambda, \varphi) \cos \varphi \, d\lambda \, d\varphi \\ &\approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^M \left( \Delta w_i \sum_{j=1}^N (p_s)_{i,j} \right) \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \widehat{X} &= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{p_s} X(\lambda, \varphi, p) \cos \varphi \, dp \, d\lambda \, d\varphi \\ &\approx \frac{1}{N \langle p_s \rangle} \sum_{i=1}^M \left( \Delta w_i \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^{N_{lev}} X_{i,j,k} \Delta p_{i,j,k} \right) \quad . \end{aligned} \quad (6.2)$$

In diesen Definitionen symbolisiert  $\Delta w_i$  die Gauß'schen Gewichte, welche breitenabhängig ermittelt werden und  $\Delta p_{i,j,k}$  kennzeichnet das Gewicht der aktuellen Schichtdicke an einem Gitterpunkt mit den Indeces  $i, j, k$ . Der Index  $i$  repräsentiert dabei die Position der geographischen Breite, der Index  $j$  variiert über die geographische Länge und  $k$  steht für die

Modellschicht in der Vertikalen. Demnach liegen im Gauß-Gitter  $M$  Breitengrade,  $N$  Längengrade und  $N_{lev}$  vertikale Schichten vor. Zur Normierung des globalen Mittelwertes  $X$  wird zudem der horizontal gemittelte Bodendruck  $\langle p_s \rangle$  eingesetzt. Als charakteristische Diagnosegrößen werden nachfolgend der Bodendruck  $p_s$ , die kinetische Energie  $KE$ , der aktuelle Maximalwind  $v_{bmx}$ , die potentielle Temperatur  $\Theta$  und die relative trocken statische Energie  $d_{eldse}$  präsentiert, welche durch den Formelsatz

$$KE = \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \quad (6.3)$$

$$\Theta = T \left( \frac{1000 \text{ hPa}}{p} \right)^\kappa \quad (6.4)$$

$$dse = c_p T + \Phi \quad (6.5)$$

$$v_{bmx} = \max_{global} \sqrt{u^2 + v^2} \quad (6.6)$$

$$\widehat{d_{eldse}} = \frac{\widehat{dse}_{aktuell} - \widehat{dse}_{initial}}{\widehat{dse}_{initial}} * 1000. \quad (6.7)$$

definiert sind.

Abbildung 6.10 zeigt die Bodendruckverläufe von vier verschiedenen GME und GM Modellläufen und dient zudem als Indikator für die globale Massenerhaltung. Gut zu erkennen ist, daß die beiden Spektralläufe in Auflösung T63 und T106 nur minimalen Massenverlust aufweisen, wobei die T63 Zeitreihe etwas stärker linear abfällt als der T106 Bodendruckverlauf. Dagegen stehen im deutlichen Kontrast die unruhigen Verläufe des globalen GME Bodendrucks mit vergleichsweise stark schwankenden Massengewinnen und Massenverlusten.

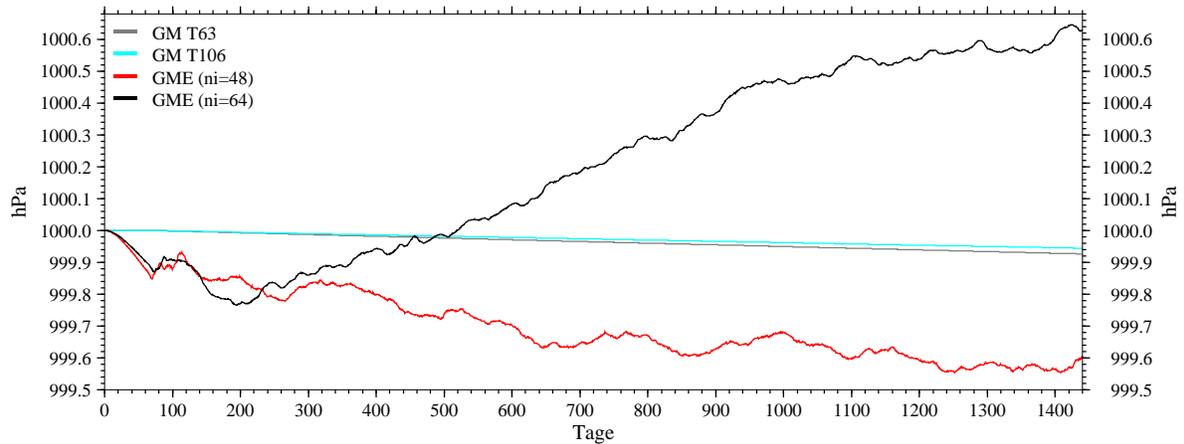


Abbildung 6.10: Global gemittelter Bodendruck  $\langle p_s \rangle$  für die Modelle GME und GM.

Abbildung 6.11 auf der nächsten Seite stellt die globalen kinetischen Energien  $\widehat{KE}$  beider Modelle vergleichend gegenüber. Die charakteristischen Energieniveaus liegen dicht beieinander mit leichter Tendenz zu höheren Energien im GM T106 Modellauf im Vergleich zum GME. Dies läßt sich jedoch auf Basis der hier gezeigten Energiezeitreihe nicht gesichert beurteilen. Klar zu erkennen ist dagegen, daß das Energieniveau des T63 Modellaufs unterhalb des T106

Modellaufs liegt und somit die globale kinetische Energie eine ähnliche Skalensensitivität wie im GME aufweist. Zudem zeigt sich auch hier analog zu den GME Analysen des Kapitels 5.2, daß das GM in den ersten 200-250 Tagen aus den unrealistischen Anfangsbedingungen eine vollausgebildeten Zirkulation entwickeln konnte und es somit berechtigt war, nach Beendigung des 'Einschwingvorgangs' die Stichprobenentnahme am Modelltag 255 zu starten.

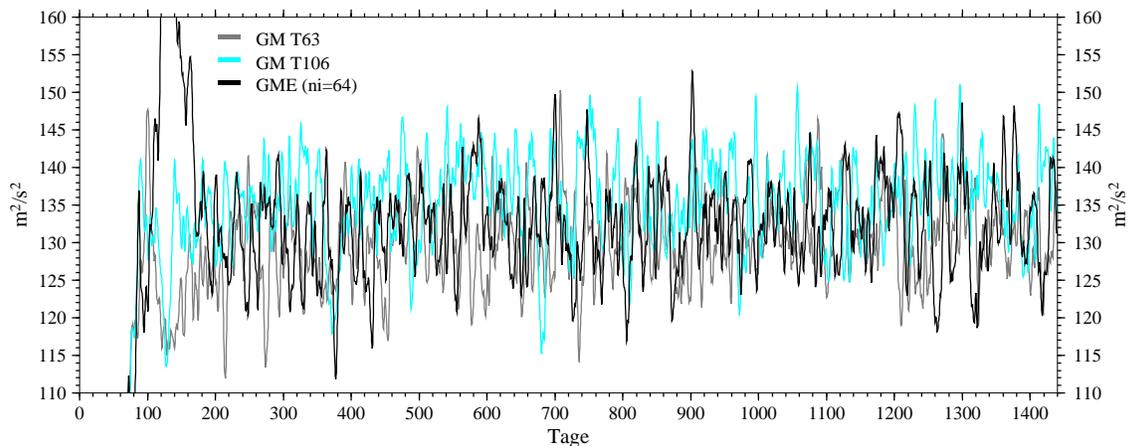


Abbildung 6.11: Global gemittelte kinetische Energie  $\widehat{KE}$  für die Modelle GME und GM.

Die gleiche Beobachtung gilt für die maximalen Windgeschwindigkeiten der Modelle, welche in Abbildung 6.12 dargestellt sind. Dabei sollte bedacht werden, daß die Graphen den aktuellen Maximalwind im gesamten Modellgebiet repräsentieren, welcher an wechselnden Gitterpunkten ermittelt wurde. Die typischen Maximalwinde liegen in beiden Modellen eng zusammen mit tendenziell leicht erhöhten Maximalwinden im T106 Modellauf.

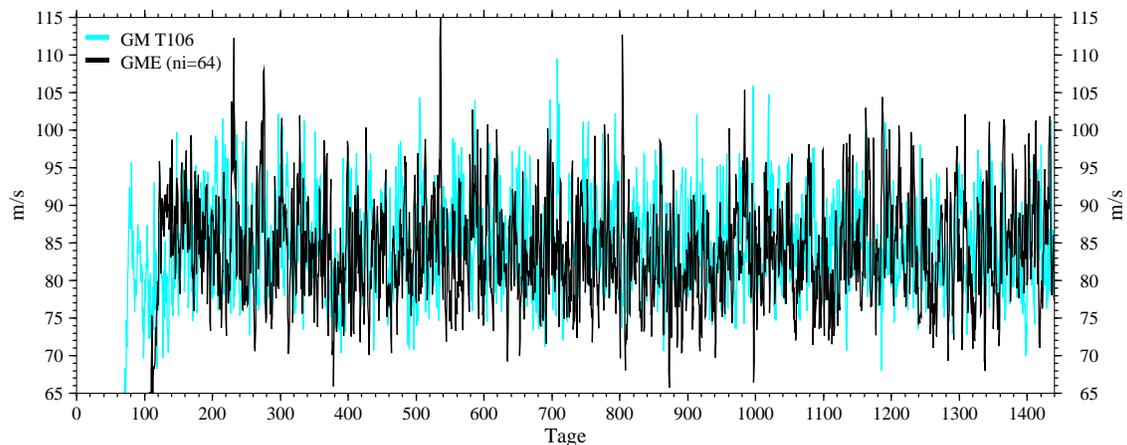


Abbildung 6.12: Maximalwind  $v_{max}$  für die Modelle GME und GM.

Auch die typischen, global gemittelten Modelltemperaturen beider DWD Modelle befinden sich auf nahezu gleichem Temperaturniveau. Dies ist in Abbildung 6.13 auf der nächsten Seite

anhand der globalen potentiellen Temperatur dargestellt. Bemerkenswert ist hier, daß selbst der Spektrallauf in T63 Auflösung ein gleiches Temperaturniveau aufweist wie der Spektrallauf in T106 Auflösung. Die Erfahrungen mit dem Gitterpunktmodell GME hatten dagegen in Kapitel 5.2 gezeigt, daß die globale potentielle Temperatur sensitiv auf die Veränderung der horizontalen GME Auflösung reagierte. Dies war in Abbildung 5.18 auf Seite 66 dokumentiert worden, welche zur besseren Vergleichbarkeit eine identische Achsenskalierung aufweist.

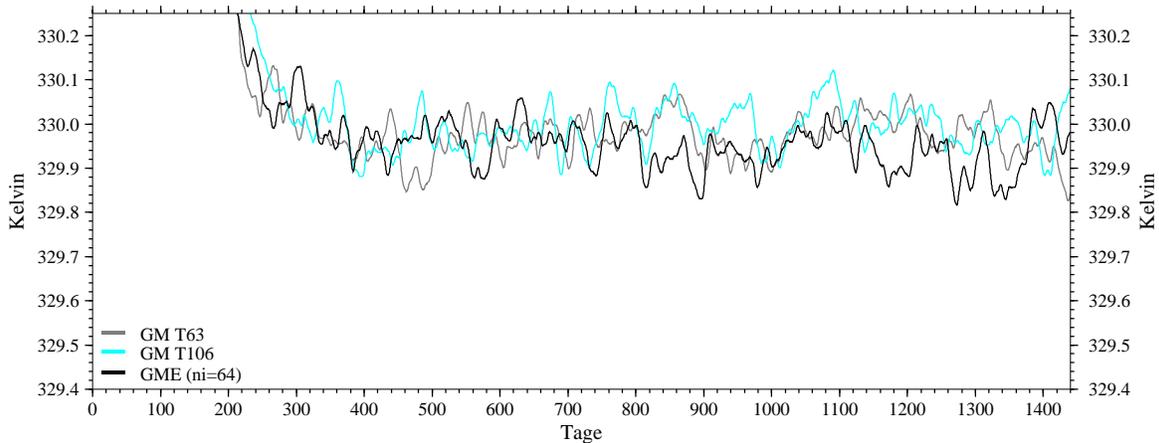


Abbildung 6.13: Global gemittelte potentielle Temperatur  $\widehat{\Theta}$  für die Modelle GME und GM.

Zudem sind in Abbildung 6.14 erstmalig die Verläufe der globalen relativen trockenen statischen Energie  $\widehat{del dse}$  dargestellt, welche relativ zum Zeitpunkt Null gemessen wurde. Hier zeigt sich erneut im GME - GM Modellvergleich, daß die Verläufe der relativen trockenen statischen Energie eng beieinander liegen, wobei das Modell GME leicht höhere Energieverluste (relativ zum Beginn) als die Spektralläufe aufweist.

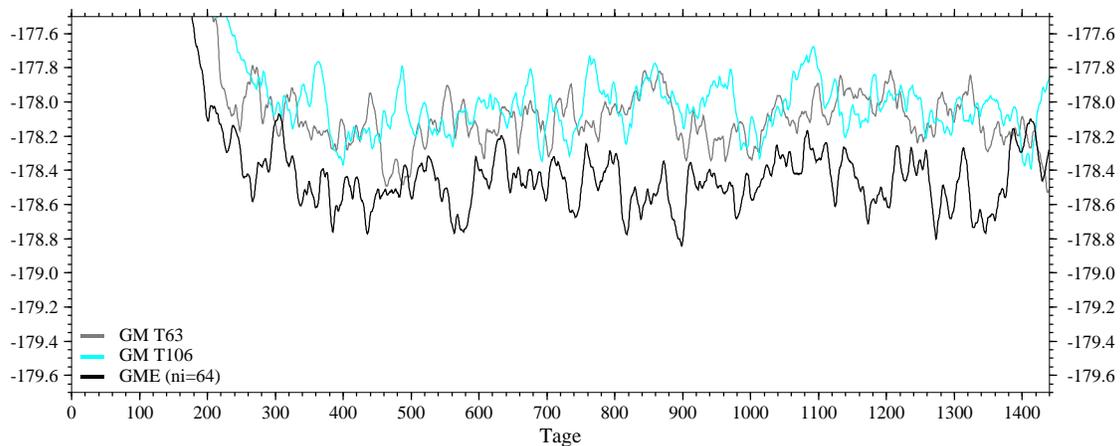


Abbildung 6.14: Global gemittelte relative statische Energie  $\widehat{del dse}$  für die Modelle GME und GM. Werte sind wie in Gleichung 6.7 beschrieben mit dem Faktor 1000.0 multipliziert.

## Frequenzanalysen

Im folgenden werden nun die zuvor gezeigten Zeitreihen einer Zeitreihenanalyse – hier im speziellen einer Frequenzanalyse – unterzogen. Dabei verfolgt die Zeitreihenanalyse das Ziel, die charakteristischen Zeitskalen in den stochastischen Prozessen zu identifizieren. Somit wird im Fall der DWD Modelle ersichtlich, ob die globalen Diagnosegrößen auf typischen Zeitskalen variieren oder eher zufälligen Schwankungen ausgesetzt sind. Realisiert wird dies über eine Datentransformation vom Zeit-Raum in den Frequenz-Raum, so daß sich die Variabilität der Zeitreihe in einem Frequenzspektrum (Synonym zu Power Spektrum, Varianzspektrum, Amplitudenspektrum) darstellen läßt.

Die Zeitreihenanalyse setzt voraus, daß die untersuchten stochastischen Prozesse schwach stationär sind. Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung nach einem zeitunabhängigen Mittelwert der Zeitreihe und einer zeitunabhängigen Varianz. Dann repräsentiert das Amplitudenspektrum (oder Varianzspektrum) die Varianz einer Zeitreihe im Frequenzbereich und ist mittels der Autokovarianz-Spektralanalyse zugänglich. Das bedeutet, daß das Varianzspektrum die Fouriertransformierte der Autokovarianzfunktion darstellt und aus einer diskreten, endlichen Zeitreihe geschätzt werden kann. Diese Schätzung liefert zunächst ein durch Lärm gestörtes Rohspektrum, welches im Fall der DWD Modelle in einem zweiten Schritt einer Glättung mit einem Hanning-Fenster unterzogen wird. Einzelheiten zu diesen Zeitreihenanalysen können auch VON STORCH UND ZWIERS 1998 und SCHÖNWIESE 1992 entnommen werden.

Die Variabilität einer Zeitreihe läßt sich in verschiedene Kategorien einteilen. Die Zeitreihe repräsentiert ein *weißes Rauschen*, falls die Zeitreihenwerte reine Zufallsvariablen mit Mittelwert null sind. Dann besitzt ein Zeitreihenwert kein 'Gedächtnis' und ist unabhängig von jeder weiteren Realisierung, so daß das korrespondierende Amplitudenspektrum (*weißes Spektrum*) einen konstanten Verlauf über alle Frequenzen zeigt. Dies bedeutet, daß die Varianz bezüglich aller Perioden gleichverteilt ist. Ein *rotes Spektrum* liegt vor, wenn die Zeitreihe einen sogenannten autoregressiven Prozess erster Ordnung (AR(1)) beschreibt. Dessen Charakteristik entspricht einer Differentialgleichung erster Ordnung und führt zu einem Amplitudenspektrum, welches keine Extremwerte (Peaks) im Innern des Spektrums aufweist. Somit liegen das Maximum und Minimum am Rand des Spektrums. Dies ist beispielsweise der Fall, falls die relativ langperiodischen Schwankungen eine größere Varianz gegenüber den kurzperiodischen Schwankungen aufweisen. Beschreibt die Zeitreihe dagegen einen zyklischen Prozeß, so wird die Frequenz des Prozesses als Extremwert (Peak) im Innern des Spektrums sichtbar.

Abbildung 6.15 auf der nächsten Seite zeigt die Frequenzspektren der globalen Diagnosegrößen (a) kinetische Energie, (b) Maximalwind, (c) globale potentielle Temperatur und (d) relative trockene statische Energie für die beiden DWD Modelle GME ( $n_i=64$ ) und GM T106. Diese Frequenzanalysen korrespondieren somit zu den Zeitreihen, welche in den Abbildungen 6.11-6.14 präsentiert wurden, wobei hier nur die letzten 1200 Tage der Zeitreihe in die Analysen miteinbezogen worden sind. Dies minimiert den Einfluß des unrealistischen Anfangszustandes. Gut zu erkennen ist, daß keines der vier Varianzspektren eine charakteristische Frequenz

enthält, da die Maxima und Minima an den Intervallrändern angenommen werden. Dabei zeigen die Konfidenzintervalle zum Vertrauensniveau 95% den Toleranzbereich für die Frequenzanalyse an und belegen, daß selbst das unruhige Spektrum des Maximalwindes noch innerhalb des Vertrauensintervalls liegt und somit als rotes Spektrum klassifiziert werden kann. Klar ersichtlich ist dagegen, daß die Spektren für die kinetische Energie (a), die potentielle Temperatur (c) und die relative trocken statische Energie (d) jeweils rote Spektren repräsentieren. Das bedeutet, das die Zeitreihen Variabilität auf allen Zeitskalen – mit erhöhter Variabilität in den langperiodischen Bereichen – aufweisen und somit keine zyklischen Schwankungen in den global gemittelten Diagnosegrößen existieren. Zudem zeigt sich im GME - GM Modellvergleich deutlich, daß die Varianzspektren beider Modelle nahezu identisch ausgeprägt sind.

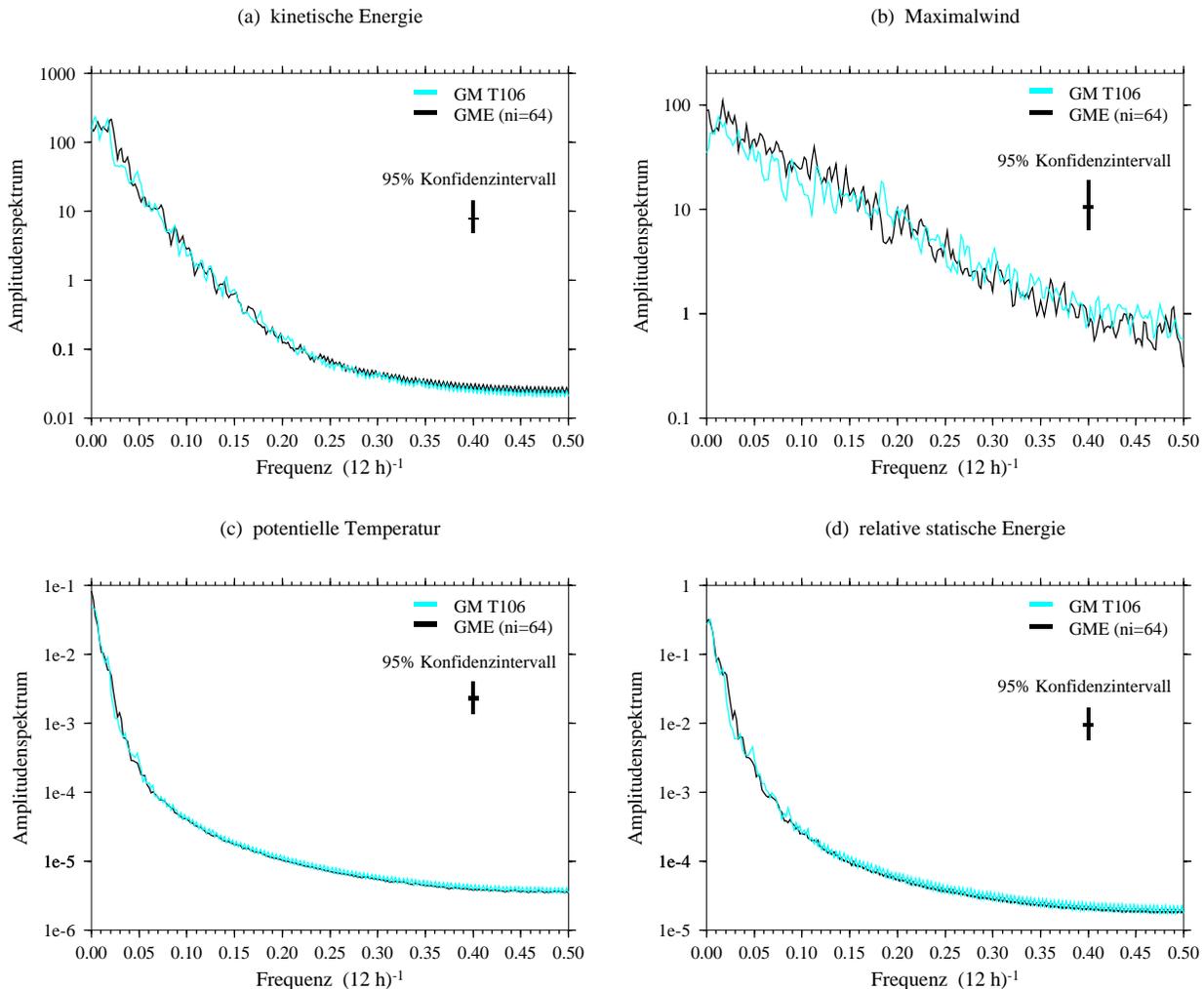


Abbildung 6.15: Frequenzanalyse der globalen diagnostischen Größen für die Modelle GME (ni=64) und GM T106 im Modellzeitraum Tag 240 - Tag 1440. Dargestellt sind die Amplitudenspektren für (a) die globale kinetische Energie, (b) den Maximalwind, (c) die globale potentielle Temperatur und (d) die globale relative trocken statische Energie.

### 6.3 Wellenzahlanalysen

Wellenzahlanalysen legen die charakteristischen Wellenzahlverteilungen der Ortsraumdaten offen und lassen Rückschlüsse auf die typischen Zirkulationsmuster zu. Realisiert wird die Wellenzahlanalyse über eine Fourier-Transformation der Gitterpunktsdaten. Dies basiert auf der Idee, daß sich jede Welle durch eine (unendliche) Summe von trigonometrischen Funktionen

$$f(x, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \left( a_{k,t} \cos\left(\frac{2\pi kx}{L}\right) + b_{k,t} \sin\left(\frac{2\pi kx}{L}\right) \right)$$

darstellen läßt, wobei der Parameter  $L$  eine Referenzlänge symbolisiert,  $k$  die Wellenzahl beschreibt sowie  $a_{k,t}$  und  $b_{k,t}$  die zugehörigen Amplituden kennzeichnen.

Im Vordergrund der Wellenzahlanalyse steht – neben dem Vergleich der Modelle GME und GM – die Frage, ob sich im Fall des Modells GME das verwendete Ikosaedergitter mit typischer Wellenzahl 5 in den Zirkulationsmustern wiederfinden läßt. Dies würde auf den unerwünschten Effekt hindeuten, daß sich das zugrunde liegende Dreiecksgitter in der Lösung überproportional widerspiegelt. Im folgenden dargestellt sind dazu das zonale Varianzspektrum des Bodendrucks sowie die vertikal integrierten zonalen Varianzspektren der horizontalen Windgeschwindigkeiten für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Dabei repräsentieren die Wellenzahlspektren einen 90-Tage Mittelwert, welcher sich auf tägliche Ausgabewerte im Zeitraum Modelltag 255-345 stützt.

Abbildung 6.16 zeigt die zonalen Spektren der Eddy-Varianz des Bodendrucks für die Modelle GME und GM. Gut zu erkennen ist, daß beide Modelle ein ähnliches Varianzschema im Bodendruckfeld entwickeln, welches typische Maxima bei niedrigen Wellenzahlen enthält. Diese liegen insbesondere in den mittleren Breiten beider Hemisphären, wobei die leicht unterschiedlichen Amplituden im Modellvergleich andeuten, daß die 90-Tage Mittel das volle Varianzspektrum noch nicht erfassen. Zudem kommt es zu Asymmetrien in den Hemisphären, welche sich vermutlich auch auf den Stichprobenfehler zurückführen lassen.

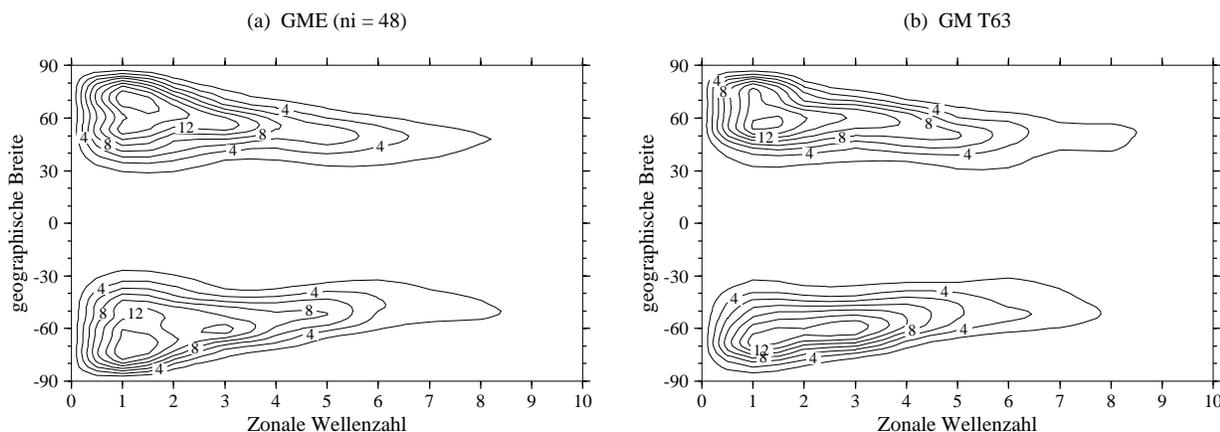


Abbildung 6.16: Spektrum der Eddy-Varianz des Bodendrucks  $\overline{[p_s^{*2}]}$  für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Konturintervall ist  $2(hPa)^2$ .

Dies läßt sich auch für die vertikal integrierten Eddy-Varianzspektren des zonalen Windes in Abbildung 6.17 feststellen. Zwar stimmen die charakteristischen Varianzmuster in beiden Modellen nahezu überein, doch die Amplituden der Varianz sind unterschiedlich ausgeprägt und asymmetrisch in den Hemisphären. Im Vergleich zu den Varianzspektren von HELD UND SUAREZ 1994 und MCGREGOR UND DIX 1997 wird zudem ersichtlich, daß sich in den DWD Modellen deutlich schwächere Amplituden ausbilden als in den publizierten 1000-Tage bzw. 200-Tage Mittelwerten. Daraus folgt, daß die 90-Tage Mittelwerte die vollständige Varianzstruktur des zonalen Windes nur mit Einschränkungen repräsentieren. Dagegen zeigt Abbil-

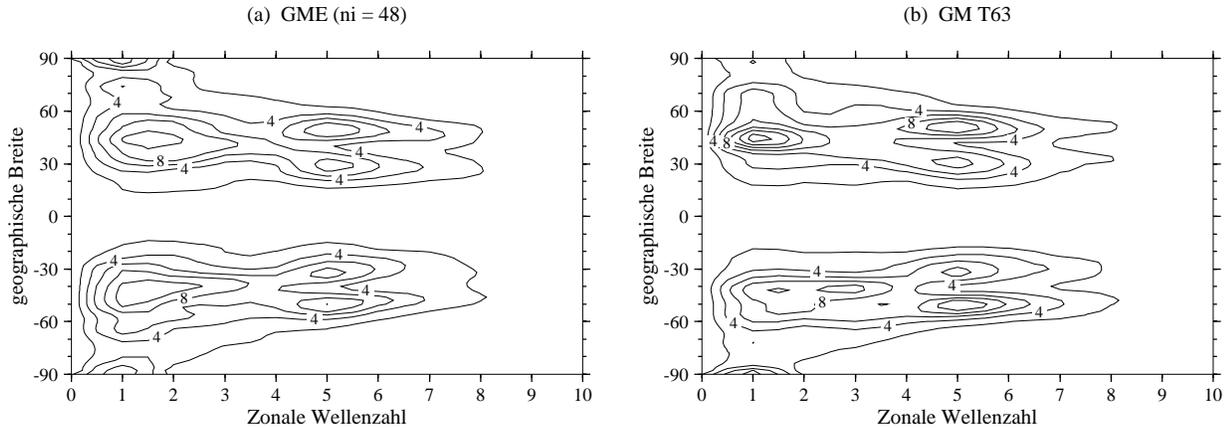


Abbildung 6.17: Vertikal integriertes Spektrum der Eddy-Varianz des zonalen Windes  $\overline{[u^*2]}$  für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Konturintervall ist  $2m^2s^{-2}$ .

Abbildung 6.18 zeigt eine gute Übereinstimmung in den vertikal integrierten Eddy-Varianzspektren des meridionalen Windes. Die charakteristischen Wellenzahlmaxima liegen hier in beiden Modellen bei Wellenzahlen um 4-7, welche ein realistisches Bild der Zirkulation wiedergeben. Somit zeigt sich in allen drei präsentierten Wellenzahlanalysen, daß die Spektren beider Modelle sehr ähnlich zueinander ausgebildet sind und sich keine künstliche Verstärkung der 'Wellenzahl 5' Amplitude im GME nachweisen läßt. Das bedeutet, daß das Ikosaedergitter sich nicht in der GME Zirkulation widerspiegelt.

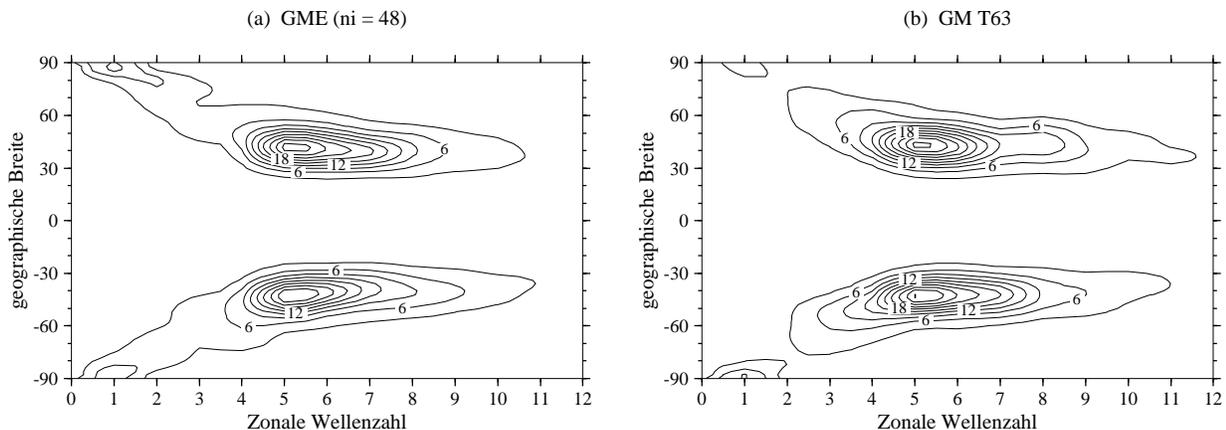


Abbildung 6.18: Vertikal integriertes Spektrum der Eddy-Varianz des meridionalen Windes  $\overline{[v^*2]}$  für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Konturintervall ist  $3m^2s^{-2}$ .

## 6.4 Eliassen-Palm-Fluß Diagnostik

Der Eliassen-Palm-Fluß kombiniert die Eddy Wärme- und Impulsflüsse, so daß die wechselseitige Beziehung zwischen den Wirbelgrößen und dem zonal gemittelten Grundstrom ersichtlich wird. Die Definition des Eliassen-Palm-Flusses geht zurück auf die Vorschläge von ELIASSEN UND PALM 1961, welche anhand dieser Diagnosegröße die Energiequellen in orographisch induzierten Leewellen untersuchten. Seither wurde ihr Ansatz von verschiedenen Autoren aufgegriffen und um zusätzliche Anwendungsbereiche erweitert. So verwendeten zum Beispiel ANDREWS UND MCINTYRE 1976 und BOYD 1976 den EP-Fluß erstmalig in sphärischen Koordinaten, um großskalige atmosphärische Zirkulationen zu analysieren. Ihre Arbeiten bildeten später die Grundlage für EDMON *et al.* 1980, welche wesentliche Merkmale des EP-Flusses zusammenstellten und anhand von EP-Fluß Diagrammen für die Nordhemisphäre diskutierten. Die nachfolgend aufgeführten Definitionen des EP-Flusses stützen sich weitgehend auf diese Ausführungen und greifen zudem Aspekte von FRIEDERICHS 1995 auf.

Die quasi-geostrophische Definition des EP-Flusses  $\vec{F}$  in sphärischer Geometrie mit vertikaler Druckordinate  $p$  lautet (EDMON *et al.* 1980)

$$\vec{F} = F_\varphi \vec{e}_\varphi + F_p \vec{e}_p \quad (6.8)$$

und basiert auf den Komponenten

$$F_\varphi = -a \cos \varphi [u^* v^*] \quad (6.9)$$

$$F_p = fa \cos \varphi \frac{[v^* \Theta^*]}{\Theta_p} \quad (6.10)$$

In diese Definition fließt der Stabilitätsparameter  $\Theta_p = \frac{\partial}{\partial p} \Theta_S$  mitein, wobei  $\Theta_S$  die horizontal gemittelte potentielle Temperatur repräsentiert. Zudem kennzeichnet  $f$  den Coriolisparameter,  $a$  den Erdradius und  $\varphi$  die geographische Breite. Der Stern symbolisiert (siehe auch Gleichung 4.2 auf Seite 34) die Abweichungen der horizontalen Windgeschwindigkeiten und potentiellen Temperatur von ihren zonal gemittelten Größen.

Der Eliassen-Palm-Fluß ist wichtiger Bestandteil der Transformierten Euler-gemittelten Gleichungen (TEM), welche sich insbesondere zur Beschreibung der Wechselwirkung der Eddy-Größen mit der zonal gemittelten Strömung eignen. So ist der Gleichungssatz der *transformed Eulerian-mean equations* in erster Linie entwickelt worden, um die Reaktion der zonal gemittelten Zirkulation auf wellenartigen Störungen (Störungen durch Eddies) zu untersuchen (*wave mean-flow interaction*). Zur Beschreibung dieser wechselseitigen Abhängigkeiten gehen in den TEM Gleichungssatz die sogenannte meridionale und vertikale Residuenzirkulation  $[\hat{v}]$  und  $[\hat{\omega}]$

$$[\hat{v}] = [v] - \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{[v^* \Theta^*]}{\Theta_p} \right) \quad (6.11)$$

$$[\hat{\omega}] = [\omega] + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{[v^* \Theta^*] \cos \varphi}{\Theta_p} \right) \quad (6.12)$$

ein. Mit diesen Definitionen lauten dann die Transformierten Euler-gemittelten Gleichungen

$$\frac{\partial}{\partial t}[u] - f[\hat{v}] - [\mathcal{F}] = (a \cos \varphi)^{-1} \vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F} \quad (6.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\Theta] + \Theta_p[\hat{\omega}] - [\mathcal{Q}] = 0 \quad (6.14)$$

$$(a \cos \varphi)^{-1} \frac{\partial}{\partial \varphi}([\hat{v}] \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p}[\hat{\omega}] = 0 \quad , \quad (6.15)$$

wobei die Größe  $[\mathcal{F}]$  einen mittleren Reibungsterm kennzeichnet und  $[\mathcal{Q}]$  für eine diabatische Wärmequelle steht (für eine ausführliche Herleitung der TEM Gleichungen siehe auch die oben genannten Veröffentlichungen oder HOLTON 1992). In dieser Formulierung des TEM Gleichungssatzes wird deutlich, daß nur die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses als primäre Antriebsgröße im adiabatisch und reibungsfreien Fall auf die zonal gemittelte Strömung wirkt. Das bedeutet insbesondere, daß weder der Eddy-Impulsfluß noch der Eddy-Wärmefluß allein die Veränderungen der mittleren Strömung forcieren können, da beide Wirbelgrößen gemeinsam in die Definition der Divergenz des EP-Flusses  $\vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F}$  mittels

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F} &= \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos \varphi F_\varphi) + \frac{\partial}{\partial p} F_p \\ &= -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (a \cos^2 \varphi [u^* v^*]) + a \cos \varphi \frac{\partial}{\partial p} \left( f \frac{[v^* \Theta^*]}{\Theta_p} \right) \end{aligned} \quad (6.16)$$

eingehen. So ist beispielsweise denkbar, daß beide Eddy-Komponenten – einzeln betrachtet – eine starke Eddy-Aktivität beschreiben, sich aber in Kombination nach Gleichung 6.16 gegenseitig eliminieren. Die umfassende Bedeutung des Eliassen-Palm-Fluß Vektors wird zudem deutlich, wenn auf eine zweite Definition des EP-Flusses übergegangen wird. So kann gezeigt werden, daß die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses äquivalent zum meridionalen Transport von potentieller Vorticity  $[v^* q^*]$  nach Formel

$$\vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F} = (a \cos \varphi) [v^* q^*] \quad (6.17)$$

ist, woraus sich weitere Schlußfolgerungen für die zonal gemittelte und quasi-geostrophisch approximierte Zirkulation ableiten lassen – so zum Beispiel das *Charney-Drazin 'non-acceleration' Theorem*, welches auch in HENSE 1995B skizziert wird. Dieses besagt, daß der Wirbeltransport von potentieller Vorticity und somit  $\vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F}$  im Falle einer stationären, reibungsfreien und adiabatischen Strömung verschwindet und als Folge keine Residuenzirkulation existiert.

Eliassen-Palm-Fluß Diagramme werden üblicherweise als Vektordiagramme mit zusätzlichen Konturlinien gezeichnet. Dabei repräsentieren die Konturlinien die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses, welche stellvertretend auch den meridionalen Fluß von potentieller Vorticity anzeigt. Die graphische Darstellung basiert in dieser Diplomarbeit auf skalierten Größen (siehe auch EDMON *et al.* 1980). So wird anstelle der Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses im folgenden eine mit der Masse  $dm$  eines ringförmigen Volumenelements gewichtete Divergenz des EP-Flusses gezeigt. Diese wird mittels Integration über  $dm = \frac{2\pi a^2}{g} \cos \varphi d\varphi dp$

$$\int \vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F} dm = \frac{2\pi a^2}{g} \iint \vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F} \cos \varphi d\varphi dp = \iint D d\varphi dp \quad (6.18)$$

aus der Divergenzgleichung hergeleitet, so daß zur Berechnung der skalierten Divergenz im folgenden die Formeldarstellung

$$D = \frac{2\pi a^2}{g} \cos \varphi \vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{2\pi a}{g} \cos \varphi F_\varphi \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{2\pi a^2}{g} \cos \varphi F_p \right) \quad (6.19)$$

herangezogen wird. Für die skalierten Komponenten  $\hat{F}_\varphi$  und  $\hat{F}_p$  des Eliassen-Palm-Flusses folgen dann die Definitionen

$$\hat{F}_\varphi = \frac{2\pi a}{g} \cos \varphi F_\varphi \quad (6.20)$$

$$\hat{F}_p = \frac{2\pi a^2}{g} \cos \varphi F_p \quad , \quad (6.21)$$

wobei die meridionale EP-Komponente  $\hat{F}_\varphi$  wie auch die Divergenz  $D$  die Dimension  $m^3$  besitzen. Die vertikale EP-Komponente  $\hat{F}_p$  dagegen ist in den folgenden Abbildungen zudem mit der dimensionslosen Größe 62200 skaliert und trägt aus diesem Grund die Einheit  $622m^3hPa$ . Hauptvorteil dieser Darstellung ist, daß die Eliassen-Palm-Fluß Vektoren nur dann divergenzfrei aussehen, falls  $\vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F}$  in der Tat divergenzfrei ist. Dabei sollte bedacht werden, daß aufgrund der Wahl der Vertikalkoordinate die vertikale Komponente  $\hat{F}_p$  nach unten – also in Richtung steigender Druckwerte – zeigt für positive Werte von  $\hat{F}_p$ .

Die folgenden Diagramme repräsentieren die – über 90 Tage gemittelten – Eliassen-Palm-Fluß Analysen für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Als Datenbasis dienten dazu

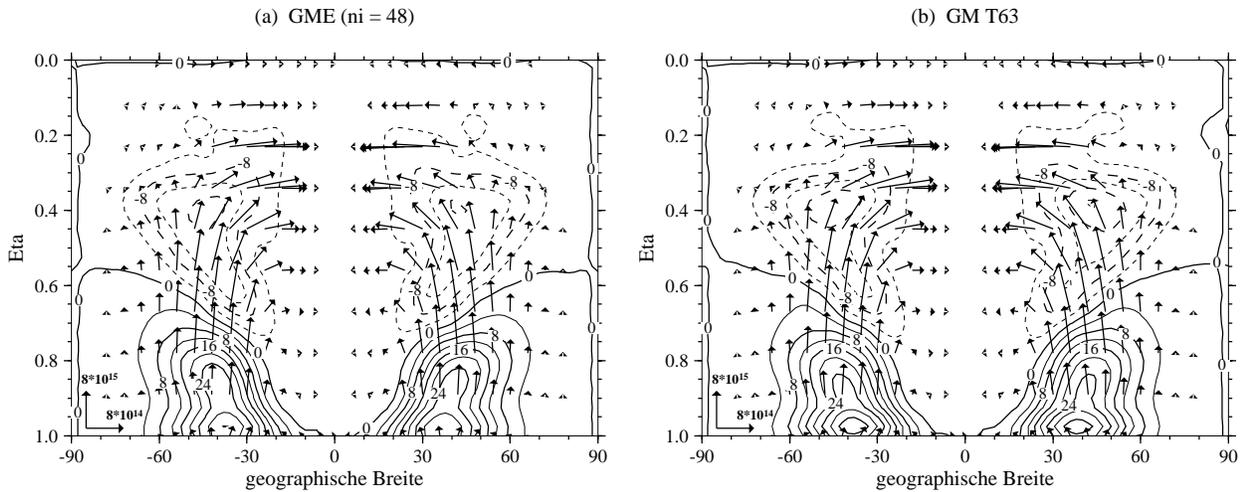


Abbildung 6.19: Eliassen-Palm-Fluß und die Divergenz des EP-Flusses für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Konturintervall der Divergenz ist  $4 \cdot 10^{15} m^3$ . Die vertikale Komponente des EP-Flusses hat die Einheit  $622(hPa)m^3$ , die horizontale Komponente hat die Einheit  $1m^3$ . Skalierung der Vektoren siehe Zeichnung.

die täglichen Ausgabewerte der ersten Stichprobenperiode im Zeitraum Modelltag 255-345. Abbildung 6.19 stellt die Eliassen-Palm-Flüsse und ihre Divergenz vergleichend gegenüber.

Beide Modelle entwickeln in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der vorangegangenen Kapitel sehr ähnliche Zirkulationsmuster. Deutlich zu erkennen sind hier die charakteristischen Merkmale der EP-Fluß Aktivität in den mittleren Breiten der unteren Troposphäre. Aufgrund der schwach ausgeprägten, meridionalen Eddy-Impulstransporte und starken Eddy-Wärmetransporte in diesen Bereichen kommt es zur fast senkrechten Orientierung der Vektorpfeile nach oben. Erst mit der Höhe nehmen die Impulstransporte zu und lassen die Vektoren zum Äquator hin abkippen. Dagegen orientieren sich die Eliassen-Palm-Flüsse in hohen Breiten mit zunehmender Höhe zumeist in Polrichtung. Diese Charakteristik ist auch in EP-Analysen von atmosphärischen Meßdaten anzutreffen und wird zum Beispiel von KAROLY 1982, EDMON *et al.* 1980 und FRIEDERICHS 1995 gezeigt.

Die Abweichungen der Modelle GME - GM lassen sich nun mit Hilfe des Differenzfeldes in Abbildung 6.20 näher beurteilen. Das Differenzfeld deutet an, daß die Eddy-Transporte und die Transporte von potentieller Vorticity im Spektralmodell GM im Vergleich zum GME in mittleren Breiten stärker ausgeprägt sind. Dies trifft insbesondere auf die Transporte in Bodennähe und in höheren Atmosphärenschichten ab etwa  $\eta = 0.4$  zu. Demnach zeichnet sich das GME durch eine leicht verminderte Wellenaktivität aus, da aus den Quellregionen der unteren und mittleren Troposphäre weniger Wellen in die obere Troposphäre propagieren.

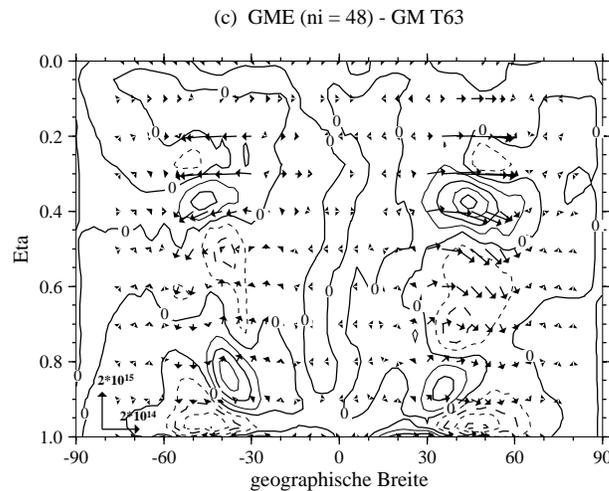


Abbildung 6.20: Differenz des Eliassen-Palm-Flusses zwischen den Modellen GME (ni=48) und GM T63. Konturintervall der Divergenz ist  $1 * 10^{15} m^3$ . Die vertikale Komponente des EP-Flusses hat die Einheit  $622(hPa)m^3$ , die horizontale Komponente hat die Einheit  $1m^3$ . Skalierung der Vektoren siehe Zeichnung.

Abbildungen 6.21 und 6.22 auf der nächsten Seite zeigen die Residuenzirkulationen beider Modelle, welche im Vergleich zueinander kaum Unterschiede aufweisen. Die meridionale und vertikale Residuenzirkulation sind rein diagnostische Größen. Sie demonstrieren die Zirkulation, die zur Aufrechterhaltung des geostrophischen Gleichgewichts – in Anwesenheit des Wellenantriebs  $\vec{\nabla}_{\varphi,p} \vec{F}$  und der diabatischen Terme – erforderlich ist (EDMON *et al.* 1980). Nach Gleichung 6.15 des TEM Gleichungssatzes sind diese Geschwindigkeiten der Residuenzirkulation zudem in der meridionalen Ebene divergenzfrei.

Die Muster der (über 90 Tage zeitlich gemittelten) Residuenzirkulationen  $\overline{[\hat{v}]}$  und  $\overline{[\hat{\omega}]}$  beschreiben eine großskalige Ausgleichsbewegung in den Modellatmosphären. Diese ist durch eine stark konvergente und aufsteigende Strömung in unteren Schichten und niederen Breiten in Äquatornähe gekennzeichnet, welche sich in oberen Schichten in eine divergente Strömung umwandelt. Eng geknüpft an dieses polwärtige Ausfließen der Luft sind Absinkbewegungen in mittleren und hohen Breiten, die den Kreislauf der Zirkulation schließen. Dieses Ergebnis ähnelt stark den Eliassen-Palm-Fluß Analysen von CHEN *et al.* 1997, welche ebenso die Residuenzirkulation in ihren dynamischen Kernexperimenten untersuchten. Wesentliche Abweichungen lassen sich hier nur in der Charakteristik der vertikalen Residuenströmung ausmachen, welche in ihren Analysen stärker dem vertikalen Ast der Hadley-Zirkulation gleicht.

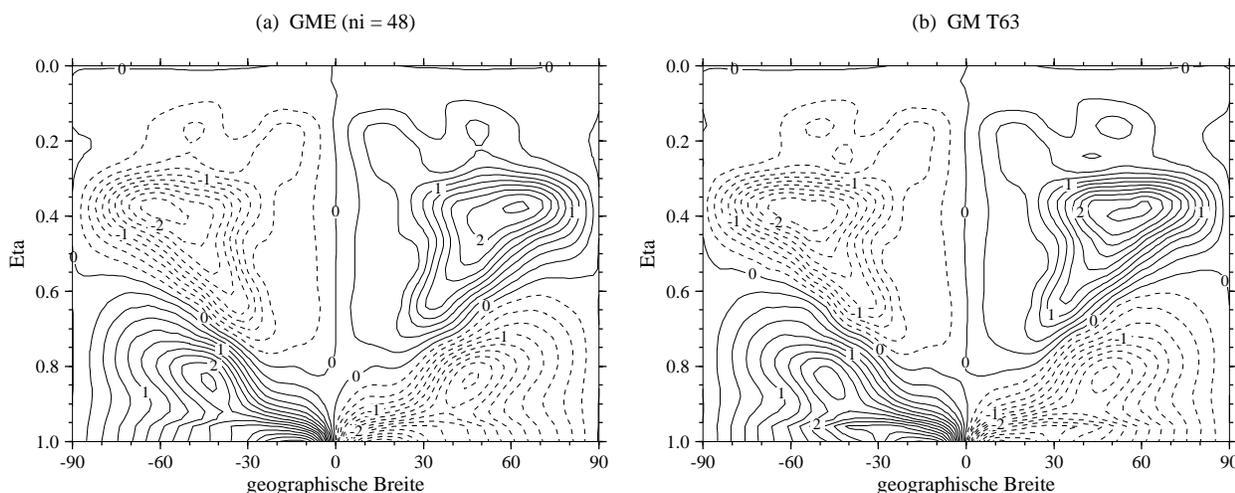


Abbildung 6.21:  $\overline{[\hat{v}]}$ , meridionale Residuenzirkulation für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Konturintervall ist  $0.25\text{ms}^{-1}$ .

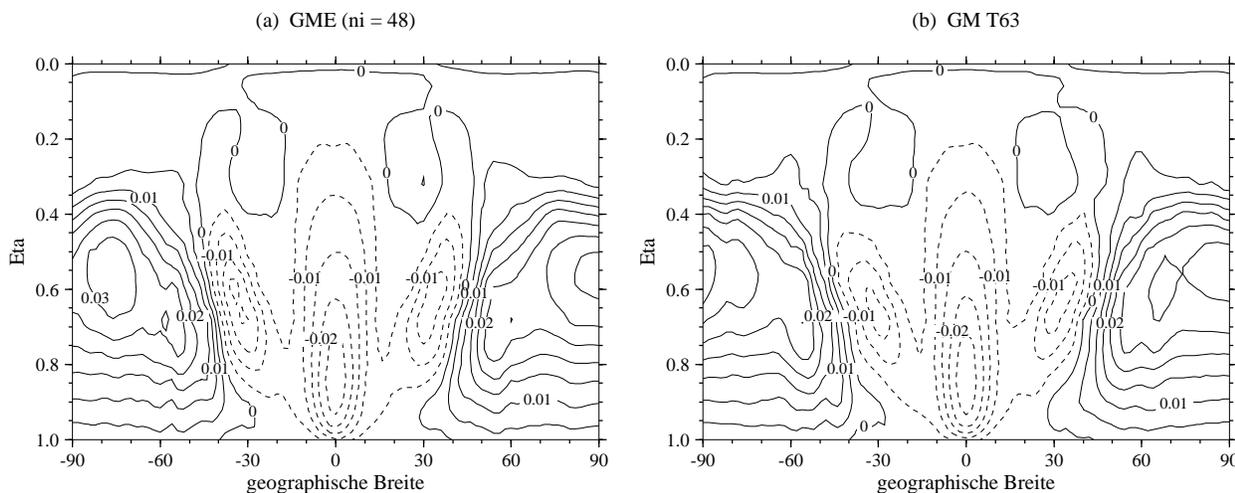


Abbildung 6.22:  $\overline{[\hat{\omega}]}$ , vertikale Residuenzirkulation für die Modelle GME (ni=48) und GM T63. Konturintervall ist  $0.005(\text{Pa})\text{s}^{-1}$ .

## 6.5 Variabilität des Bodendrucks: Empirische Orthogonalfunktionen

Die bisherigen Analysen in den Kapitel 5.2, 5.3.1 und 6.2 haben gezeigt, daß insbesondere der Bodendruck ein sensibler Indikator für das dynamische und thermodynamische Verhalten der Modelle darstellt. So wurde ersichtlich, daß nicht nur die horizontale Auflösung Einfluß auf die Bodendruckverteilung nimmt sondern auch im Fall des GMEs der Diffusionsmechanismus. Um diese Beobachtungen näher zu analysieren, werden im folgenden empirische Orthogonalfunktionen (EOF) eingesetzt, um die charakteristischen Variationsmuster zu isolieren. Dabei ist von Interesse, inwieweit die Bodendruckmuster durch langzeitliche Variabilität geprägt sind. So wird vor allem die Variabilität jenseits der 90-Tage Stichprobenmittel untersucht, welche durch Mechanismen der barotropen Instabilität angeregt wird.

Abbildung 6.23 stellt die Bodendruckverläufe beider Modelle in den Auflösungen GME ( $n_i=64$ ) und GM T106 vergleichend gegenüber. Gezeigt werden die zehn 90-Tage Stichprobenmittel

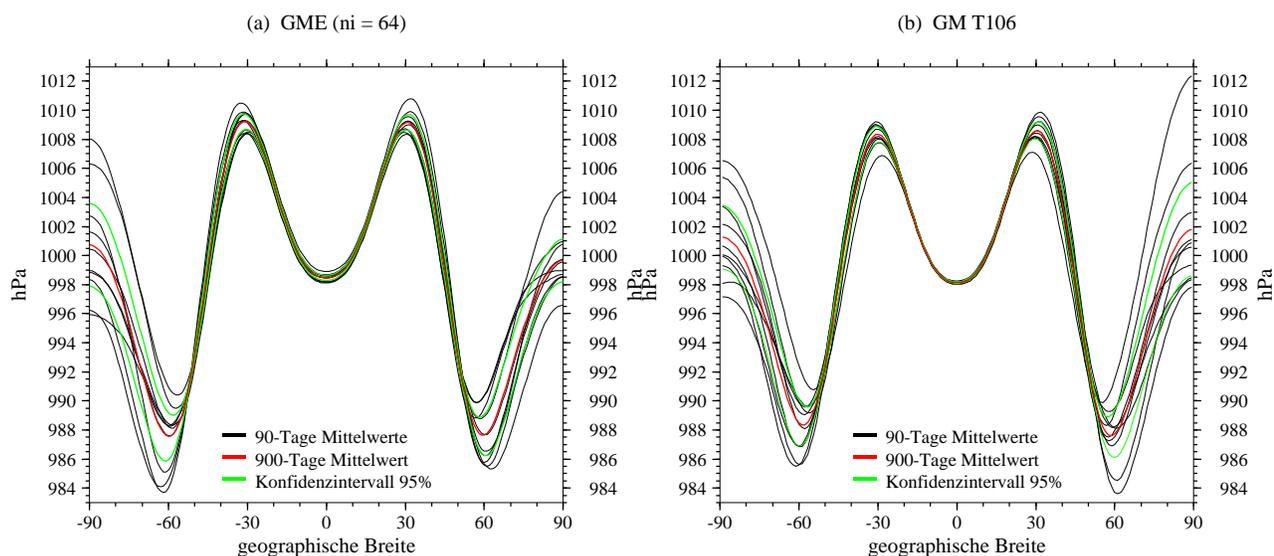


Abbildung 6.23: Variabilität des Bodendrucks für die Modelle (a) GME ( $n_i=64$ ) und (b) GM T106. Dargestellt sind 10 90-Tage Mittelwerte (schwarz), der Mittelwert der 10 90-Tage Mittel (rot) sowie das Konfidenzintervall für den 900-Tage Mittelwert zum Vertrauensniveau 95% (grün).

sowie die 900-Tage Mittel mit zugehörigen 95%-Konfidenzintervallen. Auffällig ist in beiden Modellen die große Streuung der mittleren Bodendruckverläufe in hohen Breiten. Eine ähnlich hohe Variabilität in den polaren Regionen konnte sowohl von BOER *et al.* 1992 in den AMIP Modellsimulationen mit vollständigen GCMs (Dynamik und Physik) beobachtet als auch von BOER UND DENIS 1997 in dynamischen Kernexperimenten nachgewiesen werden. Hier sollten jedoch zwei Aspekte in Betracht gezogen werden. Neben der erhöhten, natürlichen Variabilität des Bodendrucks in den hohen Breiten werden die polaren Boden-

druckschwankungen zudem besonders betont, da die zonalen Mittelwerte wesentlich geringere Flächenanteile repräsentieren als in den tropischen Regionen.

Die hohe Variabilität des Bodendruckfeldes auf Zeitskalen jenseits von 90 Tagen wirft die Frage auf, ob die Bodendruckverläufe Informationen zur Charakteristik der typischen Anomalienmuster geben können. Zur Untersuchung dieser Fragestellung eignen sich multivariate statistische Analysemethoden und hier insbesondere empirische Orthogonalfunktionen, welche die räumliche Kopplung der Varianzmuster berücksichtigen (die Methode der empirischen Orthogonalfunktionen ist bereits kurz in Kapitel 4.6 vorgestellt worden und kann zudem den ausführlichen Beschreibungen von VON STORCH UND ZWIERS 1998 und HENSE 1996 entnommen werden). Empirische Orthogonalfunktionen sind die Schätzer der Eigenvektoren der geschätzten Kovarianzmatrix, wobei der jeweils zugehörige Eigenwert  $\lambda_j$  den Varianzanteil repräsentiert, welche durch das räumliche Muster des Eigenvektors beschrieben wird. Die erklärte Varianz berechnet sich dann aus dem Verhältnis des Eigenwertes  $\lambda_j$  zur Gesamtsumme der Eigenwerte  $\frac{\lambda_j}{\sum_{i=1}^m \lambda_i}$  und kann als prozentualer Wert angegeben werden.

Im folgenden werden EOF-Analysen präsentiert, welche auf den zehn 90-Tage Mitteln des zonal gemittelten Bodendrucks basieren. Hier gezeigt sind insbesondere die Strukturen der ersten und zweiten geschätzten empirischen Orthogonalfunktionen, die die Anomalienmuster von sechs verschiedenen GME und GM Modellläufen aufzeigen. Dabei werden GME Daten verwendet, welche von ihren zugrunde liegenden Dreiecksgittern mittels bilinearer Interpolation auf reguläre  $1^\circ/1^\circ$ -Gitter interpoliert worden sind und somit das Zonalmittel durch 181 Gitterpunkte repräsentieren. Die Gauß-Gitter des Spektralmodells dagegen stellen die zonalen Mittelwerte durch 160 (T106) bzw. 96 (T63) Gitterpunkte dar.

In Tabelle 6.1 sind die Modellläufe mit den ermittelten Eigenwerten aufgeführt. An den hohen prozentualen Anteilen der Eigenwerte ist erkennbar, daß durch die zugehörigen Eigenvektoren das Varianzmuster des Bodendrucks fast vollständig beschrieben wird.

Auflösung	Diffusion $K_4$ ( $m^4/s$ )	1. Eigenwert	2. Eigenwert	prozentuale Anteile	
				1. Eigenwert	2. Eigenwert
GME (ni=24)	$3.5e16$	814.074	239.195	71.88%	21.12%
GME (ni=32)	$1.12e16$	1130.963	847.690	55.49%	41.59%
GME (ni=48)	$2.73e15$	627.206	232.116	69.97%	25.89%
GME (ni=64)	$1.68e15$	358.562	135.155	64.53%	24.32%
GM T63		421.858	35.221	89.12%	7.44%
GM T106		397.627	137.687	67.08%	23.23%

Tabelle 6.1: Eigenwerte der EOF-Analyse für die Modelle GME und GM.

Die korrespondierenden Verläufe der Eigenvektoren sind in Abbildung 6.24 auf der nächsten Seite dargestellt. Alle Modellläufe produzieren in Grundzügen das gleiche Variationsmuster. Die Streuungen könnten auf Stichprobenfehler zurückführbar sein. Hier sollte bedacht wer-

den, daß die vorliegenden Schätzungen der prinzipialen Vektoren auf einer Basis von nur zehn Stichproben bei einer weit höheren Ortsdimension (im Fall des GMEs ist die Ortsdimension 181) vorgenommen werden. Dies führt statistische Unsicherheiten in die Lösungen ein (VON STORCH UND HANNOSCHÖCK 1985) und resultiert in einer Überschätzung der großen Eigenwerte. Doch die prinzipielle Übereinstimmung der Anomaliemuster in den ersten und zweiten Eigenvektoren bekräftigt, daß die Modelle GME und GM die gleichen Modellklimata im Bodendruckfeld entwickeln. Interessant ist zudem, daß das Muster des ersten Eigenvektors eine hemisphärische Asymmetrie aufweist, welche einen interhemisphärischen Massenaustausch über den Äquator hinweg impliziert. Dagegen ist das Anomaliemuster des zweiten Eigenvektors zum Äquator symmetrisch.

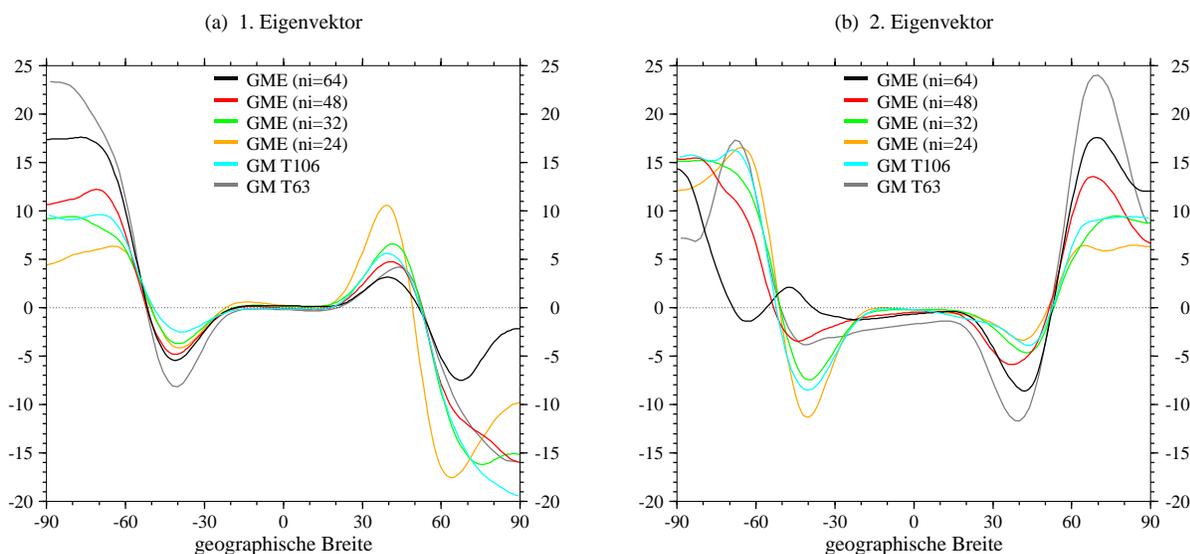


Abbildung 6.24: EOF-Analyse des zonal gemittelten Bodendrucks für die Modelle GME und GM in verschiedenen Auflösungen, (a) 1. Eigenvektor und (b) 2. Eigenvektor. Beide Eigenvektoren sind mit dem Faktor 100. multipliziert.

Zur genaueren Analyse der typischen Muster und zur Erhöhung der Aussagekraft der EOF Analyse ist es von Vorteil, möglichst viele Modellläufe einer gemeinsamen EOF-Analyse zu unterziehen, um die Anzahl der Stichproben gegenüber der Ortsdimension zu erhöhen. Dazu ist es zunächst notwendig, die Daten auf ein gemeinsames Gitter zu projizieren. Hier bietet sich das Gauß-Gitter der spektralen Auflösung T63 mit 96 Breitengraden an, da dieses Gitter die größte Auflösung repräsentiert. Die Ikosaederdaten des Modells GME werden hierzu erneut mittels bilinearer Interpolation auf die T63 Gauß-Breiten interpoliert, die Interpolation der GM T106 Daten erfolgt mittels linearer Interpolation. In Tabelle 6.2 auf der nächsten Seite sind die an der gemeinsamen EOF-Analyse beteiligten sieben Modellläufe zusammen mit den ermittelten Eigenwerten aufgeführt. In dieser Untersuchung standen somit 70 Stichprobenelemente der Ortsdimension 96 gegenüber, was zu einer stabileren Schätzung der Eigenwerte und Eigenvektoren führt.

Abbildung 6.25 auf der nächsten Seite zeigt die korrespondierenden ersten und zweiten Eigen-

Auflösung	Diffusion $K_4$ ( $m^4/s$ )	1. Eigenwert	2. Eigenwert	prozentuale Anteile	
				1. Eigenwert	2. Eigenwert
GME (ni=32)	$9.9e15$	450.281	319.726	51.95%	36.88%
GME (ni=32)	$1.12e16$				
GME (ni=32)	$1.35e16$				
GME (ni=48)	$2.73e15$				
GME (ni=64)	$1.68e15$				
GM T63					
GM T106					

Tabelle 6.2: Eigenwerte der gemeinsamen EOF-Analyse für die Modelle GME und GM.

vektoren. Dabei erklärt das Muster des ersten Eigenvektors nahezu 52% der Gesamtvariabilität, wogegen der zweite Eigenvektor ca. 37% der Druckvarianz widerspiegelt. Klar ersichtlich wird, daß sich das Varianzmuster beider Eigenvektoren stabilisiert hat und den Verlauf annimmt, welcher in den Variationsmustern der Abbildung 6.24 vorgeschlagen wurde. Hier

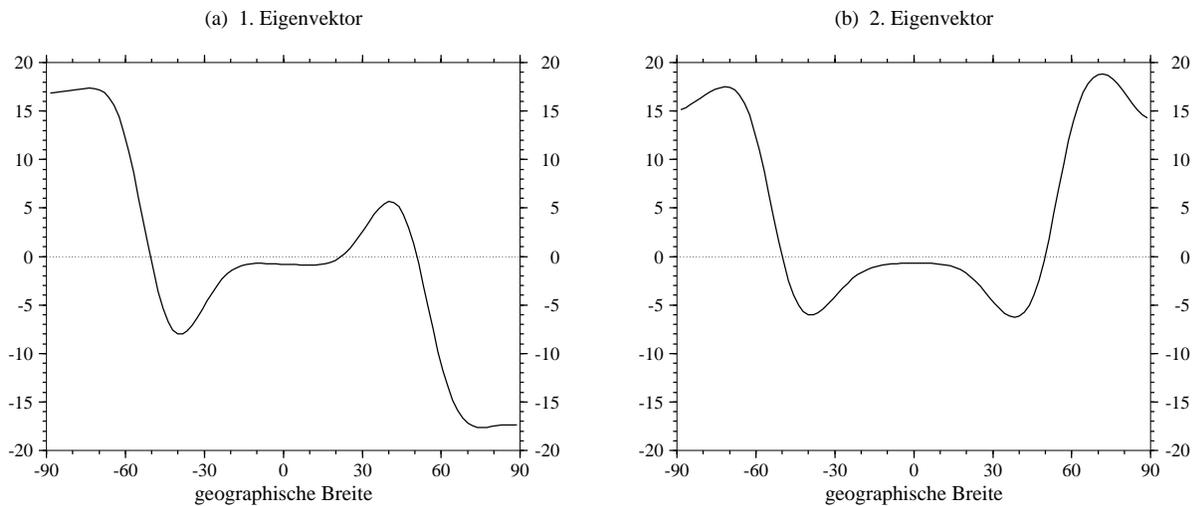


Abbildung 6.25: Gemeinsame EOF-Analyse des zonal gemittelten Bodendrucks für die Modelle GME und GM, (a) 1. Eigenvektor und (b) 2. Eigenvektor. Beide Eigenvektoren sind mit dem Faktor 100. multipliziert.

bestätigt sich, daß die Bodendruckanomalien des ersten Eigenvektors einen asymmetrischen Verlauf aufweisen und einen Massenaustausch in den Hemisphären zeigen. Dabei besitzt das Anomalienmuster jeweils zwei Extremwerte in mittleren und besonders ausgeprägt in hohen Breiten. Der zweite Eigenvektor dagegen verläuft zum Äquator symmetrisch mit prinzipiell ähnlichen Anomalienstrukturen in mittleren und hohen Breiten. Somit deutet die Varianzstruktur des zweiten Eigenvektors an, daß die Variations- und Austauschprozesse zu 37% auf die Hemisphären beschränkt bleiben und kein interhemisphärischer Austausch stattfindet. Beide

Eigenvektoren zeigen einen Vorzeichenwechsel, wenn die Druckvarianzen der mittleren Breiten mit den Druckanomalien der hohen Breiten verglichen werden. Solche Variationsmuster wurden von YU UND HARTMANN 1993 insbesondere im Zonalwindfeld gefunden und lassen darauf schließen, daß die dominanten räumlichen Variationsmuster eine barotrope Struktur aufweisen. So zeigen die EOF Analysen, daß die DWD Modelle auf langen Zeitskalen jenseits von 90-Tage Mittelwerten variieren und barotropen Instabilitätsmechanismen unterliegen.

## 6.6 Entwicklung der globalen Zirkulation: Modelltag 70

Der Held-Suarez Test sieht vor, die dynamischen Kerne der Modelle mit künstlichen Anfangsbedingungen zu initialisieren. So starten die Modellläufe von einem isothermen Zustand der Ruhe und entwickeln im Laufe der ersten 250 Vorhersagetage aufgrund der Held-Suarez Zwangsbedingungen eine vollständige Zirkulation. Im Fall des Spektralmodells GM ist leicht von diesen homogenen Anfangsdaten abgewichen worden, da sich erst nach Einführung von zufälligen Störungen eine globale Zirkulation entwickelt konnte. Interessant ist es nun zu beobachten, wie die Modelle mit diesen völlig unrealistischen Anfangsdaten arbeiten. Zur Veranschaulichung dieser beginnenden Zirkulation ist hier der Modelltag 70 ausgewählt – ein Schnappschuß, der in eine Modellperiode hineinblickt, die sich erst etwa 20 Modelltage zuvor von der zonalen Symmetrie der Daten lösen konnte. Dargestellt sind 'Schnappschußfelder' für die Modellläufe GME ( $n_i=32$ ) und GM T63, die im Fall des GMEs eindrucksvoll zeigen, daß sich das GME-Dreiecksgitter in der beginnenden Zirkulation widerspiegelt.

Abbildung 6.26 auf der nächsten Seite zeigt eine GME Wellenzahlanalyse der Eddy-Bodendruckvarianz und bodennahen Eddy-Temperaturvarianz am Modelltag 70. Diese Analysen basieren auf den Bodendruckdaten und dem bodennahen Temperaturfeld (Modellfläche 19), welche in den Abbildungen 6.27 und 6.28 auf Seite 106 präsentiert werden. Deutlich zu erkennen ist in allen Abbildungen das 'Wellenzahl 5' Signal und ein schwächer ausgeprägtes 'Wellenzahl 10' Phänomen. Dies weist eindeutig auf das zugrunde liegende Ikosaedergitter des GMEs hin, da das Gitter eine Unregelmäßigkeit mit Wellenzahl fünf aufweist, welche sich nun als numerischer Effekt in der Lösung wiederfindet. Die Unregelmäßigkeit ist zurückführbar auf das Ikosaeder in Auflösung ( $n_i=1$ ), welches an zwölf Punkten (zwei Punkte sind Polpunkte) die umhüllende Kugel berührt (siehe auch Abbildung 3.1 auf Seite 24). Nach erfolgten Verfeinerungen bedeutet dies, daß die zwölf Ikosaederpunkte von nur fünf Nachbarn umgeben werden, während alle weiteren Gitterpunkte sechs Nachbarn besitzen. So sind in den Analysen die zehn unregelmässigen Ikosaederpunkte (ohne die Polpunkte) zu sehen, von denen fünf in der Nordhemisphäre und fünf in der Südhemisphäre liegen. Vermutlich kommt es aufgrund der Sonderstellung der Ikosaederpunkte zur Akkumulation numerischer Fehler, so daß die zonale Symmetrie der Daten an den Ikosaederpunkten bricht. Das Ikosaeder dient somit als Initialzündler für die beginnende Zirkulation, tritt später jedoch (ab Modelltag 130) in den Hintergrund. Dann dominieren barokline Instabilitätsprozesse, die nun neben der zonalen Symmetrie auch die hemisphärische Symmetrie in den Daten brechen.

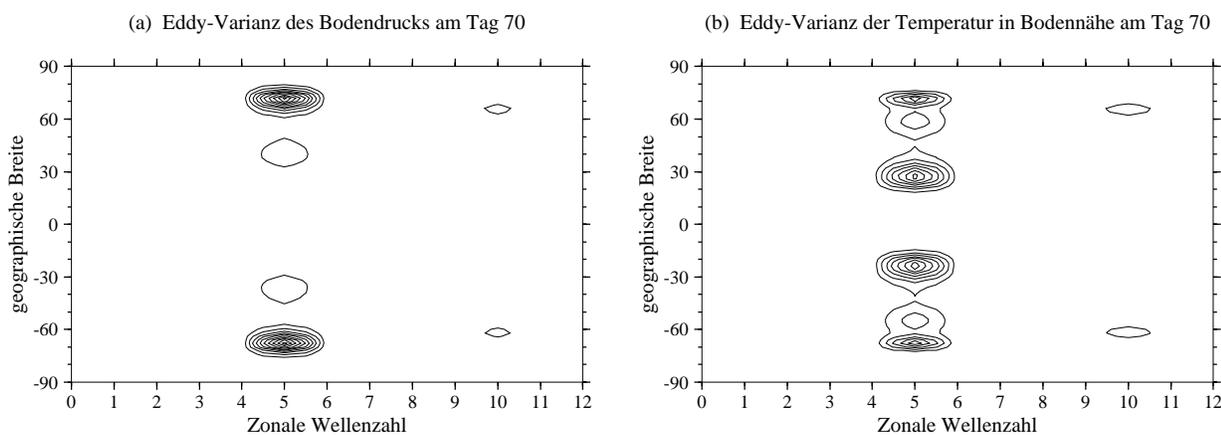


Abbildung 6.26: Spektren der Eddy-Varianz am Tag 70 für das GME (ni=32), (a) zonales Wellenzahlspektrum der Eddy-Varianz des Bodendrucks, Konturintervall ist  $5(hPa)^2$ , (b) zonales Wellenzahlspektrum der Eddy-Temperaturvarianz in Bodennähe (Level 19), Konturintervall ist  $3K^2$ .

Die beginnende Zirkulation im Spektralmodell dagegen zeigt erwartungsgemäß kein ausgeprägtes Wellenzahl-Phänomen auf, welches zum Gauß-Gitter korreliert ist. Hier entwickeln sich aufgrund der einsetzenden Instabilitätsvorgänge nicht symmetrische Hoch- und Tiefdruckverteilungen im Bodendruckfeld (Abbildung 6.29 auf Seite 107) und scharfe Frontalzonen im bodennahen Temperaturfeld (Abbildung 6.30) mit Tendenz zu einer Wellenzahl-6 Struktur.

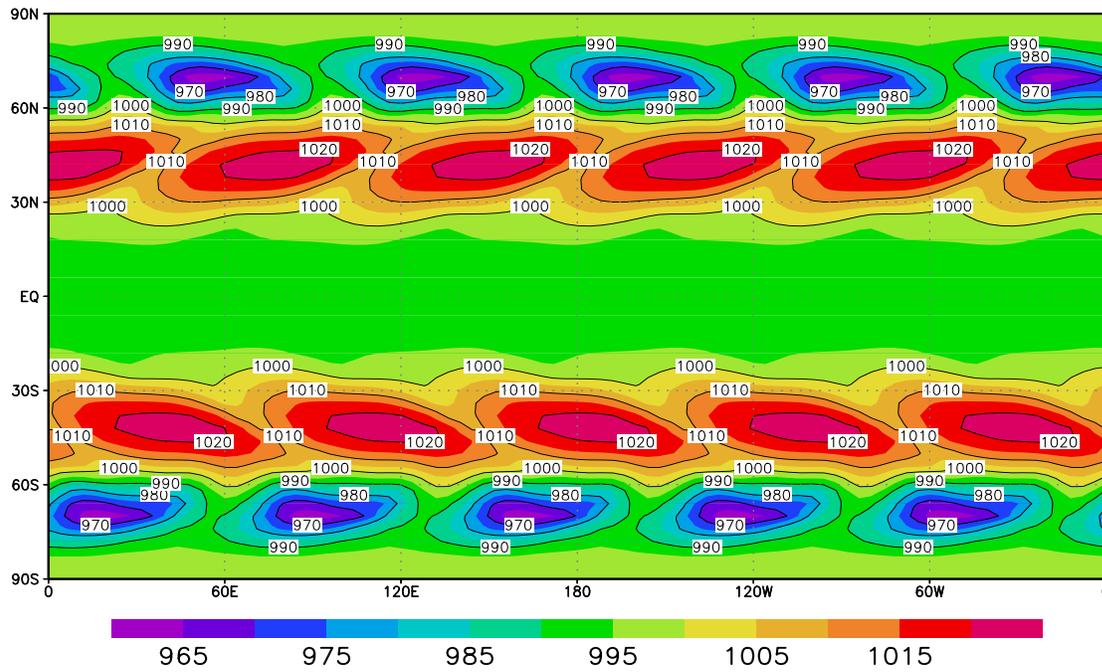


Abbildung 6.27: Bodendruckfeld am Tag 70 für GME (ni=32). Konturintervall ist 10hPa.

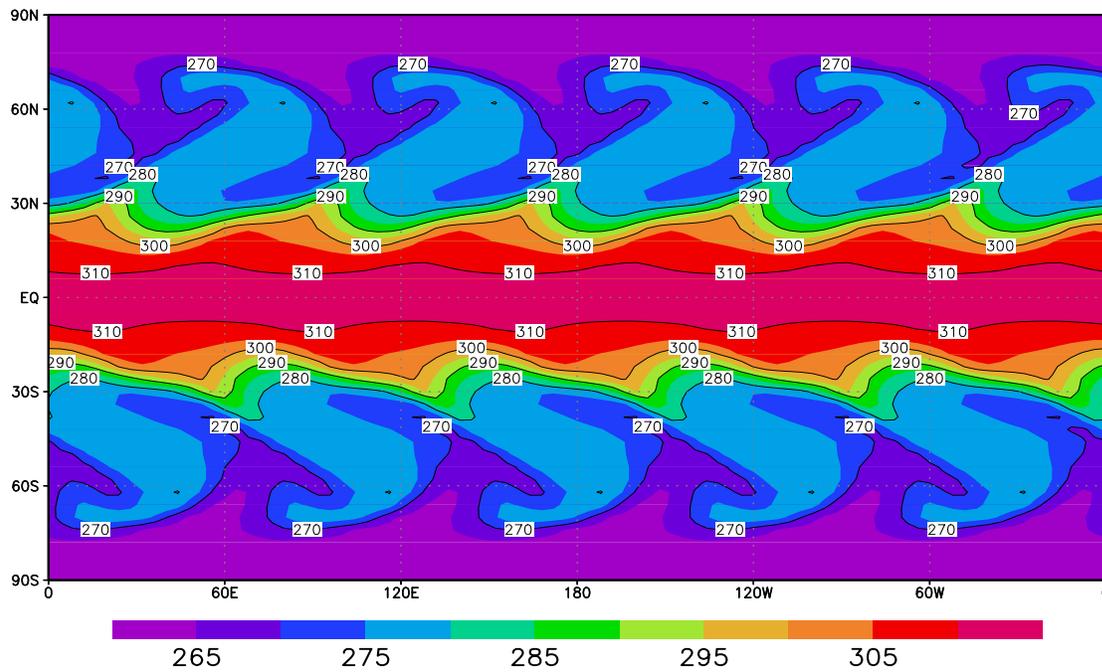


Abbildung 6.28: Temperaturfeld in Bodennähe (Modellfläche 19) am Tag 70 für GME (ni=32). Konturintervall ist 10K.

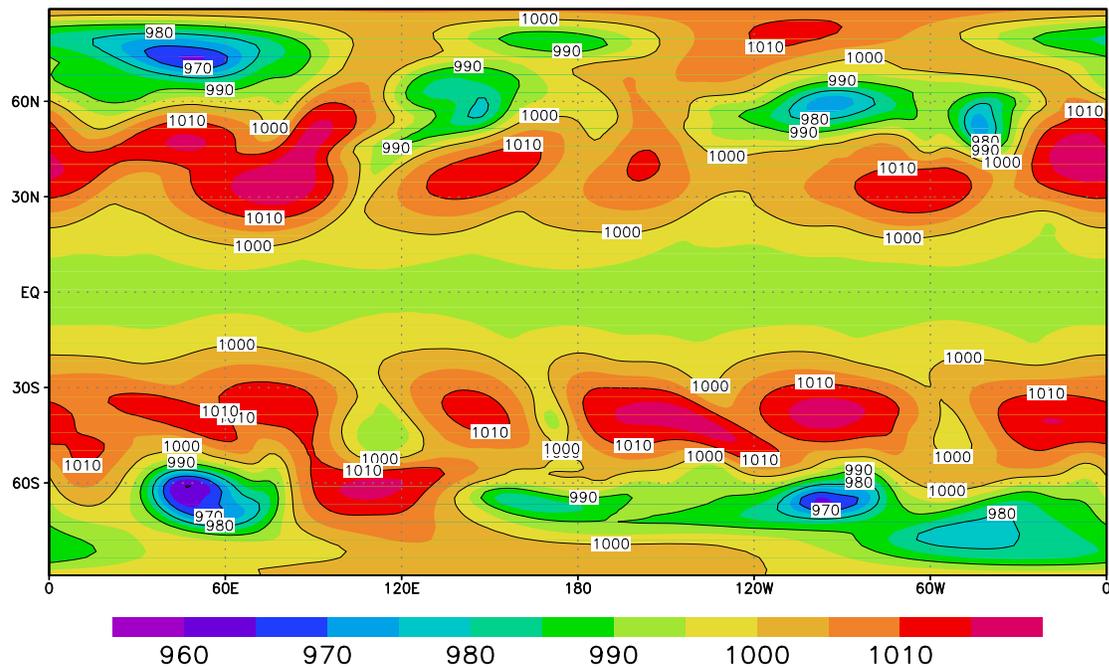


Abbildung 6.29: Bodendruckfeld am Tag 70 für GM T63. Konturintervall ist 10hPa.

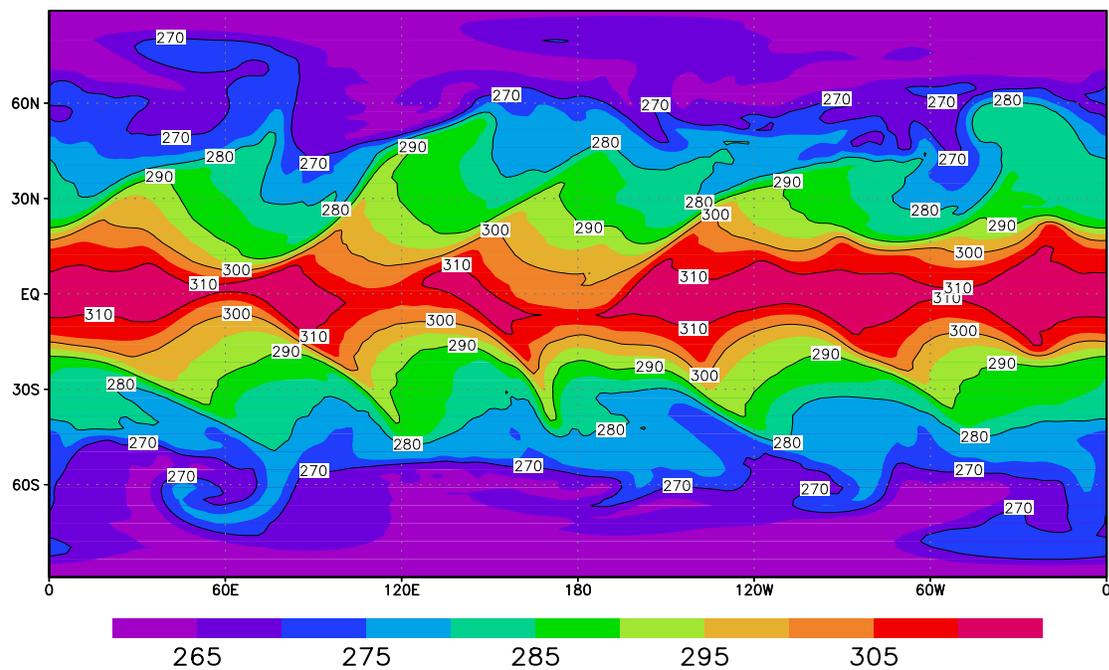


Abbildung 6.30: Temperaturfeld in Bodennähe (Modellfläche 19) am Tag 70 für GM T63. Konturintervall ist 10K.

## 6.7 Modellvergleich zum EZMW Modell IFS (Cycle 18)

Die bisherigen Analysen der dynamischen Kerne der DWD Modelle GME und GM zeigen, daß trotz der verschiedenen numerischen Methoden und zugrunde liegenden Gitterstrukturen sehr ähnliche Klimazustände angenommen werden. Dies läßt sich auch in Vergleichen zum EZMW Modell IFS bestätigen, dessen Held-Suarez Testergebnisse an dieser Stelle kurz skizziert werden. Abbildung 6.31 zeigt ausgewählte Felder eines IFS T106 Modellaufs mit 31 vertikalen Schichten. Der Vorhersagezeitraum überdeckte 1200 Tage, wobei hier der Mittelungszeitraum die letzten 1000-Tage berücksichtigt. Dargestellt sind der zonal und zeitlich gemittelte zonale Wind, die Temperatur sowie der meridionale Eddy-Transport von Wärme und Impuls. Die Felder zeigen gute Übereinstimmung mit den DWD Resultaten mit leichten Abweichungen in der tropischen Stratosphäre. Diese lassen sich im Fall des zonalen Windes vermutlich auf das im IFS verwandte semi-Lagrange Advektionsverfahren zurückführen, da ein entsprechender IFS Euler-Lauf leicht veränderte stratosphärische Windfelder zeigt. Eine ausführliche Diskussion der IFS Resultate kann dazu der Dokumentation JABLONOWSKI 1998B entnommen werden.

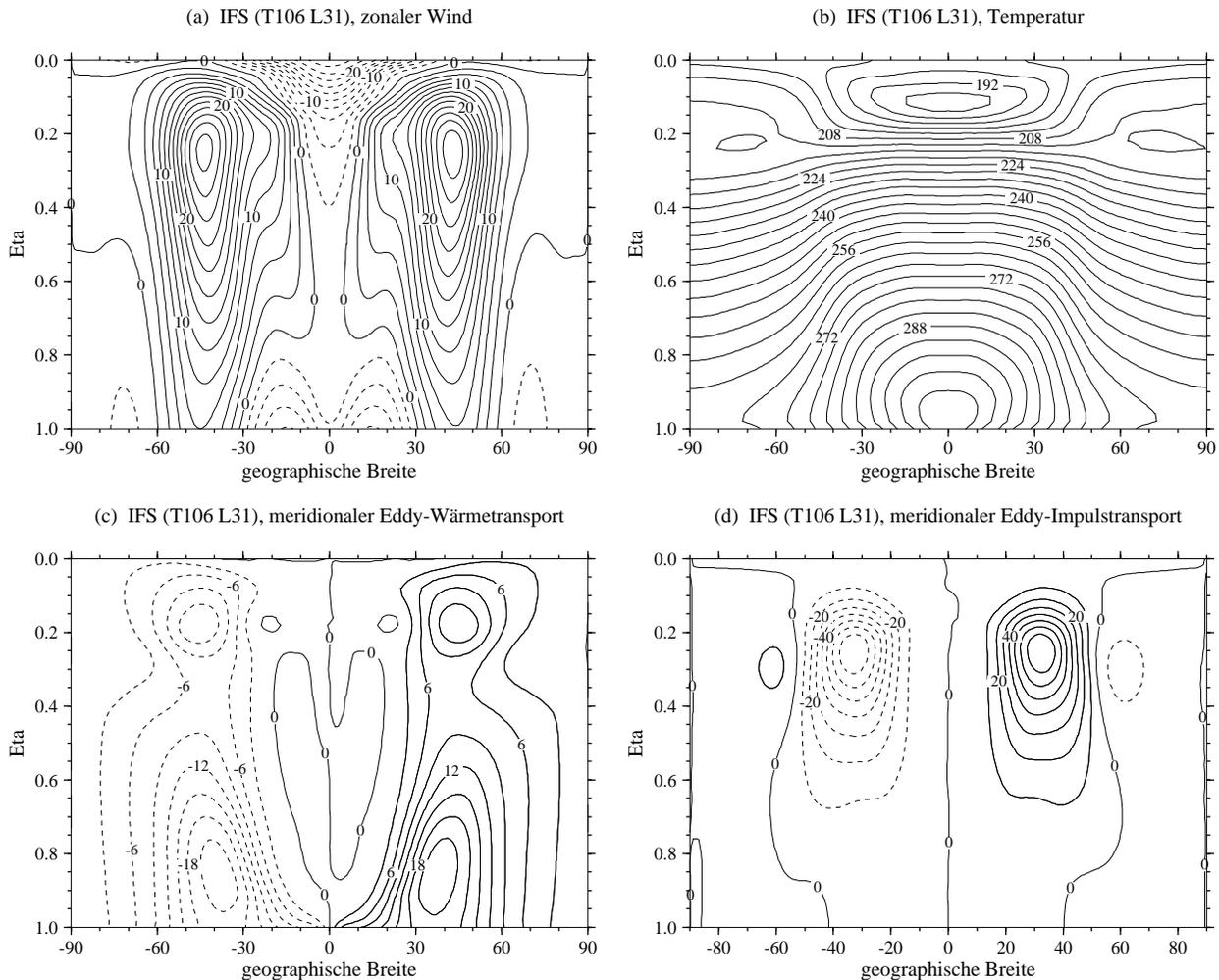


Abbildung 6.31: Das Modellklima des EZMW Modells IFS T106 mit 31 vertikalen Schichten: (a)  $[\bar{u}]$  zonaler Wind, Konturintervall ist  $2.5\text{ms}^{-1}$ , (b)  $[\bar{T}]$  Temperatur, Konturintervall ist  $4\text{K}$ , (c)  $[\overline{v'T'}]$  meridionaler Eddy-Wärmetransport, Konturintervall ist  $3\text{ms}^{-1}\text{K}$  und (d)  $[\overline{u'v'}]$  meridionaler Eddy-Impulstransport, Konturintervall ist  $10\text{m}^2\text{s}^{-2}$ .

## Kapitel 7

# Alternative Tests von dynamischen Kernen

Die Tests der dynamischen Kerne von globalen Zirkulationsmodellen sind seit ihrer Einführung durch HELD UND SUAREZ 1994 auf großes Interesse gestoßen. Inzwischen liegen vermehrt Erfahrungen mit dem Test der Dynamik vor, welche insbesondere auf dem *6th Workshop on Numerical Solutions of Fluid Flow in Spherical Geometry* im April 1998 in Gatlinburg, Tennessee (USA) ausgetauscht wurden. Diese Konferenz beinhaltete – nach der vorangegangenen Breckenridge-Konferenz 1996 – die zweite *Special Session on Test Cases for Dynamical Cores of General Circulation Models* – ein Forum für neue Ideen für Tests, die auf bisherigen Erfahrungen basieren und dabei neue Ansätze verfolgen.

Schon 1996 wurden auf der Breckenridge-Konferenz alternative Testmethoden vorgeschlagen, um den Nutzen der idealisierten Tests besser abschätzen zu lernen und neue Strömungsmuster miteinzubeziehen. So wird intensiv über die Einführung von realer oder idealisierter Orographie in ein dynamisches Kernexperiment nachgedacht, um das Testverfahren realistischer zu gestalten. Erste Ergebnisse mit realer Orographie liegen von FOX-RABINOWITZ *et al.* 1998 und aus den Erfahrungen mit IFS-Läufen am EZMW vor. Diese Resultate wurden 1998 in Gatlinburg kontrovers diskutiert, da die Vergleichbarkeit der Ergebnisse durch den Einsatz von individuellen Orographiedatensätzen gefährdet scheint. Zur Lösung dieses Problems wurde vereinbart, zunächst idealisierte, kegelförmige Orographiedaten einzusetzen, um in einem zweiten Schritt auf den Standard-Orographiedatensatz der AMIP2-Initiative zurückzugreifen. So wird die Komplexität des Tests stufenweise – und somit vorsichtig – gesteigert.

Die Orographie-Diskussion stellt aber nur eine mögliche Erweiterung des Held-Suarez Tests dar. In Gatlinburg wurden zudem der Einsatz von zusätzlichen Physikmechanismen (zum Beispiel der Vertikaldiffusion) vorgeschlagen und neue Testmethoden angedacht, welche die Formulierung alternativer Antriebsfunktionen miteinschlossen. Erste Ideen für alternative Antriebe wurden von BOER UND DENIS 1997 und WILLIAMSON *et al.* 1998 veröffentlicht. BOER UND DENIS 1997 spezifizierten einen – gemessen am Lorenz-Energiezyklus – weni-

ger 'strengen' Antrieb als HELD UND SUAREZ 1994 und WILLIAMSON *et al.* 1998 modifizierten die Held-Suarez Strahlungsgleichgewichtstemperatur in oberen Schichten, um die Stratosphäre realistischer darzustellen. Kapitel 7.1 und Kapitel 7.2 stellen diese zwei neuen Antriebe für Tests von dynamischen Kernen näher vor.

## 7.1 Der Held-Suarez-Williamson Test

Eine mögliche Variante des Held-Suarez Tests basiert auf den Vorschlägen von WILLIAMSON *et al.* 1998 und wird im folgenden als Held-Suarez-Williamson Test bezeichnet. WILLIAMSON *et al.* 1998 stellten bei Klimasimulationen (mit 18 vertikalen Schichten) fest, daß das verwendete semi-Lagrange-Modell systematisch kältere tropische Tropopausen- und Stratosphären-temperaturen simulierte als ein vergleichbares Euler-Modell. Zur näheren Analyse setzten sie Held-Suarez Testläufe ein und untersuchten in beiden Modellen den Einfluß von erhöhten vertikalen Auflösungen auf die Simulation der Temperaturprofile in den Tropenregionen. Doch da der Held-Suarez Test aufgrund der vorgeschriebenen Strahlungsgleichgewichtstemperatur insbesondere die Tropen und die Stratosphäre passiv hält, bestanden Zweifel, ob ein Test nach Held-Suarez ausreichend Hinweise auf die Ursache der Modellunterschiede in GCMs gibt.

WILLIAMSON *et al.* 1998 wiederholten daraufhin ihre idealisierten Testläufe und setzten in oberen Schichten eine veränderte Strahlungsgleichgewichtstemperatur  $T_{eq}$  ein, welche in der unteren Stratosphäre einen realistischen Temperaturgradienten berücksichtigt. Das  $T_{eq}$ -Profil der Troposphäre bleibt dabei unverändert. Diese Variante der Strahlungsgleichgewichtstemperatur wird dabei durch den folgenden Gleichungssatz beschrieben

$$T_{eq} = T_0 \left[ \min\left(1, \frac{p}{p_d}\right) \right]^{\frac{R\gamma_d}{g}} + T_0 \left\{ \left[ \min\left(1, \frac{p}{p_i}\right) \right]^{\frac{R\gamma_i}{g}} - 1 \right\} \quad (7.1)$$

$$p_i = p_{eq} - (p_{eq} - p_{pl}) \frac{1}{2} \{ 1 + \tanh [A(|\phi| - \phi_0)] \} \quad (7.2)$$

Der Gleichungssatz wird in Schichten oberhalb von  $p_d = 100hPa$  als Ersatz für die nahezu isotherme Held-Suarez  $T_{eq}$ -Verteilung verwendet. Die Konstanten sind  $T_0 = 200K$ ,  $\gamma_d = 2Kkm^{-1}$ ,  $\gamma_i = -3.345Kkm^{-1}$ ,  $p_d = 100hPa$ ,  $p_{eq} = p_d$ ,  $p_{pl} = 2hPa$ ,  $\phi_0 = 60^\circ$ ,  $A = 2.65/\Delta\phi_0$  und  $\Delta\phi_0 = 15^\circ$ . Die Konstante  $p_{pl} = 2hPa$  ist jedoch nur eingeschränkt einsetzbar. WILLIAMSON *et al.* 1998 rieten, den  $p_{pl}$  Parameter individuell an die Modellobergrenze anzupassen, so daß  $p_{pl}$  oberhalb oder auf der höchsten Modellschicht liegt. So wurde  $p_{pl}$  beispielsweise für die Held-Suarez-Williamson Testläufe am EZMW gegen den Parameter  $p_{pl} = 0.1hPa$  ausgetauscht, da das EZMW-Modell IFS mit 50 vertikalen Schichten eine Modellobergrenze von  $0.1hPa$  verwendet.

Die Modifikation der Held-Suarez Strahlungsgleichgewichtstemperatur gewinnt insbesondere dann an Bedeutung, falls Modelle mit erhöhter vertikaler Auflösung getestet werden, die eine Modellobergrenze von wenigen  $Pa$  oder  $hPa$  aufweisen. Das dann verwendete  $T_{eq}$ -Profil nach Held-Suarez-Williamson ist in Abbildung 7.1 auf der nächsten Seite dargestellt. Der erste Term in der  $T_{eq}$ -Formulierung (Gleichung 7.1) führt zum Temperaturrückgang in der

polnahen Stratosphäre. Der zweite Term ist für den Temperaturanstieg in der tropischen Stratosphäre und in den mittleren Breiten verantwortlich. Die Parameter zu Ermittlung von  $p_i$  (Gleichung 7.2) sind hier so gewählt, daß der zweite Term in den Tropen dominiert und keinen Einfluß auf die Polregion hat.

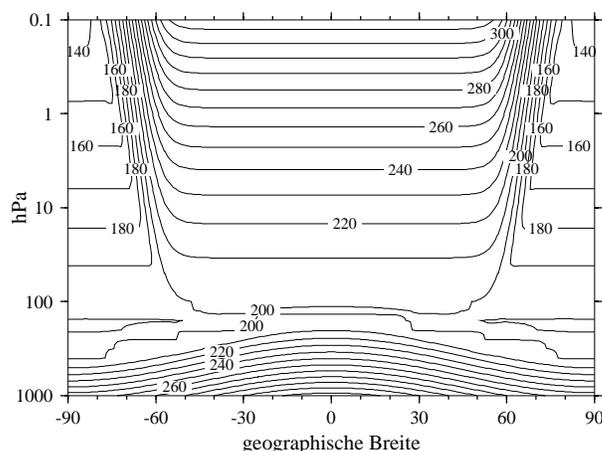


Abbildung 7.1:  $T_{eq}$ , Strahlungsgleichgewichtstemperatur des Held-Suarez-Williamson Antriebs. Konturintervall ist  $10K$ , die Druckkoordinate ist logarithmisch dargestellt.

Umfangreiche Tests mit dem Held-Suarez-Williamson Antrieb wurden Anfang 1998 am EZMW mit dem globalen, spektralen Wettervorhersagemodell IFS (Cycle 18) durchgeführt (siehe auch JABLONOWSKI 1998B). Die Modellläufe verwendeten 50 vertikale, hybride Schichten bei einer Modellobergrenze von  $0.1hPa$  und wurden in der T63 Auflösung über einen Modellzeitraum von 4800 Tagen integriert. Abbildung 7.2 auf der nächsten Seite zeigt zwei zonal und zeitlich gemittelte Ergebnisse dieser Läufe. Dargestellt sind der zonale Wind und das Temperaturfeld über den Modellzeitraum Tag 3800–4800. Deutlich erkennbar ist hier die Reaktion der Felder  $u$  und  $T$  auf die starken Temperaturgradienten des Held-Suarez-Williamson Antriebs. Im stratosphärischen Windfeld in mittleren und hohen Breiten bilden sich in beiden Hemisphären Westwind-Jetströme aus, die – aufgrund der im IFS enthaltenen zusätzlichen Rayleigh-Reibung oberhalb von  $1hPa$  – abgeschlossen sind (in Modellläufen ohne zusätzliche Reibung bleiben diese Jets offen). Dagegen ist die Stratosphäre in niederen Breiten durch einen Ostwind-Jet gekennzeichnet, welcher der thermischen Windrelation folgend auf die Einschnürungen im Temperaturfeld reagiert.

Doch die Symmetrie des mittleren zonalen Windfeldes in Abbildung 7.2 täuscht über die tatsächliche, hohe Variabilität der Zirkulation in der Stratosphäre hinweg. Ein solcher Held-Suarez-Williamson Lauf ist geprägt von *sudden stratospheric warmings* (siehe auch ANDREWS *et al.* 1987) – also plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen in Polnähe bis ca.  $60^\circ$  Süd oder Nord mit starken Schwankungen der zonal gemittelten Jets. Dies bedeutet, daß alternative 1000-Tage Mittelwerte über frühere Modellzeiträume deutliche Abweichungen in den Amplituden der stratosphärischen Jets zeigen. Die Held-Suarez-Williamson Läufe am EZMW erreichen somit keine quasi-stationären Klimazustände in den mittleren und hohen Breiten

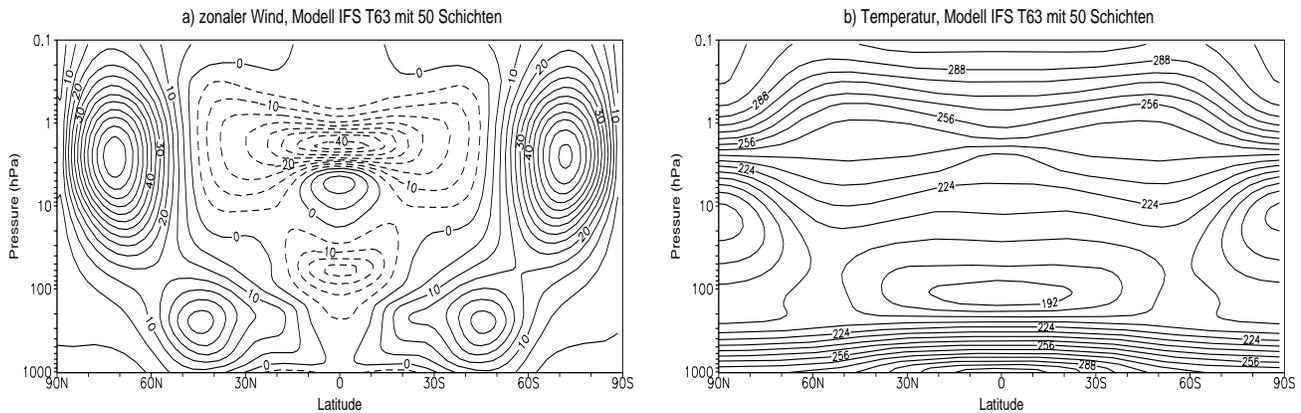


Abbildung 7.2: Held-Suarez-Williamson Testläufe mit dem globalen, spektralen Wettervorhersagemodell IFS des EZMW (Reading, England), Auflösung ist T63 mit 50 vertikalen Schichten. Dargestellt sind zonal und zeitlich gemittelte Größen (Mittelungszeitraum Modelltag 3800–4800) a)  $[\bar{u}]$ , zonaler Wind mit Konturintervall  $5\text{ms}^{-1}$  und b)  $[\bar{T}]$ , Temperatur mit Konturintervall  $8\text{K}$ . Die Druckkoordinate ist logarithmisch.

der Stratosphäre und Mesosphäre, wogegen die Tropenregion gut durch einen 1000-Tage Mittelwert repräsentiert wird.

## 7.2 Der Boer-Denis Test

Schon 1996 diskutierten G. J. Boer und B. Denis auf der Breckenridge-Konferenz einen weiteren Test für die Dynamik von globalen Zirkulationsmodellen (veröffentlicht in BOER UND DENIS 1997). Ihr Vorschlag beruhte ähnlich wie der Ansatz von Held-Suarez auf der Idee, das gesamte Physikpaket durch eine 'perfekte Parametrisierung' zu ersetzen, welche auf einem Antrieb des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik und Dissipationsprozessen basiert. Im Vordergrund stand dabei die Frage, wie der dynamische Kern eines Modells auf veränderte Auflösungen reagiert und bis zu welchem Grad die Dynamik in Abhängigkeit der Auflösung konvergiert, wenn sie von den komplexen, physikalischen Parametrisierungen getrennt worden ist. BOER UND DENIS 1997 untersuchten zur Klärung ihrer Frage zunächst verschiedene Antriebsfunktionen, um eine 'perfekte Parametrisierung' zu erarbeiten. Dazu veränderten sie den strömungsabhängigen Held-Suarez Antrieb – gekennzeichnet durch eine Relaxation mit negativer Rückkopplung – und suchten stattdessen nach zeit- und strömungsunabhängigen Mechanismen. Gedacht war an einen Antrieb durch eine zeitlich konstante Heizung  $H_0$  ohne Kopplung an die Prozesse des GCMs. Doch die Langzeitprognosen mit dieser Art des Antriebs erzeugten in den Modellen eine Klimadrift, da dem Test die Rückkopplung an die Zirkulation fehlte. So erforderte eine 'perfekte Parametrisierung' die Kombination der Heizungsfunktion  $H_0$  mit einer zumindest schwachen Kopplung an die Strömung. Dieser Ansatz resultierte in

den Boer-Denis Antrieb  $H$

$$H = H_0(\varphi, p) - \beta ([T] - [T_0]) \quad (7.3)$$

mit dem Relaxationskoeffizienten  $\beta = 1/\tau = 1/75 \text{ Tag}^{-1}$ , welcher auf der langen Zeitskala von 75 Tagen ein schwaches *Feedback* beschreibt.

Der Boer-Denis Antrieb setzt sich demnach aus einer konstanten Heizungsfunktion  $H_0(\varphi, p)$  und einem Rückkopplungsmechanismus zusammen. Dieser basiert auf der aktuellen Differenz der zonal gemittelten Modelltemperatur zu einer konstanten Referenztemperatur  $T_0$ . Abbildung 7.3 zeigt die zum Äquator symmetrischen Verläufe der Referenztemperatur  $T_0$  und Heizung  $H_0$ . Diese werden gitterpunktswise von G. J. Boer und B. Denis auf Gauß-Gittern vorgegeben und besitzen keine Darstellung als analytisch auswertbare Formel. Der Boer-Denis Antrieb unterscheidet sich somit wesentlich vom Held-Suarez Ansatz. Während Held-Suarez das gesamte Temperaturfeld  $T$  gegen eine Strahlungsgleichgewichtstemperatur  $T_{eq}$  relaxieren, beschreiben Boer-Denis die Relaxation der zonalen Komponente  $[T]$  auf einen Referenzzustand  $[T_0]$ .

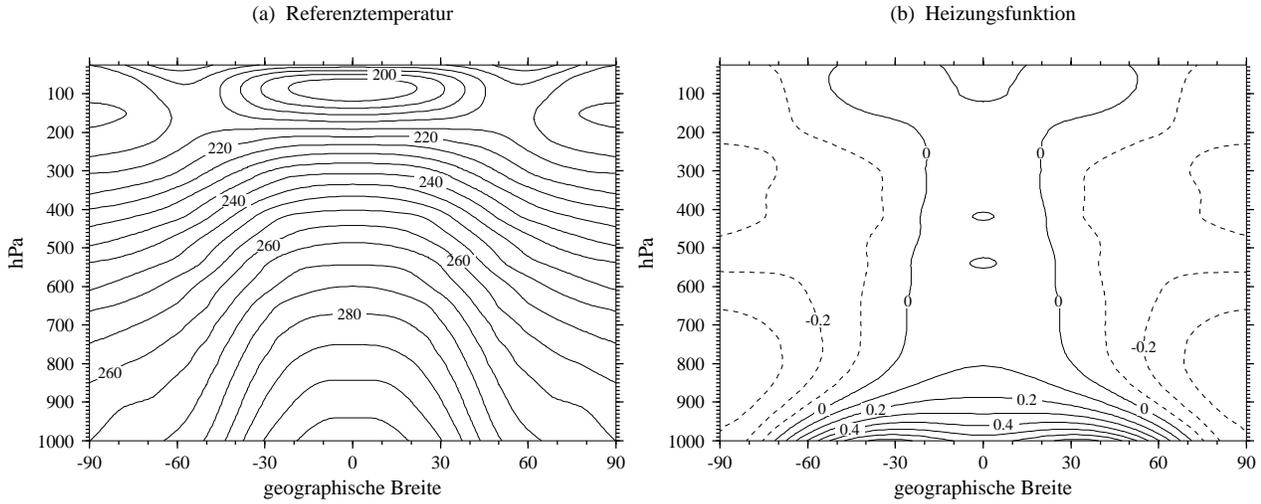


Abbildung 7.3: (a)  $[T_0]$ , zonale Referenztemperatur des Boer-Denis Antriebs, Konturintervall ist  $5\text{K}$ . (b) spezifizierte Heizungsfunktion  $H_0$  des Boer-Denis Antriebs, Konturintervall ist  $0.1\text{K}(\text{Tag})^{-1}$ .

Der Boer-Denis Dissipationsmechanismus wird durch Reibungsterme realisiert, welche als Energie-Senke an die Bewegungsgleichungen angefügt werden. Die Reibung wird formuliert durch

$$\begin{aligned} \vec{F}_v &= -g \frac{d\vec{\tau}}{dp} \\ \vec{\tau}_L &= -\rho_L C_D V_L \vec{V}_L \\ C_D &= \left( \frac{\chi}{\ln(1 + z_L/z_0)} \right)^2 \end{aligned} .$$

$\vec{F}_v$  steht hier für den Reibungsvektor,  $\vec{\tau}$  für den Vektor der Schubspannung und  $g$  für die Erdbeschleunigung. Der Index  $L$  symbolisiert Variablen und Konstanten auf der bodennächsten Modellschicht.  $C_D$  steht für den Reibungskoeffizienten,  $\rho_L$  für die Dichte der trockenen Luft,  $\vec{V}_L$  und  $V_L$  entsprechen den Windgeschwindigkeiten. Die Berechnung von  $C_D$  erfordert zudem die Höhe der bodennächsten Schicht  $z_L$ , der Rauigkeitslänge  $z_0 = 1.5\text{cm}$  und die von-Karman-Konstante  $\chi = 0.4$ .

Die Boer-Denis Testläufe sehen wie die Held-Suarez Tests Langzeitintegrationen über mehrere hundert oder mehrere tausend Tage vor, welche unter Vernachlässigung der Feuchtegrößen auf einer flachen Erde ohne Orographie durchgeführt werden. Die Erfahrungen von BOER UND DENIS 1997 zeigen, daß ein solch angetriebener dynamischer Kern eines Spektralmodells bereits ab der spektralen Auflösung T63 konvergiert. Dies wird belegt durch die geringen Modellunterschiede zu höheren Auflösungen und statistisch überprüft durch Student-t-Test Resultate. Zudem stellten sie in ihren Analysen die Ergebnisse von Held-Suarez Testläufen den Resultaten der Boer-Denis Tests gegenüber. Ihre Untersuchungen konzentrierten sich vor allem auf die Stärke der Lorenz-Energiekreisläufe in beiden Testverfahren. BOER UND DENIS 1997 stellten fest, daß die Held-Suarez Tests einen ausgeprägteren Energiekreislauf aufweisen und schlossen auf einen im Vergleich zum Boer-Denis Ansatz 'strengerem' Antrieb. Desweiteren waren ihre Held-Suarez Tests durch schlechtere Konvergenzeigenschaften bei erhöhter horizontaler Auflösung gekennzeichnet.

Noch liegen keine weiteren Erfahrungen mit dem Boer-Denis Antrieb vor. Die augenblickliche geringe Akzeptanz des Tests könnte in der punktwisen Beschreibung der Referenzfelder  $T_0$  und  $H_0$  im Gauß-Gitter begründet liegen. Dies bedeutet, daß bei Verwendung von anderen Gitterstrukturen Interpolationen erforderlich werden. Größere Schwierigkeiten macht in irregulären Gittern jedoch der Relaxationsmechanismus des Boer-Denis Antriebs, der den zonalen Mittelwert der Temperatur miteinbezieht. So liegen beispielsweise in Ikosaedergittern keine zonalen Strukturen vor. Die Berechnung eines zonalen Mittelwertes erfordert deshalb die Interpolation der Daten auf reguläre Gitter und nach Berechnung des Antriebs  $H$  im regulären Gitter die Rückinterpolation von  $H$  auf irreguläre Gitter. Auf Parallelrechnern mit verteiltem Speicher erschwert zudem ein weiterer Aspekt die Implementierung des Boer-Denis Antriebs. Der Boer-Denis Ansatz erzwingt einen globalen Datenaustausch der Prozessoren über das Verbindungsnetzwerk des Rechners, da die Berechnung eines zonalen Mittelwertes sämtliche Daten einer geographischen Breite miteinbezieht. Diese Daten liegen jedoch verteilt in den lokalen Speicherbereichen der Prozessoren, so daß in jedem Zeitschritt die jeweiligen Teilschritte am zonalen Mittel kommuniziert werden müssen. So zeichnet sich der Boer-Denis Antrieb als weniger effizientes Relaxationsverfahren aus.

## Kapitel 8

# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Diplomarbeit wurde das Held-Suarez Testverfahren zur Untersuchung der dynamischen Kerne von globalen Zirkulationsmodellen vorgestellt und die Ergebnisse der Held-Suarez Tests zweier globaler Wettervorhersagemodelle des Deutschen Wetterdienstes präsentiert.

Der Held-Suarez Test ist ein Test der Dynamik von dreidimensionalen, globalen Zirkulationsmodellen, der die komplexen, physikalischen Parametrisierungen durch eine simplifizierte, idealisierte Physik ersetzt. Diese idealisierte Physik besteht aus zwei analytisch vorgegebenen Antriebsfunktionen, welche auf den ersten Hauptsatz der Thermodynamik und auf die Bewegungsgleichungen wirken. Die Idee hinter dem Held-Suarez Antrieb ist, die Temperatur auf eine vorgeschriebene Strahlungsgleichgewichtstemperatur zu relaxieren, welche in der Troposphäre an reale, langzeitlich gemittelte Temperaturverteilungen angelehnt ist. Zudem simuliert der zusätzlich eingeführte Reibungsterm in den Bewegungsgleichungen die nicht explizit vom Modell erfaßten Grenzschichtprozesse. Der Test eines dynamischen Kerns nach Held-Suarez sieht Langzeitintegrationen über mehrere Modelljahre vor. So lassen sich aus diesen Simulationen statistisch gesicherte Aussagen zum Modellklima ableiten, wobei Analyseverfahren aus der beschreibenden und analytischen Statistik zum Einsatz kommen.

Das Held-Suarez Testverfahren zur Isolierung eines dynamischen Kerns wurde an zwei globalen Zirkulationsmodellen des Deutschen Wetterdienstes getestet. Im Mittelpunkt dieser Tests standen dabei zwei Fragestellungen.

- ▷ Sensitivitätsstudie: Wie reagiert der dynamische Kern auf veränderte horizontale/vertikale Auflösungen und variierende Diffusionskonstanten ?
- ▷ Modellvergleich : Zeigen sich im Vergleich zweier dynamischer Kerne Unterschiede in den Modellklimaten, welche Rückschlüsse auf die zugrunde liegende Dynamik und insbesondere Numerik zulassen ?

Angewendet wurde der Test auf das operationelle, spektrale Wettervorhersagemodell GM sowie auf das zukünftige, ab Ende 1999 operationelle Wettervorhersagemodell GME, welches auf einem Gitterpunktsansatz basiert und mit einem sphärischen Ikosaedergitter arbeitet. Aus

dieser Modellkonstellation ließen sich weitere, interessante Untersuchungsaspekte ableiten. So zielten die Analysen auf die Frage ab, ob die Ikosaederstruktur des GMEs ein leistungsfähiges Gitter für atmosphärische Modelle darstellt, da bisher nur wenige Erfahrungen mit alternativen, unstrukturierten Gittern vorliegen.

Die Held-Suarez Testergebnisse des Modells GME zeigen, daß das zugrunde liegende, irreguläre Dreiecksgitter ein geeignetes Gitter für globale Zirkulationsmodelle repräsentiert. Dies wird durch die Sensitivitätsanalysen zum Modell GME belegt und im Modellvergleich zwischen GME und GM bestätigt. Dabei bietet das Ikosaedergitter gegenüber regulären Gittern den Vorteil, daß es eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Gitterpunkte im Modellgebiet garantiert und die in regulären Gittern auftretende Konvergenz der polnahen Gitterpunkte vermeidet.

In einem ersten Schritt wurde in dieser Diplomarbeit auf die Sensitivitätsstudien des Modells GME eingegangen. Diese Untersuchungen zeigen, daß das GME sensitiv auf Veränderungen der horizontalen Auflösung reagiert, jedoch mit zunehmender Verfeinerung des Gitters zu konvergenten Modellklimaten neigt. Die stärksten Skalenabhängigkeiten in den mittleren Modellfeldern lassen sich insbesondere dann nachweisen, wenn von den geringen Auflösungen GME ( $n_i=24$ ) und GME ( $n_i=32$ ) auf die feinere GME ( $n_i=48$ ) Auflösung übergegangen wird. Dies äußert sich u. a. in der Lage des zonalen Westwindjets, in der Ausprägung der stratosphärischen Ostwindbereiche und führt desweiteren zur Abkühlung der Modelltemperaturen in der Stratosphäre. Dagegen sind nur noch geringe – statistisch wenig signifikante – Änderungen in den GME ( $n_i=64$ ) Modellläufen feststellbar. Auch die Eddy-Komponenten zeigen eine ähnliche Skalensensitivität. So kann beobachtet werden, daß die Erhöhung der horizontalen Auflösung auf der einen Seite zur Intensivierung der Eddy-Varianzen und Eddy-Flüsse führt, auf der anderen Seite eine polwärtige Verlagerung der Eddy-Komponenten offenlegt. Doch auch diese Veränderungen in den Wirbelgrößen tendieren zur Stagnation in hochaufgelösten Modellläufen. Ähnliche Schlußfolgerungen lassen sich zudem für die global gemittelten Diagnosegrößen ziehen, welche mit steigenden Auflösungen konvergente Verläufe annehmen.

Desweiteren haben die GME Untersuchungen verdeutlicht, daß dem horizontalen Diffusionsmechanismus insbesondere in niedrigen Auflösungen ein hoher Stellenwert zukommt. So zeigen die Sensitivitätsanalysen, daß der Diffusionskoeffizient starken Einfluß auf die Charakteristik der Zirkulation und die globalen Diagnosegrößen ausübt. Dies wird insbesondere in den global gemittelten Bodendruckverläufen sichtbar, welche in Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten starken Schwankungen im Massenverlauf ausgesetzt sind. Zudem konnte bei einer ungeeigneten Wahl des Diffusionskoeffizienten eine Verzerrung bzw. Asymmetrie im zonal gemittelten Strömungsbild beobachtet werden. Dagegen lassen sich im Kontrast zu diesen Ergebnissen kaum Sensitivitäten gegenüber einer erhöhten vertikalen Auflösung des GMEs feststellen.

Neben den Sensitivitätsuntersuchungen standen in einem zweiten Schritt die Modellvergleiche der dynamischen Kerne von GME und GM im Mittelpunkt des Interesses. Die Held-Suarez Testläufe zeigen, daß trotz der unterschiedlichen Modellkonzeptionen und zugrunde liegenden

numerischen Methoden kaum Unterschiede in beiden Modellklimaten feststellbar sind. Diese Beobachtung bestätigt sich zum einen anhand der mittleren Modellzirkulation, zum anderen lassen die Eddy-Komponenten und globalen Diagnosegrößen diese Schlußfolgerung zu. Zwar neigt das Spektralmodell GM im Vergleich zum GME zu ausgeprägteren Eddy-Varianz und Eddy-Kovarianzstrukturen, doch unter statistischen Gesichtspunkten sind nur wenige dieser Modellabweichungen als statistisch signifikant einzustufen. Umso überzeugender wird die Ähnlichkeit der beiden dynamischen Kerne in den Untersuchungen zum Eliassen-Palm Fluß und in den EOF-Analysen demonstriert. Hier ist erkennbar, daß selbst die Residuenzirkulationen und Eliassen-Palm-Fluß Vektoren eine ähnliche Wechselwirkung von Grundstrom und Wirbelkomponenten beschreiben und auch die empirischen Orthogonalfunktionen ein einheitliches Variationsmuster im Bodendruckfeld wiedergeben. Interessanter Teilaspekt des Modellvergleichs ist zudem die Beobachtung, in welcher Form sich die beginnende Modellzirkulation aus den unrealistischen, homogenen Anfangsbedingungen entwickelt. So veranschaulicht der 'Schnappschuß' des Bodendruck- und Temperaturfeldes am Modelltag 70, daß das Ikosaedergitter des GMEs der Zirkulation eine 'Wellenzahl 5' Struktur aufprägt, welche erst 60 Modelltage später durch barokline Instabilitätsvorgänge gebrochen wird. Dagegen bilden sich im Spektralmodell GM in beiden Hemisphären voneinander unabhängige Zirkulationsmuster aus, welche tendenziell eine 'Wellenzahl 6' Struktur aufweisen.

Der Held-Suarez Test ist entwickelt worden, um einen internationalen Vergleich von dynamischen Kernen von GCMs zu ermöglichen. So setzt das Testverfahren – ähnlich zur AMIP Initiative – Standardisierungen ein, die die Vergleichbarkeit zweier dynamischer Kerne unterstützen. Inzwischen haben sich – neben dieser reinen *Intercomparison* Idee – weitere Anwendungsbereiche für den Held-Suarez Test herauskristallisiert. So wird das Testverfahren insbesondere als Debugging-Tool in der Modellentwicklung eingesetzt und eignet sich zudem für Stabilitätsbetrachtungen und Effizienzanalysen numerischer Algorithmen. Dies führt zur Erweiterung des oben stehenden Fragenkatalogs.

- ▷ Sensitivitätsstudie: Wie wirken sich variierende Referenztemperaturen des semi-Lagrange-Advektionsverfahren und weitere veränderte Modellparameter auf die Zirkulation des dynamischen Kerns aus ?
- ▷ Vergleich der Numerik: Welche Verfahren erweisen sich als effiziente und stabile numerische Methoden ? Von Interesse ist der Einfluß und die Effizienz des 2-Zeitebenen Verfahrens im Vergleich zum 3-Zeitebenen Zeitschrittverfahrens, der Einfluß des Euler- und semi-Lagrange Advektionsansatzes, die Auswirkung des gewählten Gitters, des Diskretisierungsansatzes und des Zeitschritts auf die Zirkulation sowie der prinzipielle Vergleich von Gitterpunktsverfahren mit Spektralmodellen.

Diese Fragestellungen wurden insbesondere in aktuellen Veröffentlichungen aufgegriffen bzw. auf den Konferenzen zu dynamischen Kernen in den Jahren 1996 und 1998 diskutiert.

Seit der Einführung des Held-Suarez Tests im Jahre 1994 haben verschiedene Gruppen das Testverfahren in ihre Modelle implementiert. Im Vergleich zeigt sich nun, daß sich qualitativ die wesentlichen Klimacharakteristiken in allen globalen Zirkulationsmodellen herausbilden,

doch Unterschiede in der quantitativen Ausprägung der Phänomene sichtbar sind. So werden die Abweichungen insbesondere in der Tropenregion sowie in den zweiten Momenten der Zirkulation – und damit in den Eddy-Strukturen – aufgedeckt. Im Fall der hochaufgelösten DWD Modelle lassen sich jedoch kaum signifikante Modellunterschiede nachweisen. Zudem ähneln die DWD Resultate den Held-Suarez Zirkulationsmustern des EZMW Spektralmodells IFS. Dieses zeigt neben einer – im Vergleich zum GME – geringfügig verstärkten Eddy-Aktivität nur in der tropischen Stratosphäre leichte Abweichungen zu den DWD Modellläufen. Dabei sollte in Betracht gezogen werden, daß das IFS mit 31 vertikalen Schichten arbeitet, ein reduziertes Gauß-Gitter einsetzt und das semi-Lagrange Advektionsverfahren sowie ein 2-Zeitebenen Schema verwendet. Untersuchungen mit 50 vertikalen Schichten haben desweiteren belegt, daß das EZMW Modell interessante Wellenstrukturen in der Stratosphäre und Mesosphäre entwickelt.

Es hat sich gezeigt, daß das Held-Suarez Testverfahren zur Isolierung dynamischer Kerne eine geeignete Analyseverfahren darstellt, um die Charakteristik der Dynamikkomponente in globalen Zirkulationsmodellen zu untersuchen. Auf diesen Erfahrungen aufbauend lassen sich nun weitere Testverfahren ableiten. So wird beispielsweise über die Einführung von künstlicher oder realer Topographie nachgedacht, um das Testverfahren schrittweise realistischer zu gestalten. Denn noch ist nicht zweifelsfrei geklärt, bis zu welchem Grad die Untersuchungsergebnisse auf vollständige GCMs übertragbar sind. Zudem besitzt der Held-Suarez Test keine Referenzlösung. Somit stützen sich die Analysen auf die Annahme, daß hochaufgelöste Modellläufe zur Konvergenz neigen und als Vergleichslösung herangezogen werden können. Der Held-Suarez Test ist einerseits nützlich andererseits auch limitiert. Das bedeutet, daß das Testverfahren kleine Modellunterschiede nicht erklärt, doch deutliche Modellfehler oder numerische Instabilitäten in den Klimaten sichtbar werden läßt.

Der Test des dynamischen Kerns ist ein aktuelles Forschungsthema, welches insbesondere in den letzten Jahren verstärkt diskutiert worden ist. Inzwischen liegen – seit der Einführung des Held-Suarez Tests – zwei weitere Vorschläge für idealisierte Antriebsfunktionen vor. So formulierten beispielsweise G. J. Boer und B. Denis die Idee, einen – gemessen am Lorenz-Energiekreislauf – weniger strengen Antrieb einzusetzen, der eine schwächere Zwangsbedingung für das Modell darstellt. Zudem setzten sie in ihren Testläufen ein *'dry convective adjustment'* ein, um durch zusätzliche Mischungsprozesse das Auftreten von vertikalen Instabilitäten zu vermeiden. Sie erweiterten somit das Testverfahren um eine Physikroutine, wobei auch über den Einsatz von weiteren Physikkomponenten – zum Beispiel der Vertikal-diffusion – intensiv nachgedacht wird. Neben diesen alternativen Testvarianten könnte sich ein zweiter Untersuchungsschwerpunkt hinsichtlich der verwendeten statistischen Verfahren herauskristallisieren. Die bisherigen Analysen konzentrierten sich wesentlich auf univariate statistische Untersuchungsmethoden, welche ersten Einblick in die Signifikanz der Modellabweichungen gaben. Doch aufgrund der räumlichen Kopplung der Modellvariablen sollten zukünftige Analysen auf multivariate statistische Verfahren zurückgreifen, die die Kopplung der Felder in die Untersuchungen miteinbeziehen. Zudem könnte über den verstärkten Einsatz von Zeitreihen- und Spektralanalysen nachgedacht werden, welche neben gefilterten Zeitreihen auch Turbulenz- und Energiespektren offenlegen.

# Literatur

- ANDREWS, DAVID G.; HOLTON, JAMES R.; LEOVY, CONWAY B. (1987): *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, Inc., 1987. ISBN 0-12-058575-8.
- ANDREWS, PHILIPP; CATS, GERARD; DENT, DAVID; GERTZ, MICHAEL; RICARD, JEAN LOUIS (1996): *European Standards For Writing and Documenting Exchangeable FORTRAN 90 Code*. Deutscher Wetterdienst, Offenbach, 1996. Interner Report, Version 1.1, P. Andrews (UKMO), G. Cats (KNMI/HIRLAM), D. Dent (ECMWF), M. Gertz (DWD), J.L. Ricard (Meteo France).
- ANDREWS, D. G.; MCINTYRE, M. E. (November 1976): Planetary Waves in Horizontal and Vertical Shear: The Generalized Eliassen-Palm Relation and the Mean Zonal Acceleration. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(11):2031–2048, November 1976.
- ASSELIN, RICHARD (June 1972): Frequency Filter for Time Integrations. *Monthly Weather Review*, 100(6):487–490, June 1972.
- BATES, J. R.; LI, Y.; BRANDT, A.; MCCORMICK, S. F.; RUGE, J. (1995): A global shallow water numerical model based on the semi-Lagrangian advection of potential vorticity. *Q. J. R. Meteorological Society*, 122:1981–2005, 1995.
- BAUMGARDNER, JOHN R.; FREDERICKSON, PAUL O. (December 1985): Icosahedral Discretization of the Two-Sphere. *SIAM Journal of Numerical Analysis*, 22(6):1107–1115, December 1985.
- BAUMGARDNER, JOHN R. (November 1983): *A three-dimensional finite element model for mantle convection*. Dissertation, University of California, Los Angeles, November 1983.
- BOER, G. J.; ARPE, K.; BLACKBURN, M.; DEQUE, M.; GATES, W. L.; HART, T. L.; TREUT, H. LE; ROECKNER, E.; SHEININ, D. A.; SIMMONDS, I.; SMITH, R. N. B.; TOKIOKA, T.; WETHERARLD, R. T.; WILLIAMSON, D. (August 1992): Some Results from an Intercomparison of the Climates Simulated by 14 Atmospheric General Circulation Models. *Journal of Geophysical Research*, 97(12):771–786, August 1992.
- BOER, GEORGE J.; DENIS, BERTRAND (1997): Numerical Covergence of the Dynamics of a GCM. *Climate Dynamics*, 13:359–374, 1997.

- BOER, GEORGE J. (December 1982): Diagnostic Equations in Isobaric Coordinates. *Monthly Weather Review*, 110:1801–1820, December 1982.
- BORN, KAI (Januar 1996): *Seewindzirkulationen: Numerische Simulationen der Seewindfront*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Meteorologisches Institut, Januar 1996.
- BOVILLE, BYRON A. (1991): Sensitivity of Simulated Climate to Model Resolution. *Journal of Climate*, 4:469–485, 1991.
- BOYD, JOHN (1976): The noninteraction of waves with the zonally averaged flow on a spherical earth and the interrelationship of eddy fluxes of energy, heat and momentum. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(11):2285–2291, 1976.
- BOYLE, JAMES S. (May 1993): Sensitivity of Dynamical Quantities to Horizontal Resolution for a Climate Simulation Using the ECMWF (Cycle 33) Model. *Journal of Climate*, 6:796–815, May 1993.
- BRÖKER, OLIVER; CASSIRER, KLÄRE; HESS, REINHOLD; JABLONOWSKI, CHRISTIANE; JOPPICH, WOLFGANG; POTT, SABINE (Mai 1997): *Forschungs- und Entwicklungsarbeiten im Rahmen des neuen Global-Modells (GME) des DWD*. GMD – Forschungszentrum Informationstechnik GmbH, Sankt Augustin, Mai 1997. Werkvertrag.
- BRÖKER, OLIVER (März 1998): Laufzeitvorhersagen für parallele Versionen des globalen Wettermodells GME. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn, Informatik, März 1998.
- BROWNING, GERALD L.; HACK, JAMES J.; SWARZTRAUBER, PAUL N. (May 1989): A Comparison of Three Numerical Methods for Solving the Differential Equations on the Sphere. *Monthly Weather Review*, 117:1058–1075, May 1989.
- BUNGE, HANS-PETER; BAUMGARDNER, JOHN R. (March/April 1995): Mantle Convection Modelling on Parallel Virtual Machines. *Computer in Physics*, 9(2):207–215, March/April 1995.
- CASSIRER, KLÄRE; HESS, REINHOLD; JABLONOWSKI, CHRISTIANE; JOPPICH, WOLFGANG (June 1996): The Shallow Water Test Cases for a Global Model with Documentation of the Results. Technischer Bericht Arbeitspapier 999, GMD – Forschungszentrum Informationstechnik GmbH, Sankt Augustin, June 1996.
- CCIC. (November 1997): , FY 1998 Blue Book: Computing, Information, and Communications: Technologies for the 21st Century. World Wide Web, November 1997. URL: <http://www.ccic.gov/pubs/blue98/>.
- CHEN, MINGHANG; ROOD, RICHARD B.; TAKACS, LAWRENCE L. (1997): Impact of a Semi-Lagrangian and an Eulerian Dynamical Core on Climate Simulations. *Journal of Climate*, 10:2374–2389, 1997.

- CHEN, MINGHANG; BATES, J. RAY (September 1996): Forecast Experiments with a Global Finite-Difference Semi-Lagrangian Model. *Monthly Weather Review*, 124:1992–2007, September 1996.
- DAVIES, TERRY (June 1996): Model Tests for SRNWP. In: *SRNWP-Centre for Nonhydrostatic Modelling, Newsletter No. 1*, Offenbach, June 1996. Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung.
- DÉQUÉ, MICHEL (December 1995): Sensitivity of the Météo-France/CNRS GCM to Horizontal Resolution. In: GATES, W. L. (Hrsg.), *Proceedings of The First International AMIP Scientific Conference*, Seiten 331–336, Monterey, California, USA 15–19 May 1995, December 1995. WCRP–92, WMO/TD–No. 732.
- ECHAM3 (September 1993): *The ECHAM3 Atmospheric General Circulation Model, Report No. 6*. Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg, September 1993. Revision 2.
- ECMWF (1988): *Research Manual 2 ECMWF Forecast Model, Adiabatic Part*. ECMWF - European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, Reading, England, 1988. 2nd Edition.
- EDMON, H. J.; HOSKINS, B. J.; MCINTYRE, M. E. (December 1980): Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37:2600–2616, December 1980.
- ELIASSEN, A.; PALM, E. (1961): On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, 22(3):1–31, 1961.
- ELLINGSON, R. G.; ELLIS, J.; FELS, S.B. (1991): The Intercomparison of Radiation Codes used in Climate Models: Longwave Results. *J. Geophys. Res.*, 96:8929–8953, 1991.
- EM/DM-SYSTEM (Juni 1995): *Dokumentation des EM/DM - Systems*. Deutscher Wetterdienst, Abteilung Forschung, Offenbach, Juni 1995. Version 1.0.
- FLEMING, E. L.; CHANDRA, S.; BARNETT, J. J.; COREY, M. (1990): Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential heights as functions of latitude. In: REES, D.; BARNETT, J. J.; LABITZKE, K. (Hrsg.), *Advances in Space Research – COSPAR International Reference Atmosphere: 1986, Part II: Middle Atmosphere Models*, Band 10, No 12. Pergamon Press, 1990. ISBN 0 08 040789 7.
- FOUQUART, Y. B.; BONNEL, B.; RAMASWAMY, V. (1991): Intercomparing Shortwave Radiation Codes for Climate Studies. *J. Geophys. Res.*, 96:8955–8968, 1991.
- FOX-RABINOWITZ, MICHAEL S.; STENCHIKOV, GEORGIY L.; SUAREZ, MAX J.; TAKACS, LAWRENCE L. (November 1997): A Finite-Difference GCM Dynamical Core with a Variable-Resolution Stretched Grid. *Monthly Weather Review*, 125:2943–2968, November 1997.

- FOX-RABINOWITZ, MICHAEL S.; STENCHIKOV, GEORGIY L.; SUAREZ, MAX J.; TAKACS, LAWRENCE L.; GOVINDARAJU, RAVI C. (January 1998): A Variable Resolution (Stretched Grid) Finite-Difference GCM Dynamical Core with a real Orography: Long-and-Medium-Term Integrations. In: STANFORTH, A. (Hrsg.), *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling*, Seiten 3.7–3.8. CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, WMO/TD–No. 865, January 1998. Report No. 27.
- FRIEDERICHS, PETRA (August 1995): Diabatische Eliassen-Palm-Fluß Diagnostik für die Nordhemisphäre mit Analysedaten des Deutschen Wetterdienstes von 1967-1991. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn, Meteorologisches Institut, August 1995.
- GATES, W. L. (December 1992): AMIP: The Atmospheric Model Intercomparison Project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 73(12):1962–1970, December 1992.
- GATES, W. L. (Hrsg.) (December 1995): *Proceedings of the First International AMIP Scientific Conference*, Monterey, California, USA 15–19 May 1995, December 1995. WCRP–92, WMO/TD–No. 732.
- GERTZ, MICHAEL (November 1994): *Routine-Sourcecode-Verwaltung der Abteilung Forschung*. Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung, Offenbach, November 1994. Version 1.0.
- GIRALDO, FRANCIS X. (1997): Lagrange-Galerkin Methods on Spherical Geodesic Grids. *Journal of Computational Physics*, 136:197–213, 1997.
- GROTJAHN, RICHARD (1993): *Global Atmospheric Circulations*. Oxford University Press, 1993. ISBN 0-19-507245-6.
- HALTNER, GEORGE J.; WILLIAMS, ROGER TERRY (1980): *Numerical prediction and dynamic meteorology*. John Wiley & Sons, 2. Auflage, 1980. ISBN 0-471-05971-4.
- HAURWITZ, B. (1940): The motion of atmospheric disturbances on the spherical earth. *J. Marine Research*, 3:254–267, 1940.
- HEIKES, ROSS; RANDALL, DAVID A. (June 1995): Numerical Integration of the Shallow-Water Equations on a Twisted Icosahedral Grid. Part I: Basic Design and Results of Tests. *Monthly Weather Review*, 123:1862–1880, June 1995.
- HEINZE, THOMAS (1998): Ein numerisches Verfahren zur Lösung der Flachwassergleichungen auf einer rotierenden Kugel mittels der Lagrange-Galerkin-Methode. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn, Institut für Angewandte Mathematik & Meteorologisches Institut, 1998. (noch nicht erschienen).
- HELD, ISAAC M.; PHILLIPPS, PETER J. (March 1993): Sensitivity of the Eddy Momentum Flux to Meridional Resolution in Atmospheric GCMs. *Journal of Climate*, 6:499–507, March 1993.

- HELD, ISAAC M.; SUAREZ, MAX J. (October 1994): A proposal for the Intercomparison of the Dynamical Cores of Atmospheric General Circulation Models. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 75(10):1825–1830, October 1994.
- HENDERSON-SELLERS, A.; YANG, Z.-L.; DICKINSON, R.E. (1992): The Project for Intercomparison of Land-Surface Parameterization Schemes. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 74:1335–1349, 1992.
- HENDON, HARRY H.; HARTMANN, DENNIS L. (December 1985): Variability in a Nonlinear Model of the Atmosphere with Zonally Symmetric Forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(24):2783–2797, December 1985.
- HENSE, ANDREAS (Juli 1994): *Skript zur Vorlesung Zeitreihenanalyse Wintersemester 1993/94*. Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn, Meteorologisches Institut, Juli 1994.
- HENSE, ANDREAS (März 1995): *Skript zur Vorlesung Statistik Sommersemester 1996*. Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn, Meteorologisches Institut, März 1995.
- HENSE, ANDREAS (Oktober 1995): *Skript zur Vorlesung Theoretische Meteorologie 4 Wintersemester 1995*. Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn, Meteorologisches Institut, Oktober 1995.
- HENSE, ANDREAS (Oktober 1996): *Skript zur Vorlesung Methode der multivariaten Statistik Wintersemester 1996/97*. Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn, Meteorologisches Institut, Oktober 1996.
- HOLTON, JAMES R. (1975): *The Dynamic Meteorology of the Stratosphere and Mesosphere (Meteorological Monographs)*, Band 15, No 37. American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, Mass. 02108, 1975.
- HOLTON, JAMES R. (1992): *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, Inc., 3. Auflage, 1992. ISBN 0-12-354355-X.
- JABLONOWSKI, CHRISTIANE (January 1998): Test of the Dynamical Core of the New DWD Global Model GME. In: STANFORTH, A. (Hrsg.), *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling*, Seiten 3.12–3.13. CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, WMO/TD–No. 865, January 1998. Report No. 27.
- JABLONOWSKI, CHRISTIANE (1998): *Test of the ECMWF Dynamical Core*. ECMWF, Reading, England, 1998. forthcoming ECMWF RD Memorandum.
- JAKOB, RUEDIGER; HACK, JAMES J.; WILLIAMSON, DAVID L. (May 1993): *Solutions to the Shallow Water Test Set Using the Spectral Transform Method*. NCAR, Boulder, Colorado, May 1993. NCAR Technical Note, NCAR/TN–388+STR.

- JAKOB-CHIEN, RUEDIGER; HACK, JAMES J.; WILLIAMSON, DAVID L. (1995): Spectral Transform Solutions to the Shallow Water Test Set. *Journal of Computational Physics*, 119:164–187, 1995.
- KALNAY, E.; KANAMITSU, M.; PFAENDTNER, J.; SELA, J.; SUAREZ, M.; STACKPOLE, J.; TUCCILLO, J.; UMSCHIED, L.; WILLIAMSON, D. (June 1989): Rules for Interchange of Physical Parameterizations. *Bulletin American Meteorological Society*, 70(6):620–622, June 1989.
- KAROLY, DAVID J. (January 1982): Eliassen-Palm Cross Sections for the Northern and Southern Hemispheres. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39:178–182, January 1982.
- KRENZIEN, ELISABETH; SCHÄTTLER, ULRICH (1996): *Model Development for Parallel Computers at DWD*. Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung, Offenbach, 1996.
- LIN, SHIAN-JIANN; ROOD, RICHARD B. (September 1996): Multidimensional Flux-Form Semi-Lagrangian Transport Scheme. *Monthly Weather Review*, 124:2046–2070, September 1996.
- LIVEZEY, ROBERT E. (June 1985): Statistical Analysis of General Circulation Model Climate Simulations: Sensitivity and Prediction Experiments. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(11):1139–1149, June 1985.
- MAJEWSKI, DETLEV; LIERMANN, DÖRTE; PROHL, PETER; RITTER, BODO; GERTZ, MICHAEL (January 1998): First Results of the Global Icosahedral-Hexagonal Grid NWP Model GME. In: STANFORTH, A. (Hrsg.), *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling*, Seiten 6.19–6.20. CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, WMO/TD–No. 865, January 1998. Report No. 27.
- MAJEWSKI, DETLEV (August 1996): Documentation of the new global model GME of the DWD. Technischer Bericht, Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung, Offenbach, August 1996.
- MAJEWSKI, DETLEV (Oktober 1996): *GME – Coding conventions*. Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung, FE 13, Oktober 1996. Interner Report.
- MALCOLM, A. J. (October 1994): *Evaluation of a Numerical Scheme on a set of Test Problems for the Shallow Water Equations*. Meteorological Office, Forecasting Research Division, Bracknell, United Kingdom, October 1994. Technical Report No. 122.
- MALCOLM, A. J. (January 1996): *Evaluation of the Proposed New Unified Model Scheme vs the Current Unified Model Scheme on the Shallow Water Equations*. Meteorological Office, Forecasting Research Division, Bracknell, United Kingdom, January 1996. Technical Report No. 180.

- MANABE, S.; MAHLMANN, J. D. (1976): Simulation of seasonal and interhemispheric variations in the stratospheric circulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33:2185–2217, 1976.
- MAWSON, MARK H. (1996): A shallow-water semi-geostrophic model on a sphere. *Q. J. R. Meteorological Society*, 122:267–290, 1996.
- MCDONALDS, A.; BATES, J. R. (1989): Semi-Lagrangian Integration of a Gridpoint Shallow-Water Model on the Sphere. *Monthly Weather Review*, 117:130–137, 1989.
- MCGREGOR, JOHN L.; DIX, MARTIN R. (January 1997): Development of a Global Conformal-Cubic Primitive Equations Model. In: STANFORTH, A. (Hrsg.), *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling*, Seiten 3.27–3.28. CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, WMO/TD–No. 792, January 1997. Report No. 25.
- MCGREGOR, JOHN L.; KATZFEY, JACK J. (January 1998): NWP Experiments with a Variable-Resolution Conformal-Cubic Primitive Equations Model. In: STANFORTH, A. (Hrsg.), *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling*, Seiten 3.20–3.21. CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, WMO/TD–No. 865, January 1998. Report No. 27.
- MCGREGOR, JOHN L. (June 1996): Semi-Lagrangian Advection on Conformal-Cubic Grids. *Monthly Weather Review*, 124:1311–1322, June 1996.
- PHILLIPS, NORMAN A. (September 1959): Numerical Integration of the Primitive Equations on the Hemisphere. *Monthly Weather Review*, 87:333–345, September 1959.
- PREISENDORFER, RUDOLPH W.; BARNETT, TIM P. (August 1983): Numerical Model-Reality Intercomparison Tests Using Small-Sample Statistics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40:1884–1896, August 1983.
- PROHL, PETER (1995): *Barotropes Globalmodell in einem Dreiecksgitter*. Deutscher Wetterdienst, Abteilung Forschung, Offenbach, 1995. Erster Entwurf vom 17.02.1995.
- PURSER, R. J.; RANČIĆ, M. (1997): Conformal Octagon: An attractive Framework for Global Models offering quasi-uniform regional Enhancement of Resolution. *Meteor. Atmos. Phys.*, 1997. in press.
- QUARTERLY-REPORT (April 1996): *Quarterly Report of the Operational NWP-Models of the Deutscher Wetterdienst*. Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung, Offenbach, April 1996.
- QUARTERLY-REPORT (April 1997): *Quarterly Report of the Operational NWP-Models of the Deutscher Wetterdienst*. Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung, Offenbach, April 1997. No. 10.

- RÄISÄNEN, JOUNI (April 1998):  $CO_2$  – and Aerosol-Induced Changes in Vertically Integrated Zonal Momentum Budget in a GCM Experiment. *Journal of Climate*, 11:625–639, April 1998.
- RANČIĆ, M.; PURSER, R. J.; MESINGER, F. (1996): A Global Shallow-Water Model using an Expanded Spherical Cube: Gnomonic versus conformal coordinates. *Q. J. R. Meteorological Society*, 122:959–982, 1996.
- RASCH, PHILIP J. (June 1994): Conservative Shape-Preserving Two-Dimensional Transport on a Spherical Reduced Grid. *Monthly Weather Review*, 122:1337–1350, June 1994.
- RITCHIE, HAROLD (February 1987): Semi-Lagrangian Advection on a Gaussian Grid. *Monthly Weather Review*, 115:608–619, February 1987.
- RONCHI, C.; IACONO, R.; PAOLUCCI, P. S. (1996): The Cubed Sphere: A New Method for the Solution of Partial Differential Equations in Spherical Geometry. *Journal of Computational Physics*, 124:93–114, 1996.
- SADOURNY, ROBERT; ARAKAWA, AKIO; MINTZ, YALE (June 1968): Integration of the Nondivergent Barotropic Vorticity Equations with an Icosahedral-Hexagonal Grid for the Sphere. *Monthly Weather Review*, 96:351–356, June 1968.
- SANTER, BENJAMIN D.; TAYLOR, KARL E.; CORSETTI, LISA C. (December 1995): Statistical Evaluation of AMIP Model Performance. In: GATES, W. L. (Hrsg.), *Proceedings of The First International AMIP Scientific Conference*, Seiten 13–15, Monterey, California, USA 15–19 May 1995, December 1995. WCRP–92, WMO/TD–No. 732.
- SCHÄTTLER, ULRICH; KRENZIEN, ELISABETH (December 1997): A parallel 'Deutschland-Modell' – A message-passing version for distributed memory computers. *Parallel Computing*, 23(14):2215–2226, December 1997. Special Issues on Applications: Parallel Computing in regional weather modeling.
- SCHÖNWIESE, CHRISTIAN-DIETRICH (1992): *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*. Gebrüder Bornträger, Berlin, Stuttgart, 2. Auflage, 1992. ISBN 3-443-01029-6.
- SCHÖNWIESE, CHRISTIAN-DIETRICH (1994): *Klimatologie*. Verlag Eugen Ulmer Stuttgart, 1994. ISBN 3-8252-1793-0.
- SIMMONS, A. J.; BURRIDGE, D. M. (April 1981): An Energy and Angular-Momentum Conserving Vertical Finite-Difference Scheme and Hybrid Vertical Coordinates. *Monthly Weather Review*, 109:758–766, April 1981.
- STANIFORTH, ANDREW; CÔTÉ, JOHN (September 1991): Semi-Lagrangian Integration Scheme for Atmospheric Models – A Review. *Monthly Weather Review*, 119:2206–2223, September 1991.

- STEPPELER, JÜRGEN; PROHL, PETER (May 1996): Applications of Finite Volume Methods to Atmospheric Models. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 69(2):297–306, May 1996. A publication of the Deutsche Meteorologische Gesellschaft.
- SWARZTRAUBER, PAUL N. (April 1996): Spectral Transform Methods for Solving the Shallow-Water Equations on the Sphere. *Monthly Weather Review*, 124:730–744, April 1996.
- TAKACS, LAWRENCE L.; SUAREZ, MAX. J. (April 1996): *Dynamical Aspects of Climate Simulations Using the GEOS General Circulation Model*. NASA – Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland 20771, April 1996. NASA Technical Memorandum 104606.
- THUBURN, JOHN (February 1995): New Numerical Methods for the Shallow Water Equations. In: STANFORTH, A. (Hrsg.), *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling*, Seiten 3.26–3.27. CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, WMO/TD–No. 665, February 1995. Report No. 21.
- THUBURN, JOHN (1997): A PV-based Shallow Water Model on a Hexagonal-Icosahedral Grid. *Monthly Weather Review*, 125:2328–2347, 1997.
- VON STORCH, HANS; HANNOSCHÖCK, GERHARD (July 1985): Statistical Aspects of Estimated Principal Vectors (EOFs) Based on Small Sample Sizes. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 24:716–724, July 1985.
- VON STORCH, HANS; ZWIERS, FRANCIS W. (February 1988): Recurrence Analysis of Climate Sensitivity Experiments. *Journal of Climate*, 1:157–171, February 1988.
- VON STORCH, HANS; ZWIERS, FRANCIS W. (1998): *Statistical Analysis in Climate Research*. to be published by Cambridge University Press, 1998.
- WILLIAMSON, DAVID L.; DRAKE, JOHN B.; HACK, JAMES J.; JAKOB, RUEDIGER; SWARZTRAUBER, PAUL N. (1992): A Standard Test Set for Numerical Approximations to the Shallow Water Equations in Spherical Geometry. *Journal of Computational Physics*, 102:211–224, 1992.
- WILLIAMSON, DAVID L.; KIEHL, JEFFREY T.; HACK, JAMES J. (1995): Climate Sensitivity of the NCAR Community Climate Model (CCM2) to horizontal resolution. *Climate Dynamics*, 11:377–397, 1995.
- WILLIAMSON, DAVID L.; OLSON, JERRY G.; BOVILLE, BYRON A. (1998): A Comparison of semi-Lagrangian and Eulerian tropical climate simulations. *Monthly Weather Review*, 126:1001–1012, 1998.
- WILLIAMSON, DAVID L.; BROWNING, GERALD L. (March 1973): Comparison of Grids and Difference Approximations for Numerical Weather Prediction Over a Sphere. *Journal of Applied Meteorology*, 12:264–274, March 1973.

- WILLIAMSON, DAVID L.; RASCH, PHILIP J. (February 1989): Two-Dimensional Semi-Lagrangian Transport with Shape-Preserving Interpolation. *Monthly Weather Review*, 117:102–129, February 1989.
- WILLIAMSON, DAVID L. (November 1968): Integration of the barotropic vorticity equation on a spherical geodesic grid. *Tellus*, 4:642–653, November 1968.
- WILLIAMSON, DAVID L. (December 1969): Numerical integration of fluid flow over a triangular grid. *Monthly Weather Review*, 97:885–895, December 1969.
- WILLIAMSON, DAVID L. (1970): Integration of the primitive barotropic model over a spherical geodesic grid. *Monthly Weather Review*, 98:512–520, 1970.
- YU, J.-Y.; HARTMANN, DENNIS L. (October 1993): Zonal Flow Vacillation and Eddy Forcing in a Simple GCM of the Atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50(19):3244–3259, October 1993.

# Anhang A

## Symbole und Abkürzungen

### Physikalische Konstanten und Parameter

$a$	Erdradius	$a = 6371.229 \text{ km}$
$g$	Erdbeschleunigung	$g = 9.80665 \text{ ms}^{-2}$
$\pi$		$\pi = 3.141592654$
$\Omega$	Winkelgeschwindigkeit der Erde, $\Omega = 2\pi/\textit{siderischer Tag}$	$\Omega = 7.29211 * 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
$\textit{sid. Tag}$	Länge eines mittleren Sternentages	$86164.09054 \text{ s}$
$f$	Coriolisparameter	$f = 2\Omega \sin \varphi$
$R$	allgemeine Gaskonstante für trockene Luft	$R = 287.05 \text{ J}/(\text{kgK})$
$c_p$	spezifische Wärme trockener Luft bei konst. Druck	$c_p = 1005 \text{ J}/(\text{kgK})$
$c_v$	spezifische Wärme trockener Luft bei konst. Volumen	$c_v = 717.95 \text{ J}/(\text{kgK})$
$\kappa$	Verhältnis der Gaskonstante zur spezifischen Wärme	$\kappa = R/c_p = 2/7$
$\chi$	von-Karman-Konstante	$\chi = 0.4$
$\gamma$	Verhältnis der spezifischen Wärme, $\gamma = c_p/c_v$	
$K_4$	Diffusionskonstante zur linearen Horizontaldiffusion 4. Ordnung	
$K_{4max}$	theoretischer Maximalwert der Diffusionskonstante, semi-implizit	

### Variablen und Symbole

$u$	zonaler Wind
$v$	meridionaler Wind
$\omega$	Vertikalgeschwindigkeit in Druckkoordinaten, $\omega = dp/dt$
$p$	Druck
$p_s$	Bodendruck
$T$	Temperatur
$\Theta$	potentielle Temperatur, $\Theta = T \left( \frac{1000 \text{ hPa}}{p} \right)^\kappa$
$\Phi$	Geopotential
$\zeta$	relative Vorticity (prognostische Größe im Modell GM)

$D$	horizontale Divergenz (prognostische Größe im Modell GM)
$t$	Zeit
$\Delta t$	Zeitschritt
$\Delta x$	Gitterpunktabstand
$\Delta x_{min}$	minimaler Abstand zweier Gitterpunkte im Ikosaedergitter
$\Delta x_{max}$	maximaler Abstand zweier Gitterpunkte im Ikosaedergitter
$\Delta \phi$	Gitterpunktabstand in Grad
$(\vec{e}_\lambda)_0$	lokaler Einheitsvektor im Ikosaedergitter (globale Ostrichtung)
$(\vec{e}_\varphi)_0$	lokaler Einheitsvektor im Ikosaedergitter (globale Nordrichtung)
$(\eta, \chi)$	lokales Koordinatensystem im Ikosaedergitter
$G_{\eta,i}, G_{\chi,i}$	Gewichte zur Berechnung des Gradienten im Ikosaedergitter
$L_{\eta,i}, L_{\chi,i}$	Gewichte zur Berechnung des Laplace-Operators im Ikosaedergitter
$\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$	baryzentrische Koordinaten, Gewichte zur Interpolation
$\eta$	Vertikalkoordinate (hybrides System)
$a_k, b_k$	Koeffizienten der Vertikalkoordinate (hybrides System)
$\varphi, \phi$	geographische Breite
$\lambda$	zonale Koordinate, Länge
$\vec{v}$	Windvektor
$v_{bmx}$	aktueller Maximalwind im gesamten Modellgebiet
$\langle p_s \rangle$	global gemittelter Bodendruck (horizontales Mittel)
$\widehat{\Theta}$	global gemittelte potentielle Temperatur
$\widehat{T}$	global gemittelte Temperatur
$KE$	kinetische Energie, $KE = \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$
$\widehat{KE}$	global gemittelte kinetische Energie
$dse$	trocken statische Energie (dry static energy), $dse = c_p T + \Phi$
$\widehat{dse}$	global gemittelte trocken statische Energie
$\widehat{deldse}$	global gemittelte relative trocken statische Energie (relativ zur Initialisierung)
$\Delta \sigma_{j,k}$	Gewicht der aktuellen Schichtdicke in $\sigma$ -Koordinaten (Modell GME), $\Delta \sigma = \frac{\Delta p}{p_s}$
$\Delta p_{i,j,k}$	Gewicht der aktuellen Schichtdicke in $p$ -Koordinaten (Modell GM)
$\Delta g_j$	Flächengewicht des Modells GME: Fläche des den Gitterpunkt umgebenden Hexagons oder Pentagons normiert mit der Gesamtfläche
$\Delta w_i$	Flächengewicht des Modells GM: Gauß-Gewicht abhängig von der geographischen Breite
$N$	Anzahl der Gauß-Gitterpunkte in $\lambda$ -Richtung
$M$	Anzahl der Gauß-Gitterpunkte in $\varphi$ -Richtung
$N_{lev}$	Anzahl der vertikalen Schichten
$i, j, k$	Laufindizes

### Eliassen-Palm-Fluß Diagnostik

$\vec{F}$	Eliassen-Palm-Fluß Vektor
$\vec{e}_\varphi$	meridionaler Einheitsvektor im sphärischen Koordinatensystem

$\vec{e}_p$	vertikaler Einheitsvektor im p-System (Vertikalkoordinate: Druck)
$F_\varphi$	Meridionalkomponente des EP-Flusses
$F_p$	Vertikalkomponente des EP-Flusses
$\hat{F}_\varphi$	skalierte Meridionalkomponente des EP-Flusses
$\hat{F}_p$	skalierte Vertikalkomponente des EP-Flusses
$\nabla_{\varphi,p}$	Nabla-Operator (Gradient) im $(\varphi, p)$ -Koordinatensystem
$\frac{\partial}{\partial x}$	partielle Ableitung nach einer Größe $x$
$D$	Divergenz des Eliassen-Palm-Fluß Vektors in der $(\varphi, p)$ -Ebene, $D = \nabla_{\varphi,p} \vec{F}$
$dm$	infinitesimale Masse eines Ringes $d\varphi dp$
$[\hat{v}]$	meridionale Residuenzirkulation des EP-Flusses
$[\hat{\omega}]$	vertikale Residuenzirkulation des EP-Flusses
$q$	potentielle Vorticity
$\Theta_p$	Stabilitätsparameter $\Theta_p = \frac{d}{dp} \Theta_s$
$\Theta_s$	horizontal gemittelte potentielle Temperatur $\Theta_s(p) = \langle \Theta \rangle$
$\mathcal{F}$	Reibungsterm in den TEM-Gleichungen
$\mathcal{Q}$	diabatische Wärmezufuhr in den TEM-Gleichungen

### Test des dynamischen Kerns

#### *Held-Suarez Antrieb*

$k_a$	Parameter	$k_a = 1/40 \text{ Tag}^{-1}$
$k_f$	Parameter	$k_f = 1 \text{ Tag}^{-1}$
$k_s$	Parameter	$k_s = 1/4 \text{ Tag}^{-1}$
$k_v$	Reibungskoeffizient, Dynamik	
$k_T$	Relaxationskoeffizient, Thermodynamik	
$T_{eq}$	Strahlungsgleichgewichtstemperatur	
$(\Delta T)_y$	Parameter	$(\Delta T)_y = 60 \text{ K}$
$p_0$	Referenzdruck	$p_0 = 1000 \text{ hPa}$
$\sigma$	Vertikalkoordinate, $\sigma = p/p_s$	
$\sigma_b$	Höhe der Reibungsschicht im $\sigma$ -System	$\sigma_b = 0.7$
$(\Delta \Theta)_z$	Parameter	$(\Delta \Theta)_z = 10 \text{ K}$

#### *Held-Suarez-Williamson Antrieb*

$T_0$	Referenztemperatur des Held-Suarez-Williamson Antriebs	$T_0 = 200 \text{ K}$
$p_d$	Druckniveau	$p_d = 100 \text{ hPa}$
$p_i$	Druckniveau	
$p_{eq}$	Druckniveau in Äquatornähe	$p_{eq} = p_d = 100 \text{ hPa}$
$p_{pl}$	Druckniveau in Polnähe	$p_{pl} = 0.1 \text{ hPa}$
$\gamma_d$	vertikaler Temperaturgradient	$\gamma_d = 2 \text{ K km}^{-1}$
$\gamma_i$	vertikaler Temperaturgradient	$\gamma_i = -3.345 \text{ K km}^{-1}$
$\phi_0$	geographische Breite, Referenzwert	$\phi_0 = 60^\circ$

$\Delta\phi_0$	Intervall der geographischen Breite	$\Delta\phi_0 = 15^\circ$
$A$	Parameter	$A = 2.65/\Delta\phi_0$

*Boer-Denis Antrieb*

$H$	Heizung, Antrieb der thermodynamischen Gleichung	
$\beta$	Relaxationsparameter	$\beta = \tau^{-1} = 1/75 \text{ Tag}^{-1}$
$H_0$	konstante Wärmezufuhr des Boer-Denis Antriebs	
$T_0$	Referenztemperatur des Boer-Denis Antriebs	
$\vec{F}_v$	Reibungsvektor	
$\bar{\tau}$	Schubspannung	
$\bar{\tau}_L$	Schubspannung in Höhe der bodennächsten Modellfläche	
$\rho_L$	Dichte der trockenen Luft in Bodennähe	
$V_L$	Windkomponente in Höhe der bodennächsten Modellfläche	
$\vec{V}_L$	Windfeld in Höhe der bodennächsten Modellfläche	
$C_D$	Reibungskoeffizient	
$z_0$	Rauhigkeitslänge	$z_0 = 1.5 \text{ cm}$
$z_L$	Höhe der bodennächsten Modellfläche im z-System	

**Mittelung**

$[\ ]$	zonale Mittelung
$( )^*$	Abweichung vom zonalen Mittel
$\overline{(\ )}$	zeitliche Mittelung
$( )'$	Abweichung vom zeitlichen Mittel
$T$	Mittelungszeitraum
$\langle \rangle$	horizontales Mittel
$\hat{(\ )}$	globales Mittel

**Statistik**

$f(x)$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
$F(x)$	Verteilungsfunktion
$\mu, \mu_x, \mu_y$	Erwartungswert einer Zufallsvariablen
$\hat{\mu}, \hat{\mu}_x, \hat{\mu}_y$	geschätzter Erwartungswert einer Zufallsvariablen, arithmetischer Mittelwert
$\sigma^2, \sigma_x^2, \sigma_y^2$	Varianz einer Zufallsvariablen
$\hat{\sigma}^2, \hat{\sigma}_x^2, \hat{\sigma}_y^2$	geschätzte Varianz einer Zufallsvariablen
$\sigma, \sigma_x, \sigma_y$	Standardabweichung einer Zufallsvariablen
$\hat{\sigma}, \hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$	geschätzte Standardabweichung einer Zufallsvariablen
$\hat{\sigma}_p^2$	geschätzte gemeinsame Varianz zweier Zufallsvariablen
$\rho_2$	zweites zentriertes Moment einer Verteilung, Varianz
$m, m_x, m_y$	Anzahl der Stichproben
$i$	Laufindex

$X, Y$	Zufallsvariablen
$Z, T, U, P$	Zufallsvariablen
$\gamma$	Signifikanzniveau, Vertrauensniveau
$\alpha$	Irrtumsniveau, $\alpha = 1 - \gamma$
$\beta$	Macht eines Hypothesentests
$b$	Quantil einer Verteilung zu einem Signifikanzniveau $\gamma$
$u_{\alpha}^{-}, u_{\alpha}^{+}$	unteres und oberes Quantil einer Verteilung zu einem Signifikanzniveau $\gamma$
$erf$	Standard-Normalverteilung (Gauß-Verteilung, error function)
$\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$	Standard-Normalverteilung mit Erwartungswert $\mu$ und Varianz $\sigma^2$
$\chi_{m-1}^2$	$\chi^2$ -Verteilung mit $(m - 1)$ -Freiheitsgraden
$F_{St-t}$	Student-t-Verteilung
$F_{Fisher}$	Fisher-F-Verteilung
$F_N$	akkumulierte Verteilungsfunktion der Standard-Normalverteilung
$H_0$	Nullhypothese
$H_1$	Alternativhypothese

### Empirische Orthogonalfunktionen

$i, j$	Laufindizes
$\hat{\Sigma}$	geschätzte $q \times q$ dimensionale Kovarianzmatrix, $\hat{\Sigma} = \frac{1}{m}DD^t$
$\hat{\Sigma}'$	geschätzte, modifizierte $m \times m$ dimensionale Kovarianzmatrix, $\hat{\Sigma}' = \frac{1}{m}D^tD$
$x_{i,j}, X$	Matrixeintrag in der $q \times m$ dimensionalen Stichprobenmatrix $X$
$\hat{\mu}, \hat{\mu}_i$	geschätzter multivariater Erwartungswert mit den Vektorkomponenten $\hat{\mu}_i$
$D$	Matrix der zentrierten Abweichungen mit Dimensionen $q \times m$
$D^t$	transponierte Matrix der zentrierten Abweichungen mit Dimensionen $m \times q$
$d_{i,j}$	zentrierte Abweichung, Matrixeintrag der Matrix $D$
$\lambda_i$	Eigenwerte
$\vec{u}_i$	Eigenvektoren der geschätzten Kovarianzmatrix $\hat{\Sigma}$
$\vec{v}_i$	Eigenvektoren der geschätzten, modifizierten Kovarianzmatrix $\hat{\Sigma}'$
$m$	Anzahl der Stichproben, Zeitdimension
$q$	Anzahl der Gitterpunkte, Ortsdimension

### Abkürzungen

AMIP	Atmospheric Model Intercomparison Project, Anfang der neunziger Jahre
AMIP2	Atmospheric Model Intercomparison Project 2, Folgeprojekt ab 1998
ARPEGE	Globales Modell von Météo-France, ähnlich zum Modell IFS
CFL	Courant-Friedrich-Levy Stabilitätskriterium in Modellen
DM	Deutschland-Modell des Deutschen Wetterdienstes
DWD	Deutscher Wetterdienst (Offenbach)

ECHAM	Klimamodell des Deutschen Klimarechenzentrums / Max-Planck Instituts für Meteorologie (Hamburg)
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (Reading, England)
EM	Europa-Modell des Deutschen Wetterdienstes
EOF	Empirische Orthogonalfunktionen
EP-Fluß	Eliassen-Palm-Fluß
EZMW	Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage (Reading, England)
Flop/s	Floating Point Operations per second, Maß für die Leistung eines Prozessors
GCM	General Circulation Model
GM	Globales Modell des Deutschen Wetterdienstes (spektral, operationell seit 1990)
GMD	Forschungszentrum Informationstechnik GmbH (Sankt Augustin)
GME	Globales Modell des Deutschen Wetterdienstes (Gitterpunktmodell, basierend auf einem Ikosaedergitter), geplanter operationeller Betrieb ab 1999
GMT	Generic Mapping Tools, Graphikanwendung
GrADS	Grid Analysis and Display System, Graphikanwendung
IFS	Integrated Forecasting System, Globales Modell des EZMW (spektral, operationell)
KNMI	Niederländischer Wetterdienst
LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory (Livermore, USA)
LM	Lokalmodell des Deutschen Wetterdienstes, nicht-hydrostatisch, geplanter operationeller Betrieb ab 1999
MIUB	Meteorologisches Institut der Universität Bonn
MPI	Message Passing Interface, Technik zu Parallelisierung von Programmen Unterprogrammbibliothek zur Prozessorkommunikation auf Parallelrechnern
NCAR	National Center for Atmospheric Research (Boulder, USA)
NWP	Numerical Weather Prediction
PARMACS	Unterprogrammbibliothek zur Prozessorkommunikation auf Parallelrechnern
PCMDI	Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison
QBO	Quasi-Biennial-Oscillation
SCAI	Institut für Algorithmen und Wissenschaftliches Rechnen, GMD (Sankt Augustin)
SCCS	Source Code Control System (Softwareverwaltungspaket von IBM)
SRNWP	Short Range Numerical Weather Prediction
TEM	Transformed Eulerian Mean - Gleichungssatz
UKMO	UK Met Office (Bracknell, United Kingdom)
Vis5D	Graphikanwendung
WGNE	Working Group on Numerical Experimentation
WMO	World Meteorological Organization
ZVA	Zufallsvariable

# Anhang B

## Gauß-Gitter

Nr.	Gauß-Breite (Grad)	Nr.	Gauß-Breite (Grad)	Nr.	Gauß-Breite (Grad)
1	88.57217	17	58.75521	33	28.91149
2	86.72253	18	56.89001	34	27.04624
3	84.86197	19	55.02481	35	25.18099
4	82.99894	20	53.15960	36	23.31573
5	81.13498	21	51.29438	37	21.45048
6	79.27056	22	49.42915	38	19.58522
7	77.40589	23	47.56393	39	17.71996
8	75.54106	24	45.69869	40	15.85470
9	73.67613	25	43.83346	41	13.98945
10	71.81113	26	41.96822	42	12.12419
11	69.94608	27	40.10298	43	10.25893
12	68.08099	28	38.23774	44	8.39367
13	66.21587	29	36.37249	45	6.52841
14	64.35073	30	34.50724	46	4.66315
15	62.48557	31	32.64199	47	2.79789
16	60.62040	32	30.77674	48	0.93263

Tabelle B.1: Gauß-Breiten für die spektrale Auflösung T63. Die Tabelle enthält die geographischen Breiten der Nordhemisphäre. Die Gauß-Breiten sind symmetrisch zum Äquator, für die Südhemisphäre müssen diese mit negativem Vorzeichen versehen werden.

Nr.	Gauß-Breite (Grad)	Nr.	Gauß-Breite (Grad)	Nr.	Gauß-Breite (Grad)
1	89.14156	28	58.87804	55	28.59798
2	88.02940	29	57.75657	56	27.47649
3	86.91079	30	56.63509	57	26.35500
4	85.79062	31	55.51361	58	25.23351
5	84.66994	32	54.39213	59	24.11203
6	83.54894	33	53.27065	60	22.99054
7	82.42783	34	52.14918	61	21.86905
8	81.30658	35	51.02769	62	20.74756
9	80.18530	36	49.90621	63	19.62607
10	79.06398	37	48.78473	64	18.50458
11	77.94262	38	47.66325	65	17.38309
12	76.82124	39	46.54176	66	16.26160
13	75.69984	40	45.42028	67	15.14011
14	74.57844	41	44.29879	68	14.01862
15	73.45701	42	43.17731	69	12.89713
16	72.33558	43	42.05582	70	11.77564
17	71.21414	44	40.93434	71	10.65415
18	70.09268	45	39.81285	72	9.53266
19	68.97124	46	38.69136	73	8.41117
20	67.84978	47	37.56988	74	7.28968
21	66.72832	48	36.44839	75	6.16819
22	65.60686	49	35.32690	76	5.04670
23	64.48540	50	34.20541	77	3.92521
24	63.36393	51	33.08393	78	2.80372
25	62.24246	52	31.96244	79	1.68223
26	61.12099	53	30.84096	80	0.56074
27	59.99952	54	29.71947		

Tabelle B.2: Gauß-Breiten für die spektrale Auflösung T106. Die Tabelle enthält die geographischen Breiten der Nordhemisphäre. Die Gauß-Breiten sind symmetrisch zum Äquator, für die Südhemisphäre müssen diese mit negativem Vorzeichen versehen werden.

# Anhang C

## Das vertikale Gitter

Die DWD Modelle GME und GM nutzen in der Vertikalen ein hybrides, orographiefolgendes  $\eta$ -Koordinatensystem (siehe auch SIMMONS UND BURRIDGE 1981), welches sich aus einer Druckkomponente und einer  $\sigma$ -Komponente zusammensetzt. So läßt sich der Druck in Abhängigkeit der Ortskoordinaten mittels

$$p(\lambda, \varphi, \eta, t) = a(\eta) + b(\eta) p_s(\lambda, \varphi, t)$$

auf kontinuierliche Weise darstellen, wobei die Koeffizienten  $a(\eta)$  und  $b(\eta)$  die Höhenabhängigkeiten enthalten und  $p_s$  den Bodendruck symbolisiert. Die Koeffizienten sind hier durch

$$\begin{aligned} a(\eta) &= p_0 \eta & \text{und} & & b(\eta) &= 0 & \text{für} & & 0 \leq \eta \leq \eta_T \\ a(\eta) &= \frac{p_0 p_T}{p_0 - p_T} (1 - \eta) & \text{und} & & b(\eta) &= \frac{p_0 \eta - p_T}{p_0 - p_T} & \text{für} & & \eta_T \leq \eta \leq 1 \end{aligned}$$

definiert und verwenden im Fall der DWD Modelle die Referenzhöhen  $p_T = 60hPa$  und  $p_0 = 1000hPa$ .

Zur vertikalen Diskretisierung der Gleichungen werden nun die zuvor kontinuierlich definierten Koeffizienten in  $Nlev$  Modellhauptflächen unterteilt. Dann gilt für die diskrete Darstellung der Druckvariablen auf Modellnebenflächen mit  $k = 0, 1, 2, \dots, Nlev$

$$p_{k+\frac{1}{2}} = a_{k+\frac{1}{2}} + b_{k+\frac{1}{2}} p_s \quad ,$$

wobei die halbzahlgigen Indeces die Positionen der  $Nlev + 1$  Zwischenschichten zwischen den Modellhauptflächen angeben. Zur Erfüllung der oberen und unteren Randbedingung folgt zudem für die konstanten Koeffizienten

$$a_{\frac{1}{2}} = b_{\frac{1}{2}} = a_{Nlev+\frac{1}{2}} = 0 \quad \text{und} \quad b_{Nlev+\frac{1}{2}} = 1 \quad .$$

Dies stellt sicher, daß der Druck am Modelloberrand verschwindet und am Modellunterrand den aktuellen Bodendruck annimmt. Werden die Druckwerte an Modellhauptflächen benötigt, so lassen sich diese mittels linearer Interpolation

$$p_k = \frac{1}{2} (p_{k+\frac{1}{2}} + p_{k-\frac{1}{2}})$$

aus den Druckwerten der Modellnebenflächen ableiten. Desweiteren folgt für die Schichtdicke  $\Delta p_k$  die Beziehung

$$\Delta p_k = p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}} \quad .$$

In verschiedenen Berechnungen werden anstelle der Druckflächen die zeitlich konstanten  $\eta$ -Modellflächen herangezogen, welche sich mittels der Formel

$$\eta_{k+\frac{1}{2}} = \frac{a_{k+\frac{1}{2}}}{p_0} + b_{k+\frac{1}{2}}$$

beschreiben lassen. Hier kennzeichnet der Parameter  $p_0$  einen konstanten Referenzdruck, der oftmals bei  $1000hPa$  oder  $1013.25hPa$  liegt. In dieser Darstellung gelten dabei für den oberen und unteren Rand die Bedingungen  $\eta_{\frac{1}{2}} = 0$  und  $\eta_{nlev+\frac{1}{2}} = 1$ . Werden  $\eta$ -Positionen benötigt, welche zwischen den Modellnebenflächen liegen, können diese mittels der linearen Interpolation

$$\eta = \eta_{k+\frac{1}{2}} + \frac{(p - p_{k+\frac{1}{2}})(\eta_{k+\frac{1}{2}} - \eta_{k-\frac{1}{2}})}{(p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}})} \quad \text{für} \quad p_{k-\frac{1}{2}} \leq p \leq p_{k+\frac{1}{2}}$$

berechnet werden.

In der Tabelle C.1 auf der nächsten Seite sind die in den Modellen GME und GM verwendeten, halbzahligen Koeffizienten zur Beschreibung des vertikalen Koordinatensystems zusammengestellt. Der linke Teil der Tabelle enthält dabei die Aufteilung der 19 Modellschichten, wogegen der rechte Teil die Positionierung der 31 Modellflächen auflistet. Diese kommen in den Sensitivitätsstudien des Kapitels 5.3.2 zum Einsatz und repräsentieren zudem die Schichteinteilung des EZMW Modells IFS, welches operationell mit 31 Schichten arbeitet. Abbildung C.1 auf Seite 140 stellt die Schichteinteilungen graphisch gegenüber. Deutlich zu erkennen ist, daß die zusätzlichen Modellschichten primär die Auflösung in der Troposphäre verbessern, wogegen die Stratosphäre in beiden Auflösungen nur in Grundzügen erfaßt wird. Die wenigen stratosphärischen Modellschichten lassen demnach keine detaillierten Untersuchungen der Stratosphäre zu, beschreiben jedoch ausreichend genau die prinzipiellen Charakteristiken im oberen Modellgebiet. Die Modellobergrenze liegt in beiden Verteilungen jeweils bei  $10hPa$ .

Level $k$	19 Schichten		31 Schichten	
	$a_{k+\frac{1}{2}}$ (Pa)	$b_{k+\frac{1}{2}}$	$a_{k+\frac{1}{2}}$ (Pa)	$b_{k+\frac{1}{2}}$
0	0.000000	0.0000000000	0.000000	0.00000000
1	2000.000000	0.0000000000	2000.000000	0.00000000
2	4000.000000	0.0000000000	4000.000000	0.00000000
3	6046.110595	0.0003389933	6000.000000	0.00000000
4	8267.927560	0.0033571866	8000.000000	0.00000000
5	10609.513232	0.0130700434	9976.136719	0.00039086
6	12851.100169	0.0340771467	11820.539062	0.00291970
7	14698.498086	0.0706498323	13431.394531	0.00919413
8	15861.125180	0.1259166826	14736.355469	0.02031916
9	16116.236610	0.2011954093	15689.207031	0.03697486
10	15356.924115	0.2955196487	16266.609375	0.05948764
11	13621.460403	0.4054091989	16465.003906	0.08789498
12	11101.561987	0.5249322235	16297.621094	0.12200361
13	8127.144155	0.6461079479	15791.597656	0.16144150
14	5125.141747	0.7596983769	14985.269531	0.20570326
15	2549.969411	0.8564375573	13925.519531	0.25418860
16	783.195032	0.9287469142	12665.292969	0.30623537
17	0.000000	0.9729851852	11261.230469	0.36114502
18	0.000000	0.9922814815	9771.406250	0.41820228
19	0.000000	1.0000000000	8253.210938	0.47668815
20			6761.339844	0.53588659
21			5345.914062	0.59508425
22			4050.717773	0.65356457
23			2911.569336	0.71059442
24			1954.805176	0.76540524
25			1195.889893	0.81716698
26			638.148926	0.86495584
27			271.626465	0.90771586
28			72.063583	0.94421321
29			0.000000	0.97298521
30			0.000000	0.99228150
31			0.000000	1.00000000

Tabelle C.1: Vertikalkoeffizienten der Zwischenschichten für 19 und 31 vertikale Hauptflächen. Die Koeffizienten  $a_{k+\frac{1}{2}}$  beschreiben den Druckanteil der  $\eta$ -Koordinate, die Koeffizienten  $b_{k+\frac{1}{2}}$  beschreiben den  $\sigma$ -Anteil.

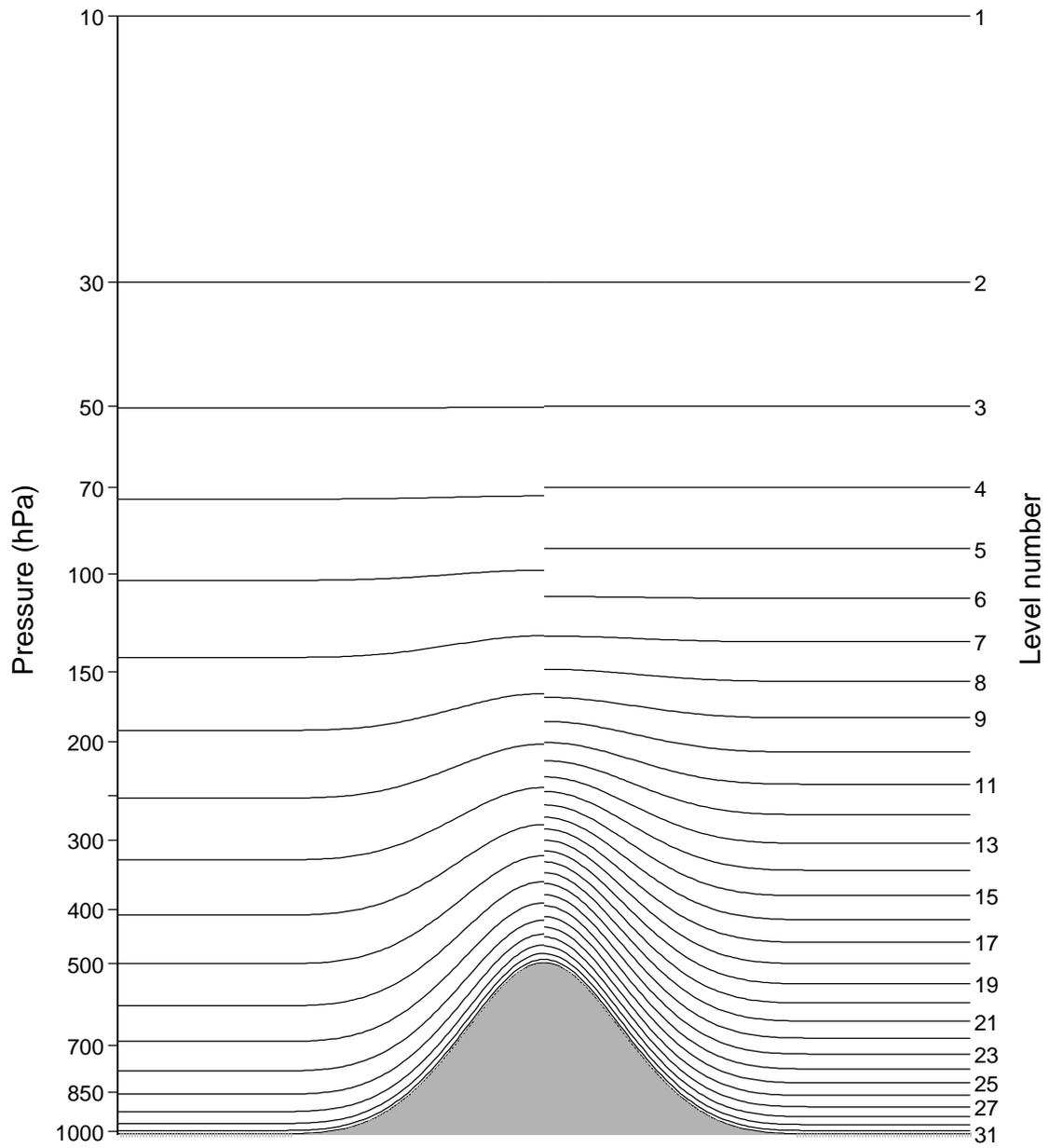


Abbildung C.1: Vertikale Verteilung der 19 bzw. 31 Modellhauptflächen.

Ich versichere, daß ich die vorliegende Diplomarbeit

Test der Dynamik zweier globaler Wettervorhersagemodelle des  
Deutschen Wetterdienstes: Der Held-Suarez Test

selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Christiane Jablonowski